

N° d'ordre : 149

50376  
1988  
33

50376  
1988  
33

# THESE DE DOCTORAT

de l'Université des Sciences et Techniques  
de Lille Flandres Artois

*Sciences des Matériaux*

*Présentée par*

**Bouzid CHENNI**



**EVALUATION NON DESTRUCTIVE D'ACIER CHROME  
PAR DISPERSION DE VITESSE D'ONDES DE RAYLEIGH**

*Soutenue le 28 Avril 1988, devant la commission d'examen :*

Président : J. LEFEBVRE  
Rapporteurs : A. DEFEBVRE  
L. DOBRZYNSKI  
Examineurs : B. DJAFARI-ROUHANI  
J. POULIQUEN  
(Directeur de Recherche)



\*0300139366\*

*A MES PARENTS*

Cette thèse a été préparée au Laboratoire d'Acoustique-Ultrasons (U.A. 253 au C.N.R.S) de la Faculté Libre des Sciences de Lille sous la direction de Monsieur J. POULIQUEN. Je tiens à lui exprimer ma profonde reconnaissance pour l'interêt qu'il a porté à ce travail et des conseils qu'il m'a prodigués pour son accomplissement.

Je tiens à témoigner toute ma gratitude à Monsieur le Professeur A. DEFEBVRE Doyen de la Faculté Libre des Sciences pour l'aide qu'il m'a apportée, et les précieux conseils dont il m'a fait bénéficier.

J'exprime ma reconnaissance à Monsieur le Professeur J. LEFEBVRE qui me fait l'honneur de présider le jury.

Je remercie également Monsieur B. DJAFARI ROUHANI et Monsieur L. DOBRZYNSKI de leur participation à ce jury ainsi que des remarques constructives qu'ils ont bien voulu me faire.

Je remercie G. HAW pour toute l'aide technique qu'il m'a apportée pour la maîtrise du banc de mesure, ainsi que les autres membres de la section d'acoustique de l'Institut Supérieur d'Electronique du Nord qui ont pu me conseiller en divers domaines.

Mes remerciements vont également à tous les membres du Laboratoire qui m'ont aidé dans mon travail, et plus spécialement A. MARECHAL.

Enfin je tiens à remercier Madame E. BARBASSO et Mademoiselle E. MAREE pour leur remarquable travail de frappe.

## SOMMAIRE

-----

	Page
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : CALCUL DE LA VITESSE D'ONDE DE SURFACE SUR UN SYTEME A UNE COUCHE	3
1. Rappels sur les ondes élastiques de Rayleigh en milieux isotropes.	3
2. Ondes de type Rayleigh sur un système à une couche.	7
3. Validité du modèle	13
4. Utilisation du modèle.	14
CHAPITRE II : PROGRAMME D'IDENTIFICATION DE LA VALEUR DES PARAMETRES	15
1. Méthode de la descente rapide.	15
2. Méthode des gradients conjugués.	18
3. Application au système à une couche.	21
4. Paramètres à identifier.	21
CHAPITRE III : BANC DE MESURES	23
1. Excitation des ondes de surface.	23
2. Technique de mesure	26
2.1. Systèmes optiques	26
2.2. Principe de mesure de la vitesse	27
3. Contrôle de la précision.	32

	Page
CHAPITRE IV : FABRICATION DES ECHANTILLONS	36
1. Traitements thermiques du substrat.	36
2. Elaboration du revêtement	36
2.1. Principe	37
3. Conditions de mise en oeuvre	40
3.1. Préparation des surfaces avant dépôt	40
3.2. Dépôts	40
 CHAPITRE V : RESULTATS EXPERIMENTAUX	 42
1. Mesures de vitesse à différentes fréquences sur la face revêtue.	42
2. Contrôle de la vitesse de Rayleigh sur la face non revêtue.	44
3. Détermination des caractéristiques mécaniques des milieux.	48
4. Ajustement utilisant un même pas de variation pour tous les paramètres.	51
5. Etude de la sensibilité de la vitesse de Rayleigh par rapport aux variations des paramètres.	57
6. Ajustement ordonné des paramètres par couples successifs.	58
7. Discussion des résultats	70
7.1. Variation relative des paramètres	70
7.2. Analyse des résultats	71
7.3. Comparaison des distances théoriques et de la distance expérimentale.	71

	Page
CHAPITRE VI : CONTROLE AUTO-COHERENT DE LA PROCEDURE DE RESOLUTION DU PROBLEME INVERSE	74
1. Elaboration du modèle.	74
1.1. Stabilité du modèle	74
1.2. Etude de l'influence de la précision de l'épaisseur de la couche sur l'ajustement	75
1.3. Influence du nombre de points de mesures sur les calculs d'ajustement	79
2. Distribution d'erreurs sur les vitesses du modèle.	51
3. Première conclusion sur la méthode d'ajustement.	81
4. Amélioration de la procédure de résolution du problème inverse	85
4.1. Pondération des pas d'évolution des paramètres	85
4.2. Evaluation de cette méthode	88
4.3. Sensibilité de la vitesse de Rayleigh à la variation de chaque paramètre	90
5. Cas où les valeurs de départ sont plus éloignées de celles du modèle	92
5.1. Identification des couples $\lambda_i$ et $\mu_i$ en partant de valeurs plus éloignées du modèle.	92
6. Deuxième conclusion.	93
CONCLUSION :	94
ANNEXE :	96
BIBLIOGRAPHIE :	98

## INTRODUCTION

-----

Les ondes acoustiques de surface prennent de plus en plus d'importance dans le contrôle non destructif des matériaux (détection de défauts superficiels, fatigue ...), et notamment dans l'évaluation des propriétés mécaniques des structures stratifiées, telles les couches géologiques, ou à plus petite échelle les couches minces obtenues par dépôt ou liées à des phénomènes affectant superficiellement les matériaux tels que la trempe thermique ou chimique [12].

Si on fait abstraction des études d'identification de structures géologiques par ondes de surface, les autres études acoustiques se rapportant aux parties superficielles des matériaux, quoique nombreuses portent plus rarement sur la résolution du problème inverse de détermination des caractéristiques mécaniques des matériaux à partir de mesures de dispersion de vitesse en fonction de la fréquence ; ou se limitent à l'évaluation d'un ou deux paramètres seulement, soit l'épaisseur d'un revêtement [43] ou les constantes élastiques  $C_{11}$  et  $C_{44}$  connaissant la masse volumique de celui-ci [9].

Dans le but de la résolution de ce problème inverse nous nous sommes intéressés à l'identification des 7 paramètres ( $\lambda_1$ ,  $\mu_1$ ,  $\rho_1$ ,  $e$ ) d'un système isotrope à une couche sur substrat semi-infini, et particulièrement à ceux de la couche qui diffèrent notablement de ceux du matériau massif.

Notre étude a donc porté sur la caractérisation d'un échantillon constitué d'un substrat d'acier 35NCD16 semi-infini, et revêtu d'une couche mince de chrome dopée au carbone (déposée par pulvérisation cathodique magnétron) ; caractérisation faite par des mesures de dispersion de vitesse d'ondes acoustiques de type Rayleigh dans la gamme de fréquence 1 - 30 MHz. Ces ondes acoustiques de surface sont produites et détectées par des transducteurs à peignes interdigités ; et leur vitesse de propagation sur l'échantillon déterminée de façon absolue par interaction avec un faisceau de lumière cohérente.

Par l'étude de la sensibilité de la vitesse de Rayleigh dans chaque milieu aux variations de chaque paramètre ( $\lambda$ ,  $\mu$ , ou  $\rho$ ) nous

élaborons une méthode d'identification de ces paramètres et de l'épaisseur de la couche, basée sur la technique numérique des gradients conjugués.

La précision sur les paramètres identifiés sera évaluée à partir d'un pseudo-modèle expérimental, auquel cette méthode sera appliquée.

## Chapitre I

-----

### CALCUL DE LA VITESSE D'ONDE DE SURFACE SUR UN SYSTEME A UNE COUCHE

*Notre objectif est la détermination des caractéristiques mécaniques d'une couche de chrome déposée sur un substrat d'acier semi-infini à partir des relevés de dispersion de la vitesse de propagation d'ondes de type Rayleigh.*

*Il faut noter que la propagation d'ondes élastiques de surface dans un système ne comportant qu'une couche déposée sur un substrat semi-infini à été étudiée par beaucoup d'auteurs [1, 2, 3, 4, 5]. Le calcul numérique seul permet de trouver des solutions précises, mais dans le cas de films minces déposés sur des substrats isotropes [2] ou cristallins [4], des approximations peuvent être faites, et une formule en bon accord avec les expériences, fournit la vitesse dès que l'épaisseur  $h$  du film est très inférieure à la longueur d'onde acoustique  $\Lambda$ .*

#### 1. Rappels sur les ondes élastiques de Rayleigh en milieux isotropes

On définit une onde élastique de surface par les perturbations élastiques qui se propagent à l'intérieur d'un corps semi-infini, au proche voisinage de sa surface.

Dans le cas d'un milieu isotrope, homogène et parfaitement élastique, il existe une onde non dispersive appelée onde de Rayleigh, dont nous rappelons brièvement les propriétés.

- a. La vitesse de phase  $V_R$  de propagation de cette onde est donnée par la solution réelle positive de l'équation suivante dite de Rayleigh [6, 7, 8].

$$\left(\frac{V_R}{V_T}\right)^6 - 8 \left(\frac{V_R}{V_T}\right)^4 + 8 \left[3 - 2 \left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2\right] \left(\frac{V_R}{V_T}\right)^2 - 16 \left[1 - \left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2\right] = 0 \quad (1)$$

$V_L$  et  $V_T$  représentent respectivement les vitesses de phase des ondes de volume longitudinale et transversale dans le milieu de masse volumique  $\rho$ . Elles sont liées aux coefficients de Lamé  $\lambda$  et  $\mu$  par les relations suivantes :

$$V_L = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad \text{et} \quad V_T = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (2)$$

De même le module d'Young  $E$  et le coefficient de Poisson  $\sigma$  s'expriment en fonction de ces coefficients par les relations :

$$E = \frac{\mu (2\mu + 3\lambda)}{\lambda + \mu} \quad ; \quad \sigma = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} \quad (3)$$

L'équation (1) est obtenue en imposant les conditions aux limites propres à toute onde de surface, aux équations classiques de propagation des ondes transversale et longitudinale :

- amplitude nulle dans les régions très éloignées de la surface
- contraintes normales nulles à la surface libre.

Les valeurs des 6 racines de l'équation dite de Rayleigh ne dépendent que du coefficient de Poisson du matériau considéré. L'onde de Rayleigh correspond à la racine  $\left(\frac{V_R}{V_T}\right)$  comprise entre 0 et 1. On montre qu'il n'existe qu'une racine et une seule vérifiant cette condition pour toute valeur  $\sigma$  d'un matériau donné.

Comme les valeurs du coefficient de Poisson varient entre 0 et 0,5 ; la vitesse de phase de l'onde de Rayleigh évolue de façon monotone de  $0,87 V_T$  à  $0,96 V_T$ . La vitesse de l'onde de surface reste donc toujours inférieure à celle de l'onde transversale (à fortiori à celle de l'onde longitudinale). Une valeur approchée de  $V_R$  est donnée par la formule de VIKTOROV [7]

$$V_R = \frac{0,87 + 1,12 \sigma}{1 + \sigma} V_T \quad (4)$$

- b. Cette onde a une polarisation elliptique. Elle est constituée d'une composante longitudinale  $U$  et une composante transversale  $V$  déphasée de  $\pi/2$  contenues dans le plan sagittal  $x O y$ , plan défini par le vecteur d'onde et la normale à la surface. La figure 1 représente les déplacements rétrogrades de ce vecteur.

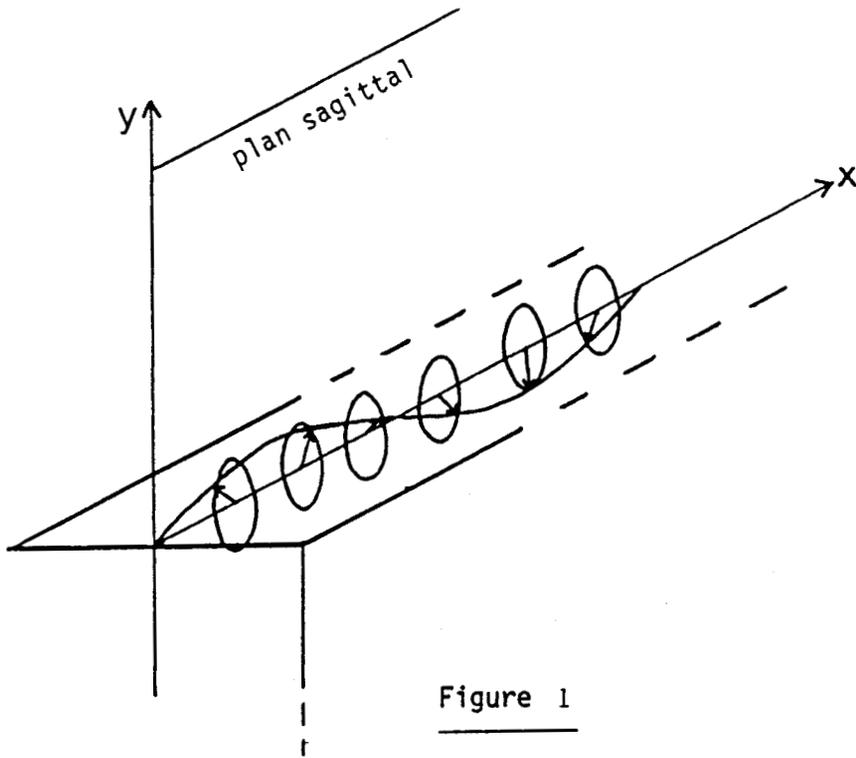


Figure 1

La décroissance en fonction de la profondeur est différente pour chaque composante, elle est exprimée en fonction de la longueur d'onde  $\lambda_R$ , et représentée (figure 2) pour un matériau isotrope (la silice) pour laquelle  $V_R = 3410$  m/s.

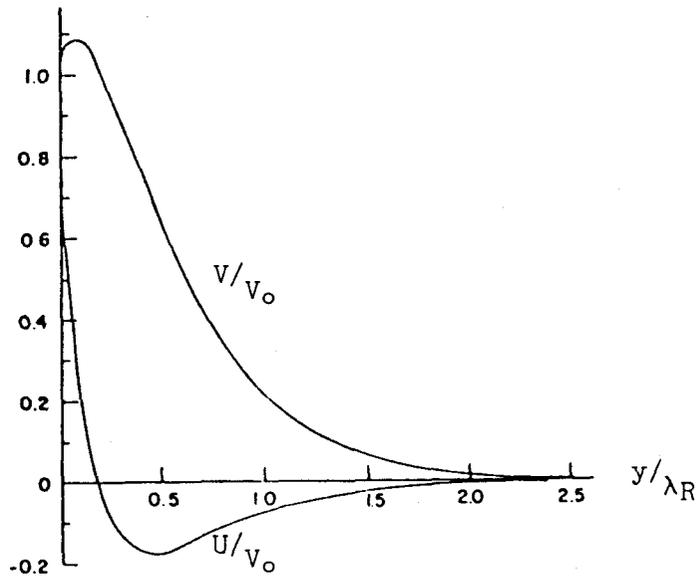


Figure 2

On constate que la composante longitudinale s'annule puis change de signe à une distance de la surface de  $0,2 \lambda_R$  environ, alors que la composante transversale croît au début puis tend vers zéro avec la profondeur ; ainsi l'onde de surface reste pratiquement localisée sur une profondeur de  $2 \lambda_R$  environ, au delà de cette profondeur le déplacement des particules est pratiquement nul, puisque 90 % de l'énergie totale restent localisés dans une couche de l'ordre de  $0,5 \lambda_R$ .

Ce type d'onde provoque des déformations qui confèrent à la surface une forme ondulée ; les déplacements proches de la surface sont illustrés figure 3, si en absence d'onde le treillis est formé de carrés égaux.

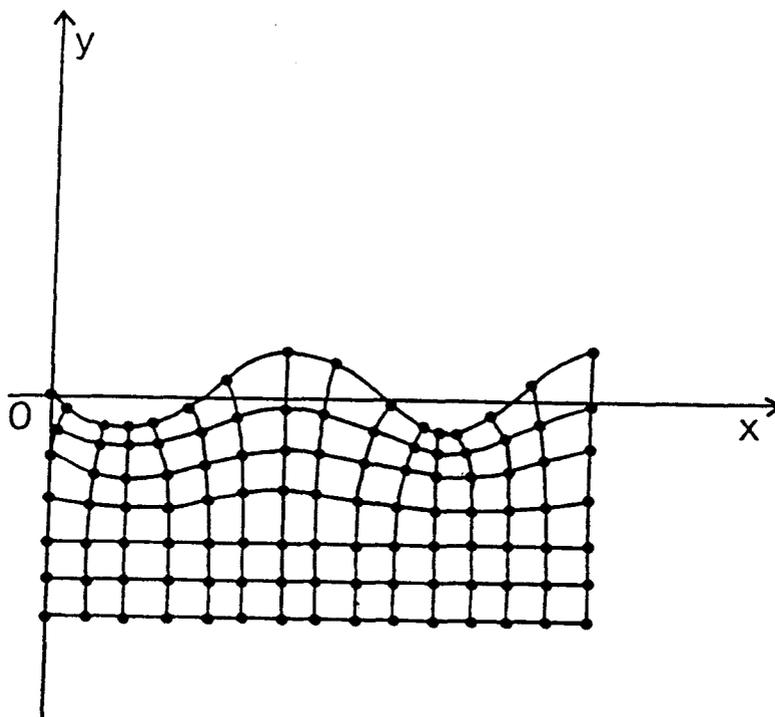


Figure 3

## 2. Ondes de type Rayleigh sur un système à une couche

Nous nous proposons d'étudier la propagation d'une onde de surface de type Rayleigh pour un système composé d'un substrat semi-infini surmonté d'une couche de matériau différent, chacun des milieux étant isotrope.

Par onde de type Rayleigh nous entendons une onde de surface qui possède un vecteur déplacement contenu dans un plan sagittal, dont les amplitudes ne contiennent que des exponentielles de termes réels.

Plusieurs auteurs ont traité le cas d'un substrat isotrope semi-infini surmonté d'une couche isotrope. Pour des couches d'épaisseur faible devant la longueur d'onde, des approximations peuvent s'introduire [2,4], mais cela est impossible si les couches sont épaisses [1,9].

Considérons le système (fig 4), composé de deux milieux isotropes en contact mécanique parfait ; un substrat semi-infini recouvert d'une

couche mince, d'épaisseur inférieure à la longueur d'onde de l'onde étudiée. La présence d'une telle couche rend l'onde de surface dispersive : sa vitesse de phase  $V_R$  dépend maintenant de la fréquence d'excitation.

Considérons une onde plane de surface de pulsation  $\omega$ , de vitesse  $V_R$  et de nombre d'onde  $f = \frac{\omega}{V_R}$  qui se propage suivant l'axe  $Ox_1$  dans le

système (fig 4) supposé sans perte. Le vecteur vibration  $\vec{P}_i (u_1, u_2, 0)$  lié à ce type d'onde décrit une trajectoire elliptique contenue dans le plan sagittal  $x_1 O x_2$ . Le système d'équations d'ondes s'écrit pour chaque milieu  $i$  ( $i = 0,1$ ).

$$\left( \rho \frac{\partial^2 u_p}{\partial t^2} \right)_i = \left( C_{pqrs} \frac{\partial^2 u_s}{\partial x_q \partial x_r} \right)_i \quad (5)$$

où  $C_{pqrs}$  et  $u_p$  représentent respectivement le tenseur de rigidité élastique et les composantes du vecteur déplacement exprimés dans un repère orthonormé ( $O x_1, x_2, x_3$ ).

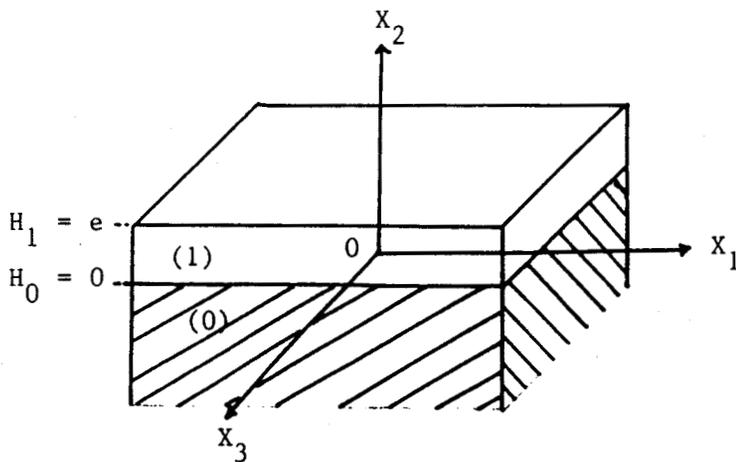


Figure 4

Système à une couche

Dans le cas de matériaux isotropes, les coefficients de rigidité élastique s'expriment en fonction des coefficients de Lamé  $\lambda$  et  $\mu$  ; les seuls termes non nuls du tenseur de rigidité élastique sont :

$$\begin{aligned} C_{pppp} &= \lambda + 2\mu && \text{avec } p = 1, 2, 3 \\ C_{ppqq} &= C_{qqpp} = \lambda && \text{avec } p, q = 1, 2, 3 \\ C_{pqqp} &= C_{qpqp} = C_{pqqp} = C_{qppq} = \mu && \text{avec } p, q = 1, 2, 3 \end{aligned} \quad (6)$$

et s'écrivent sous la forme matricielle :

$$\begin{aligned} C_{11} &= C_{22} = C_{33} = \lambda + 2\mu \\ C_{12} &= C_{13} = C_{23} = \lambda \\ C_{44} &= C_{55} = C_{66} = \frac{1}{2} (C_{11} - C_{12}) = \mu \end{aligned} \quad (7)$$

A partir des relations (2) et (7) les vitesses longitudinale et transversale d'ondes de volume, peuvent s'exprimer en fonction des coefficients élastiques par les relations

$$V_L = \sqrt{\frac{C_{11}}{\rho}} \quad \text{et} \quad V_T = \sqrt{\frac{C_{11} - C_{12}}{2\rho}} \quad (8)$$

Calculons alors les déplacements puis les contraintes dans un milieu  $i$ .  
Si on pose :

$$\begin{aligned} x_1 &= x, & x_2 &= y, & x_3 &= z \\ u_1 &= u, & u_2 &= v, & u_3 &= w = 0 \end{aligned}$$

L'emploi des notations précédentes (6,7) permet d'explicitier (5) résultant de la loi de Hooke et du principe fondamentale de la dynamique sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} (\lambda_i + \mu_i) \left( \frac{\partial^2 u_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_i}{\partial x \partial y} \right) + \mu_i \left( \frac{\partial^2 u_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_i}{\partial y^2} \right) &= \rho_i \ddot{u}_i \\ (\lambda_i + \mu_i) \left( \frac{\partial^2 v_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_i}{\partial x \partial y} \right) + \mu_i \left( \frac{\partial^2 v_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_i}{\partial y^2} \right) &= \rho_i \ddot{v}_i \end{aligned} \quad (9)$$

dont les solutions données par la méthode des potentiels sont :

$$\begin{aligned} u_i &= e^{j\omega t} e^{-jfx} \left\{ -jf (A_i e^{r_i y} + B_i e^{-r_i y}) + s_i (C_i e^{s_i y} - D_i e^{-s_i y}) \right\} \\ v_i &= e^{j\omega t} e^{-jfx} \left\{ r_i (A_i e^{r_i y} - B_i e^{-r_i y}) + jf (C_i e^{s_i y} + D_i e^{-s_i y}) \right\} \end{aligned} \quad (10)$$

avec

$$\begin{aligned} r_i &= \omega \left( V_R^{-2} - V_{L_i}^{-2} \right)^{1/2} = f^2 - h_i^2 \quad ; \quad s_i = \omega \left( V_R^{-2} - V_{T_i}^{-2} \right)^{1/2} = f^2 - k_i^2 \\ h_i^2 &= \frac{\rho_i}{\lambda_i + 2\mu_i} \omega^2 = \frac{\omega^2}{V_{L_i}^2} \quad ; \quad k_i^2 = \frac{\rho_i}{\mu_i} \omega^2 = \frac{\omega^2}{V_{T_i}^2} \end{aligned} \quad (11)$$

$V_{L_i}$  et  $V_{T_i}$  représentent respectivement les vitesses de phase des ondes de volume longitudinale et transversale.

Nous limitons notre étude aux cas d'ondes de type Rayleigh pour lesquelles les valeurs de  $r_i$  et  $s_i$  sont donc réelles, aussi

$$V_R < V_{T_i} \quad \forall i, \quad i = 0, 1 \quad (12)$$

Les composantes  $u_i$  et  $v_i$  du vecteur déplacement  $\vec{P}_i$ , à une profondeur  $y$  ( $y \in (H_1, -\infty)$ ) sont les parties réelles des équations (10) :

$$\begin{aligned} u_i &= \left\{ f h_i^2 (A_i' e^{r_i y} + B_i' e^{-r_i y}) + s_i k_i^2 (-C_i' e^{s_i y} + D_i' e^{-s_i y}) \right\} \sin \{\omega t - fx\} \\ v_i &= \left\{ r_i h_i^2 (A_i' e^{r_i y} - B_i' e^{-r_i y}) - f k_i^2 (C_i' e^{s_i y} + D_i' e^{-s_i y}) \right\} \cos \{\omega t - fx\} \end{aligned} \quad (13)$$

avec :

$$\begin{aligned} A_i' &= \frac{A_i}{h_i^2} \quad ; \quad B_i' = \frac{B_i}{h_i^2} \\ C_i' &= \frac{C_i}{j k_i^2} \quad ; \quad D_i' = \frac{D_i}{j k_i^2} \end{aligned} \quad (14)$$

Les constantes d'intégration  $A'_i$ ,  $B'_i$ ,  $C'_i$ ,  $D'_i$  liées aux  $A_i$ ,  $B_i$ ,  $C_i$ ,  $D_i$  par les relations ci-dessus, seront déterminées par les conditions aux limites.

Les composantes de la vibration  $u_i$  et  $v_i$  étant connues, la loi de Hooke permet de déterminer les contraintes.

$$\begin{aligned}
 (\tau_{11})_i = \tau_{xx_i} &= \lambda_i \left( \frac{\partial u_i}{\partial x} + \frac{\partial v_i}{\partial y} \right) + 2 \mu_i \frac{\partial u_i}{\partial x} \\
 (\tau_{22})_i = \tau_{yy_i} &= \lambda_i \left( \frac{\partial u_i}{\partial x} + \frac{\partial v_i}{\partial y} \right) + 2 \mu_i \frac{\partial v_i}{\partial y} \\
 (\tau_{12})_i = \tau_{xy_i} &= \mu_i \left( \frac{\partial u_i}{\partial y} + \frac{\partial v_i}{\partial x} \right)
 \end{aligned} \tag{15}$$

Toutes les autres composantes du tenseur des contraintes étant nulles. Il ne reste plus qu'à déterminer les conditions aux limites qui s'énoncent :

- 1) Evanouissement de l'onde dans le substrat quand  $y \rightarrow -\infty$   
 $u(y) \rightarrow 0$  et  $v(y) \rightarrow 0$ , ce qui implique :  $B'_0 = D'_0 = 0$
- 2) Continuité des déplacements et des contraintes à l'interface des deux milieux ( $y = 0$ )

$$u_0 = u_1 \quad ; \quad v_0 = v_1$$

$$(\tau_{yy})_0 = (\tau_{yy})_1 \quad ; \quad (\tau_{xy})_0 = (\tau_{xy})_1$$

- 3) Annulation des contraintes normales à la surface libre ( $y = H_1$ )

$$(\tau_{yy})_1 = 0 \quad ; \quad (\tau_{xy})_1 = 0$$

Ces conditions aux limites permettent d'obtenir un système de 8 équations duquel seront déduites les 8 inconnues constituées par les constantes d'intégration. Afin d'obtenir des solutions non nulles pour les inconnues, il faut imposer l'annulation du déterminant  $\beta$  du système de dimension (8) x (8) lequel ordonné selon les termes  $A'_0, B'_0, C'_0, A'_1, B'_1, C'_1, D'_1$  se présente comme suit :

$$B = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ P_0 X_0^0 & P_0/X_0^0 & R_0 Y_0^0 & -R_0/Y_0^0 & -P_1 X_1^0 & -P_1/X_1^0 & -R_1 Y_1^0 & R_1/Y_1^0 \\ S_0 X_0^0 & -S_0/X_0^0 & Q_0 Y_0^0 & Q_0/Y_0^0 & -S_1 X_1^0 & S_1/X_1^0 & -Q_1 Y_1^0 & -Q_1/Y_1^0 \\ T_0 X_0^0 & T_0/X_0^0 & V_0 Y_0^0 & -V_0/Y_0^0 & -T_1 X_1^0 & -T_1/X_1^0 & -V_1 Y_1^0 & V_1/Y_1^0 \\ U_0 X_0^0 & -U_0/X_0^0 & W_0 Y_0^0 & W_0/Y_0^0 & -U_1 X_1^0 & U_1/X_1^0 & -W_1 Y_1^0 & -W_1/Y_1^0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & T_1/X_1^1 & T_1 X_1^0 & V_1 Y_1^1 & -V_1/Y_1^1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & U_1 X_1^1 & -U_1/X_1^1 & W_1 Y_1^1 & W_1/Y_1^1 \end{pmatrix} = 0 \quad (16)$$

avec  $P_i = \left(\frac{V_{L_i}}{V_R}\right)^2$  ;  $Q_i = \left(\frac{V_{T_i}}{V_R}\right)^2$  ;  $R_i = [Q_i (Q_i - 1)]^{1/2}$  ;  $S_i = [P_i (P_i - 1)]^{1/2}$

$$T_i = -\lambda_i + 2\mu_i (P_i - 1) \quad ; \quad U_i = 2 \mu_i S_i$$

(17)

$$V_i = 2 \mu_i R_i \quad ; \quad W_i = \mu_i (2Q_i - 1)$$

$$X_i = 2\pi \left(1 - \frac{1}{P_i}\right)^{1/2} ; Y_i = 2\pi \left(1 - \frac{1}{Q_i}\right)^{1/2} , X_i^j = e^{X_i \frac{H_j}{\lambda_R}} \quad ; \quad Y_i^j = e^{Y_i \frac{H_j}{\lambda_R}}$$

On constate que le déterminant obtenu ne fait intervenir que des termes en exponentielle de  $\frac{H_i}{\lambda_R}$  ( $i = 0,1$ ), où  $H_i$  représente l'altitude de l'interface, ou de la surface libre de la couche.

L'interface contient l'origine du système de coordonnées donc  $H_0 = 0$  ainsi toutes les exponentielles en  $\frac{H_0}{\lambda_R}$  se simplifient ( $X_i^0 = Y_i^0 = 1$ ), et le déterminant  $\beta$  se réduit à

$$\beta = \begin{vmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ P_0 & P_0 & R_0 & -R_0 & -P_1 & -P_1 & -R_1 & R_1 \\ S_0 & -S_0 & Q_0 & Q_0 & -S_1 & S_1 & -Q_1 & -Q_1 \\ T_0 & T_0 & V_0 & -V_0 & -T_1 & -T_1 & -V_1 & V_1 \\ U_0 & -U_0 & W_0 & W_0 & -U_1 & U_1 & -W_1 & -W_1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & T_1 X_1^1 & T_1/X_1^1 & V_1 Y_1^1 & -V_1/Y_1^1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & U_1 X_1^1 & -U_1/X_1^1 & W_1 Y_1^1 & W_1/Y_1^1 \end{vmatrix} = 0 \quad (18)$$

Bien que le système n'ait qu'une couche, seules les méthodes numériques de résolution permettent de trouver la valeur de la vitesse  $V_R$  qui annule  $\beta$  sauf si cette couche est mince (2).

Les milieux sont définis et donc  $\lambda_i, \mu_i, \rho_i$  sont connus, le calcul sera mené de la façon suivante :

- on fixe l'épaisseur  $e_1$  de la couche
- on fixe  $\lambda_R$  à 2000  $\mu\text{m}$  ce qui correspond à une fréquence de l'ordre de 1 MHz ; on fait varier le rapport  $\frac{1}{\lambda_R}$  par pas de  $1,5 \cdot 10^{-4}$  dans un domaine compatible avec la réalité expérimentale, correspondant à la bande de fréquence 1 - 30 MHz.
- On en déduit dans chaque cas les hauteurs réduites  $H_i/\lambda_R$
- On calcule la vitesse  $V_R$  correspondante (figurant dans les termes  $P_i, Q_i, R_i, S_i, T_i, U_i, V_i$ ) qui annule le déterminant  $\beta$ .
- $\lambda_R$  et  $V_R$  étant connues on en déduit la fréquence F.

Connaissant  $V_R$ , si l'on fixe arbitrairement la valeur de l'une des constantes d'intégration  $A'_i, B'_i, C'_i, D'_i$ , les autres s'en déduisent, permettant ainsi de déterminer complètement le vecteur vibration dans chaque milieu (i), mais ceci est sans intérêt pour notre problème.

### 3. Validité du modèle

La validité du modèle (plus général à n couches) a été vérifiée par des études expérimentales sur des échantillons métalliques de dural, recouverts d'une ou deux couches minces (Ni/Al et Al/Ni/Al) [10,11].

Dans ces cas d'échantillons métalliques les épaisseurs des couches étaient connues, ainsi que les valeurs des paramètres liés aux caractéristiques mécaniques des différents milieux (coefficients de Lamé

et masses volumiques), qui étaient prises égales à celles des matériaux massifs.

#### 4. Utilisation du modèle

G.Haw a utilisé ce modèle à  $n$  couches pour résoudre le problème inverse, c'est-à-dire retrouver théoriquement la courbe de dispersion expérimentale de verres sadocalciques, trempés thermiquement ou chimiquement [12,13]. Les caractéristiques mécaniques ( $\lambda_i$ ,  $\mu_i$ ,  $\rho_i$ ,  $e_i$ ) de ces couches étaient inconnues, et afin de réduire le nombre de paramètres à identifier, des valeurs ont été postulées pour les  $\lambda_i$  et  $\rho_i$  : Les premiers ont été considérés comme paramètres fixes de valeur égale, pour chaque couche, à celles du substrat déterminées par mesure de vitesse d'ondes de volume [14] ; quant aux seconds ils ont été évalués à partir de la valeur de la masse volumique en coeur du substrat.

Pour identifier les paramètres restant ( $\mu_i$  et  $e_i$ ) des différentes couches, il a adopté un algorithme permettant la recherche de ces paramètres, faisant coïncider au mieux courbes de dispersion théorique et expérimentale. Les résultats étaient excellents mais la complexité du système choisi ne permettait pas d'apprécier la précision des résultats.

Nous espérons que notre système plus simple à une couche permettra une meilleure valorisation de cette méthode d'identification.

Nous ne postulerons aucune valeur des caractéristiques de la couche et du substrat, sauf à introduire en début de calcul des valeurs classiques de la littérature pour ces paramètres inconnus.

## CHAPITRE II

-----

### PROGRAMME D'IDENTIFICATION DE LA VALEUR DES PARAMETRES

*Le programme utilise la méthode de minimisation des gradients conjugués, qui est une procédure itérative : celle-ci a été développée à l'origine par HESTENES et STIEFFEL [15] et précisée par FLETCHER et REEVES [16]. Elle est essentiellement une extension de la méthode de convergence dite de la descente rapide [17].*

#### 1. Méthode de la descente rapide

Notre courbe de dispersion de vitesse, définie de manière implicite, est connue en  $N$  points de mesures relevés en fonction de la fréquence. Soient  $VE_j$  les vitesses expérimentales pour  $j$  variant de 1 à  $N$  ; nous assimilons cette courbe à une fonction dépendant de  $p$  paramètres, pouvant être ainsi représentée dans un espace de dimension  $p$ .

Le modèle théorique défini précédemment étant fonction de  $p_i$  paramètres  $1 \leq i \leq NP$  définissant les propriétés de la couche et du substrat  $(\lambda_i, \mu_i, \rho_i, e_i)$  ; forme ainsi un sous ensemble de l'ensemble des paramètres  $p$  liés à cette fonction. En effet ce modèle décrit de façon convenable la réalité expérimentale, mais il peut exister néanmoins des paramètres intervenant dans la fonction réelle, et dont le modèle ne tient pas compte. On définit par  $VM_j$  la valeur de la vitesse calculée à partir du modèle en chacun des points, pour des valeurs initiales  $(p_i)_0$  des paramètres choisis arbitrairement, mais réalistes compte tenu des milieux constituant notre système.

Les valeurs des vitesses mesurées et calculées  $VE_j$  et  $VM_j$  seront évidemment différentes ; nous les assimilons respectivement à des points de deux courbes (expérimentale et calculée), fonctions des  $p_i$  paramètres définis précédemment.

On évalue l'écart entre chaque point calculé et le point respectif déterminé expérimentalement, par le calcul du carré de la distance initiale les séparant  $(D_j)_0$ . Ainsi la somme des écarts respectifs pour tous les points sera donnée par :

$$(D)_0 = \sum_{j=1}^N (D_j)_0 \quad (19)$$

avec

$$(D_j)_0 = (VM_j - VE_j)^2 \quad (20)$$

Le choix de minimisation de la fonction (carré de la distance), est lié à la restriction de la méthode des gradients conjugués à des fonctions quadratiques à valeurs minimales nulles.

Le problème est alors de déterminer à l'itération suivante les nouvelles valeurs  $(p_i)_1$  des paramètres qui minimiseront cette fonction  $D_1 \dots$

Dans ce cas, on doit déterminer, d'une part, la direction dans laquelle devra s'effectuer la recherche de chaque nouvelle valeur des paramètres  $p_i$ , et d'autre part le choix du pas convenable à adopter. Pour cela il est nécessaire d'étudier le comportement en un point  $j$  de la fonction  $D_j$  pour des variations  $dp_i$  des paramètres  $p_i$ . Développons  $D_j$  au second ordre [18].

L'équation [19] donne :

$$D_j(p_i + dp_i) = D_j(p_i) + \sum_{i=1}^{NP} \frac{\partial D_j}{\partial p_i} dp_i + \frac{1}{2} \left[ \sum_{i=1}^{NP} \frac{\partial^2 D_j}{\partial p_i^2} dp_i^2 + 2 \sum_{\substack{i=1 \\ j \neq 1}}^{NP} \frac{\partial^2 D_j}{\partial p_i \partial p_j} dp_i dp_j \right] \quad (21)$$

Les équations (20) puis (19) fournissent

$$\frac{\partial D_j}{\partial p_i} = 2 [VM_j - VE_j] \frac{\partial VM_j}{\partial p_i} \quad (22)$$

et

$$\frac{\partial D}{\partial p_i} = 2 \sum_{j=1}^N (VM_j - VE_j) \frac{\partial VM_j}{\partial p_i} \quad (23)$$

On montre alors que la direction de coefficients directeurs  $u_i = \frac{\partial D}{\partial p_i}$  est la direction de montée la plus rapide, qu'on appelle

habituellement gradient de la fonction D. Le gradient négatif est donc la direction de la descente la plus rapide qui s'écrit :

$$\vec{\text{dir}}_i = - \frac{\partial D}{\partial p_i} = - 2 \sum_{j=1}^N (VM_j - VE_j) \frac{\partial VM_j}{\partial p_i} \quad (24)$$

où les termes  $\frac{\partial VM_j}{\partial p_i}$  sont appelés coefficients de sensibilité de la fonction D. Chaque nouvelle composante estimée  $(p_i)_n$ , à l'itération n, s'écrit :

$$(p_i)_n = (p_i)_{n-1} + (K)_n (U_i)_n = (p_i)_{n-1} - (K)_n \left( \frac{\partial D}{\partial p_i} \right)_n \quad (25)$$

Le vecteur  $\vec{P}$  (vecteur colonne des composantes  $p_i$  estimées) s'écrit

$$(\vec{P})_n = (\vec{P})_{n-1} + (K)_n \vec{U}_n = (\vec{P})_{n-1} - (K)_n [\overrightarrow{\text{Grad}}(D)]_n \quad (26)$$

où  $(K)_n$  représente le pas optimal minimisant D dans la direction  $(U_i)_n$ .

$$D(\vec{P})_n = D \left[ (\vec{P})_{n-1} + (K)_n (\vec{U})_n \right]$$

On voit qu'une fois la direction de recherche définie, la fonction D ne dépend que de la variable unique  $(K)_n$ , qui est la distance à parcourir avant de changer de direction de recherche, sa valeur optimale sera déterminée par une recherche monodimensionnelle.

La méthode de la descente rapide, aussi appelée méthode du gradient simple par opposition à la méthode des gradients conjugués, est basée sur le fait que l'approximation linéaire obtenue par le calcul, fournit une approximation valable pour une distance positive, dans une direction proche de la direction de la descente la plus rapide. Elle suscite ainsi deux questions :

- quelle assurance a-t-on que les pas choisis ne soient pas si longs qu'ils deviennent des pas de montée ?

- Si les pas choisis sont vraiment des pas de descente, pourquoi n'est-il pas désirable de prendre des pas plus long dans cette direction, abandonnant le désir de descendre le plus rapidement en faveur du désir de descendre aussi loin que possible avec un petit volume de calcul ?

C'est en ce sens qu'HESTENES et STIEFEL ont examiné la question de savoir de combien il peut être désirable de se déplacer le long d'une direction de descente, et ont mis au point la méthode des gradients conjugués, appliquée à la minimisation de fonctions liées à la solution d'un système de N équations linéaires ; et c'est ainsi que cette méthode a été étendue par la suite par FLECHTER et REEVES à des fonctions non quadratiques.

## 2. Méthode des gradients conjugués

En reprenant le développement de D ; cette relation peut s'écrire sous la forme vectorielle :

$$D(\vec{P} + \Delta\vec{P}) = D(\vec{P}) + \overrightarrow{\text{Grad } D(\vec{P})} \cdot \Delta\vec{P} + \frac{1}{2} (\Delta\vec{P})^T \cdot H \cdot \Delta\vec{P} \quad (27)$$

avec  $\Delta\vec{P}$  : vecteur colonne variation des paramètres et  $(\Delta\vec{P})^T$  son transposé  
H : matrice carrée (NP, NP) des dérivées secondes (appelée Hessien)

Posons

$$\Delta D = D(\vec{P} + \Delta\vec{P}) - D(\vec{P}) \quad (28)$$

donc :

$$\Delta D = \overrightarrow{\text{Grad } D(\vec{P})} \cdot \Delta\vec{P} + \frac{1}{2} (\Delta\vec{P})^T \cdot H \cdot \Delta\vec{P} \quad (29)$$

En minimisant  $D(\vec{P})$ ,  $\Delta D$  devient maximum à travers la relation (28) et donc sa dérivée s'annule.

$$\frac{\partial(\Delta D)}{\partial \Delta\vec{P}} = 0 = \overrightarrow{\text{Grad } D(\vec{P})} + H \cdot \Delta\vec{P} \quad (30)$$

ainsi

$$\Delta\vec{P} = - H^{-1} \cdot \overrightarrow{\text{Grad } D(\vec{P})} \quad (31)$$

Cette dernière relation conduit à l'inversion du Hessien, qui souvent dans la pratique est mal défini, dans ce cas on peut utiliser une matrice arbitraire définie positive, qui à chaque iteration est modifiée de façon à tendre vers le Hessien inversé.

La méthode des gradients conjugués procède de la façon suivante [15]. Soient  $(\vec{P})_0$  et  $(\overrightarrow{\text{Grad } D})_0$  : les vecteurs paramètres et gradients initiaux ; la première direction de recherche est donnée par le gradient simple

$$(\overrightarrow{\text{dir}})_0 = - (\overrightarrow{\text{Grad } D})_0 \quad (32)$$

A l'itération (n-1) on connaît le gradient  $(\overrightarrow{\text{Grad } D})_{n-1}$ , la direction de recherche  $(\overrightarrow{\text{dir}})_{n-1}$  et le vecteur paramètre  $(\vec{P})_{n-1}$  ; le vecteur paramètre  $(\vec{P})$  sera calculé à partir de ces deux derniers et du pas  $(K)_n$  à travers la relation :

$$(\vec{P})_n = (\vec{P})_{n-1} + (K)_n (\overrightarrow{\text{dir}})_{n-1} \quad (33)$$

où  $(K)_n$  est le pas optimal minimisant D ; il est déterminé par une recherche monodimensionnelle dans la direction  $(\overrightarrow{\text{dir}})_{n-1}$ .

Le vecteur  $(\vec{P})$  étant calculé, ceci permettra de calculer des gradients dans de nouvelles directions.

$$(\overrightarrow{\text{Grad } D})_n = \left( \frac{\partial D(P)}{\partial P} \right)_{(P)_n} \quad (34)$$

On en déduit un facteur  $\beta$  donné par

$$\beta_{n-1} = \frac{(\overrightarrow{\text{Grad } D})_n^2}{(\overrightarrow{\text{Grad } D})_{n-1}^2} \quad (35)$$

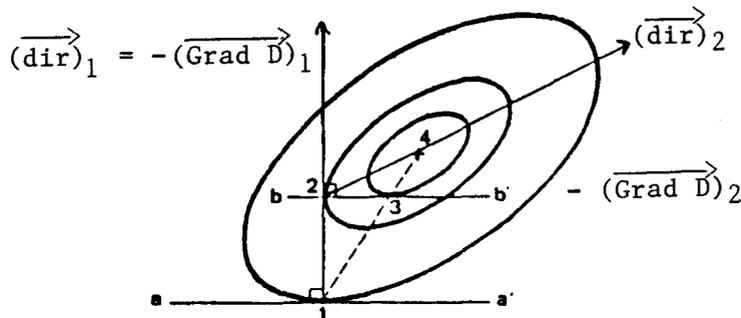
et ainsi la nouvelle direction de recherche sera définie :

$$(\overrightarrow{\text{dir}})_n = - (\overrightarrow{\text{Grad } D})_{n-1} + \beta_{n-1} (\overrightarrow{\text{dir}})_{n-1} \quad (36)$$

Notons que la nouvelle direction de la recherche  $(\overrightarrow{\text{dir}})_n$  n'est pas la direction du gradient négatif  $-(\overrightarrow{\text{Grad } D})_{n-1}$  telle que dans (32), mais calculée à travers la relation (36).

On peut établir que les gradients successifs sont orthogonaux et que les directions successives sont conjuguées par rapport à H, c'est-à-dire pour deux itérations successives (n-1) et n, les vecteurs gradients correspondants sont tels que  $\overrightarrow{(\text{Grad } D)}_{n-1} \times \overrightarrow{(\text{Grad } D)}_n = 0$  et que les directions vérifient  $\overrightarrow{(\text{dir})}_{n-1}^T \times H \times \overrightarrow{(\text{dir})}_n = 0$ .

On peut illustrer ceci à travers un exemple à deux dimensions en considérant la fonction quadratique Distance.



Les courbes isodistances sont représentées par des ellipses centrées sur le point 4 représentant le point optimum recherché.

A partir du point initial 1 on calcule la direction du gradient  $\overrightarrow{(\text{dir})}_1$ , et par une recherche monodimensionnelle sur cette direction on détermine le meilleur point 2. On calcule le gradient négatif  $-\overrightarrow{(\text{Grad } D)}_2$  en ce point et on déduit le coefficient  $\beta_{n-1}$ . La direction  $\overrightarrow{(\text{dir})}_2$  sera construite par l'algorithme de FLECHTER et REEVES et passe par le centre de l'ellipse car  $\overrightarrow{(\text{dir})}_1$  et  $\overrightarrow{(\text{dir})}_2$  sont conjugués, la recherche monodimensionnelle sur  $\overrightarrow{(\text{dir})}_2$  aboutit au minimum 4.

Si la fonction n'est pas quadratique  $(\vec{\text{dir}})_2$  ne passe pas par le point 4 ; mais par un autre point, à partir duquel il faut recommencer les opérations précédentes.

Comme la plupart des autres procédures itératives, la méthode des gradients conjugués ne peut pas distinguer entre un minimum local et un minimum global. En général le meilleur qui peut être attendu, est la convergence sûre vers le bas de n'importe quelle vallée, dans laquelle a eu lieu le commencement. La procédure usuelle pour des problèmes avec des minimums locaux, est de recommencer la méthode avec d'autres points de départ.

### 3. Application au système à une couche

Dans notre cas les paramètres sont l'épaisseur de la couche, les masses volumiques et les coefficients de Lamé des deux constituants. La fonction caractérisant le modèle ainsi que le gradient ne sont pas exprimés analytiquement, seules leurs valeurs numériques peuvent être calculées pour les valeurs des paramètres choisis. A priori on impose une variation, de  $5 \cdot 10^{-2}$  à l'un des paramètres et on calcule les valeurs prises par la vitesse  $VM_j$  et le coefficient de sensibilité  $\frac{\partial VM_j}{\partial p_i}$  pour cette nouvelle valeur et alors

$$\frac{\partial VM_j}{\partial p_i} = \frac{VM_j (p_i + \Delta p_i) - VM_j (p_i)}{\Delta p_i} \quad (37)$$

### 4. Paramètres à identifier

Pour assurer la convergence du modèle il faut généralement disposer d'un grand nombre de mesures par rapport au nombre de paramètres à identifier. Ignorant les paramètres du substrat, nous partons de valeurs moyennes calculées à partir de données tirées de deux sources (C.E.A. et C.E.T.I.M). L'exacte connaissance du substrat aurait permis de réduire le nombre de paramètres à identifier à celui de la couche, et d'assurer une meilleure convergence du modèle. Par ailleurs une étude de la sensibilité de la vitesse VM à la variation des différents paramètres pourrait suggérer la limitation du nombre de paramètres à identifier : négliger les paramètres à faible sensibilité ; néanmoins ceci pourrait jouer sur la précision des paramètres à identifier. C'est pourquoi pour notre modèle à une couche sur substrat semi-infini, nous avons préféré conserver 7

paramètres qui se répartissent comme suit :

- 3 paramètres pour le substrat :  $\lambda_0, \mu_0, \rho_0$
- 4 paramètres pour la couche :  $\lambda_1, \mu_1, \rho_1, e_1$ .

## CHAPITRE III

-----

### BANC DE MESURES

*Quel que soit le procédé de mesure de vitesse retenu, il faut lancer des ondes de Rayleigh sur un matériau non piezoélectrique. Ces ondes seront produites sur un matériau piezoélectrique puis transférées à l'échantillon étudié.*

#### 1. Excitation des ondes de surface

Il existe plusieurs procédés de production d'ondes de surfaces [19, 20, 21]. Malgré leur complexité, les ondes de Rayleigh présentent l'avantage important d'être excitées et détectées sur des substrats piezoélectriques par des électrodes interdigitées. Nous utilisons ce type de transducteurs dont la technologie est bien maîtrisée dans notre laboratoire [22].

Ce type de transducteur représenté figure 6, est constitué de deux ensembles d'électrodes métalliques en forme de peignes, déposés sur un substrat piezoélectrique ; les dents en sont régulièrement espacées et imbriquées les unes entre les autres [23].

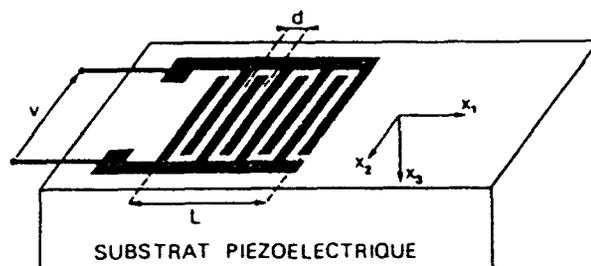


Figure 6

La tension électrique appliquée entre les électrodes crée un champ électrique, qui engendre des compressions et des dilatations au voisinage de la surface libre du substrat, donnant naissance à des ondes de Rayleigh émises perpendiculairement aux doigts des peignes. Lorsque la tension est sinusoïdale, les variations s'ajoutent de façon constructive seulement si la distance  $d$  séparant deux électrodes adjacentes est égale à une demi-longueur d'onde. La fréquence permettant d'avoir cet effet cumulatif est  $F_0 = \frac{V_R}{2d}$ , elle est appelée fréquence de synchronisme ou fréquence de résonance. Un écart de la fréquence de cette valeur  $F_0$ , se traduit par une interférence qui n'est plus totalement constructive entre les signaux élastiques émis par les différentes paires de dents, diminuant ainsi l'amplitude du signal résultant. La bande passante de ce type de transducteur est d'autant plus faible qu'il comporte plus de paires de dents ( $N$ ), et se traduit par la relation [24].

$$B = 0,885 \frac{F_0}{N}$$

Nous avons utilisé différents substrats piezoélectriques pour la réalisation de nos transducteurs : quartz, titanate de baryum, ou niobate de lithium. Les peignes sont obtenus par photogravure sur des dépôts métalliques préalablement déposés sous vide ; ils comportent respectivement pour les trois types de transducteurs, 60, 20, et 10 paires de dents.

A un nombre de paires de dents optimal (\*), et à une même fréquence de résonance le niobate de lithium est plus intéressant que le quartz [25] : ses pertes d'insertion sont inférieures de 3 dB à celles du quartz, et sa largeur de bande cinq fois plus importante. Cette dernière par contre est de l'ordre du double de celle du titanate de baryum [26, 27].

---

\* Pour un transducteur accordé en série il existe un nombre optimal de paires de dents permettant d'avoir la plus grande largeur de bande et les plus faibles pertes de conversion : celui-ci est donné par :  $N_{op} \approx \frac{\sqrt{\pi}}{2K^2}$  où  $K$  représente le coefficient de couplage électromécanique.

Pour avoir un meilleur rendement, une adaptation d'impédance self-capacité est nécessaire pour les transducteurs à niobate et à quartz, le titanate n'a pas besoin de cette adaptation et il peut être excité sans difficulté sur ses fréquences sous harmoniques et harmonique impaires, au prix d'une perte de sensibilité peu gênante pour nous.

Les ondes de Rayleigh engendrées par ces transducteurs sont transférées conformément à la figure 7, une goutte d'huile de silicone déposée entre les deux surfaces sert de couplage mécanique. Pour sa commodité nous préférons cette méthode malgré son manque de rigidité mécanique et de stabilité à long terme, comparée à la méthode planar (collage avec alignement des plans des transducteurs et de l'échantillon) beaucoup plus délicate et plus longue à réaliser et à démonter.

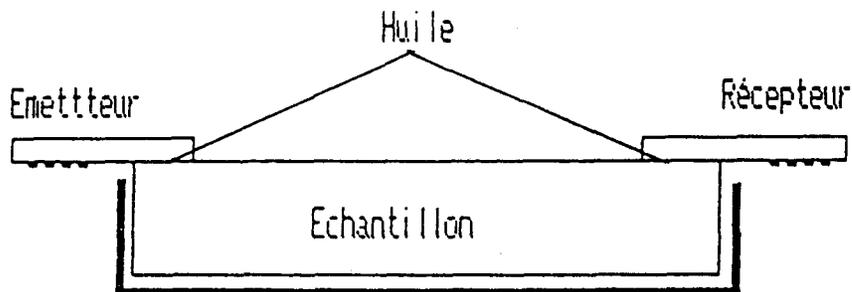


Figure 7

Le dispositif adapté à cette méthode (fig. 8), permet d'obtenir facilement un couplage stable entre les transducteurs et l'échantillon, en assurant le parallélisme des doigts de peignes entre émetteur et récepteur, identiques et disposés symétriquement. Le récepteur n'est utilisé que pour juger de la qualité de transfert.

Dans toutes nos mesures, les pertes totales d'insertion et de transfert entre peignes, restent inférieures à 40 dB à la fréquence de résonance de chaque transducteur, pour les niobates de lithium elles sont à peine de 24 dB à une fréquence de 8,5 MHz, contre 26 dB pour des quartz à 6,8 et 17 MHz.

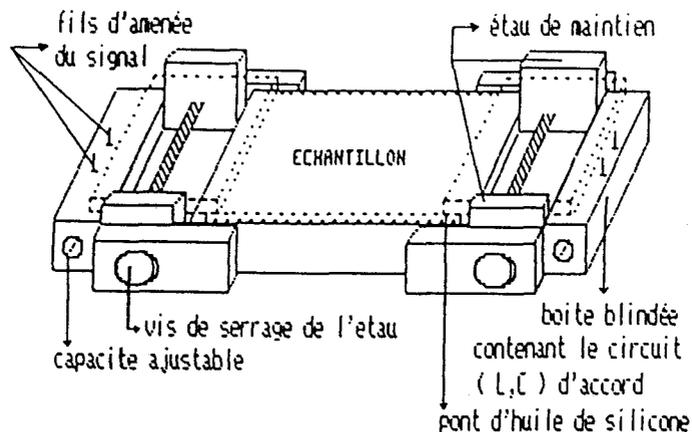


Figure 8  
Porte-échantillon

## 2. Technique de mesure [28]

Le dispositif de mesure absolue de vitesse d'ondes de surface, utilise l'interaction d'un faisceau de lumière cohérente avec l'onde de surface, ceci permet d'atteindre la phase de l'onde acoustique. Réalisé par G. HAW, comparable à celui de BUCARD et DAVIS [29], il utilise la technique de mesure dite du "Knife-edge" développée initialement par WHITMAN et KORPEL [30].

### 2.1. Systèmes optiques

-----

L'onde de Rayleigh de longueur d'onde  $\Lambda$ , se propage à la surface bien réfléchissante de l'échantillon animé d'un mouvement lent de translation (quelques mm/mn) dans la direction de propagation (fig. 9a). Sur cette surface est focalisé un faisceau laser He - Ne ( $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ ) à l'aide d'une lentille  $L_1$  (fig. 9b). La tache centrale de diffraction de section carrée est réglée à l'aide d'un expanseur et d'un diaphragme  $D_1$  placé dans le plan focal objet de  $L_1$ , de façon que sa taille soit inférieure à une demi-longueur d'onde acoustique (soit  $50 \mu\text{m}$  à 30 MHz).

Le faisceau réfléchi traverse la lentille  $L_2$  placée à la distance focale  $f_2$  de l'échantillon, puis tombe sur un détecteur (photomultiplicateur) situé dans le plan focal - image de  $L_2$ .

Dans ce plan ( $D_2$ ) conjugué de ( $D_1$ ) un écran à bord mince (knife-edge) occulte la moitié du champ optique.

## 2.2. Principe de mesure de la vitesse (fig. 10)

-----

La propagation de l'onde de Rayleigh sur l'échantillon plisse sa surface (fig. 11), inclinant ainsi la portion illuminée d'un angle  $\theta_m$ . Celle-ci agissant comme un miroir tournant, dévie le faisceau réfléchi d'un angle  $2\theta_m$ , qui se traduit par un déplacement  $d = 2\theta_m f_2$  du faisceau lumineux sur le "knife-edge" (fig. 12). Le signal du photomultiplicateur subit ainsi une modulation de la forme

$$S_0 \cos \left( 2\pi F t - \frac{2\pi x}{\Lambda} \right)$$

où  $F$  représente la fréquence stable de l'onde ultrasonore (longueur d'onde  $\Lambda$ ), émise par le peigne émetteur attaqué par un synthétiseur de fréquence servant de générateur d'attaque ;  $x$  est l'abscisse du point d'incidence du faisceau sur l'échantillon.

Après amplification de ce signal et battement avec un signal H.F de référence  $S'_0 \cos \omega t$  délivré par le synthétiseur de fréquence, on obtient un signal T.B.F. comportant la composante de la phase  $\varnothing = \frac{2\pi x}{\Lambda}$  de l'onde de surface conformément à :

$$S_0 \cos \left( \omega t - \frac{2\pi x}{\Lambda} \right) \cdot S'_0 \cos \omega t = \frac{1}{2} S_0 S'_0 \left[ \cos \left( 2\omega t - \frac{2\pi x}{\Lambda} \right) + \cos \frac{2\pi x}{\Lambda} \right]$$

Par translation lente, à vitesse constante, de la table support du système émetteur-échantillon, on peut enregistrer l'évolution du signal  $\cos \varnothing = \cos \frac{2\pi x}{\Lambda}$ .

Ce signal "bruité" (fig. 13) est filtré après amplification (fig. 14). On peut alors compter un nombre  $N$  fixé à l'avance de longueurs d'onde, qui défilent sous le spot laser par translation  $x = L$  de l'échantillon, en comptant des passages à zéro positifs de  $\cos \varnothing$ . On en déduit la vitesse de phase de l'onde de surface par la relation.

$$V = \Lambda F = \frac{L}{N} F$$

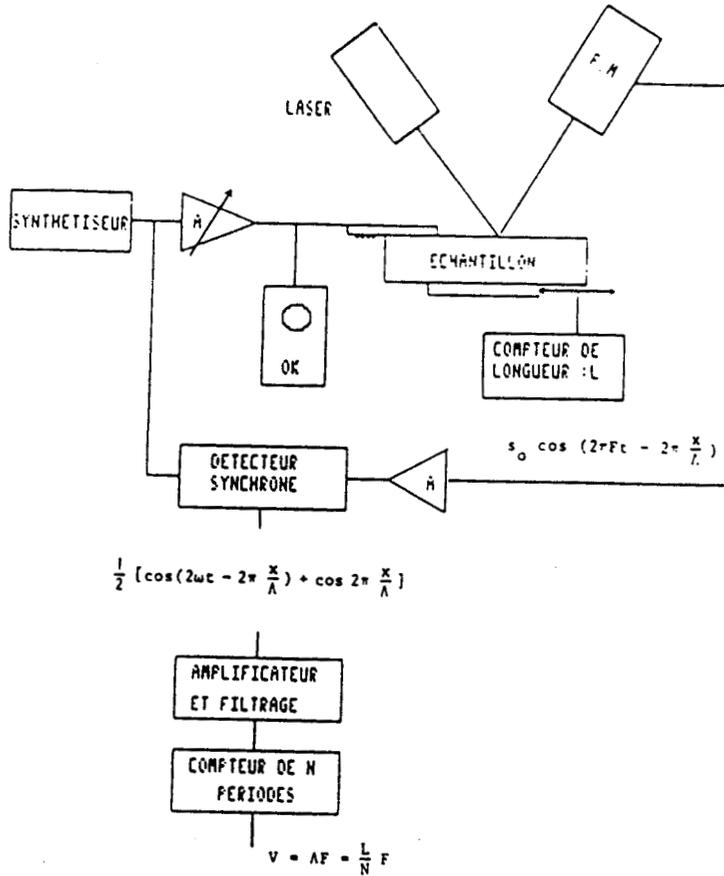


Figure 10

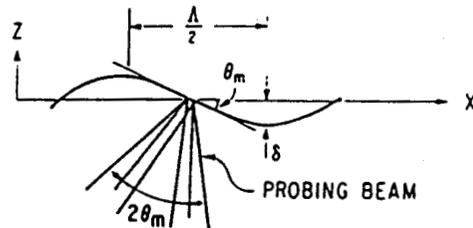


Figure 11 : Déviation du faisceau par l'onde de surface

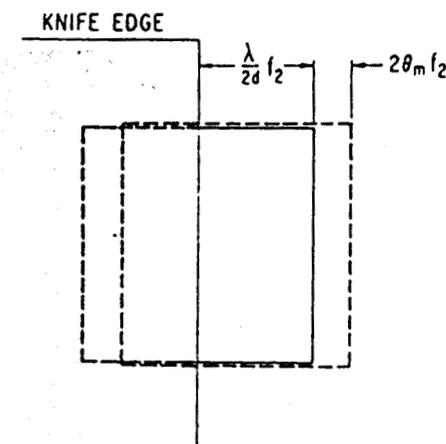


Figure 12 : Obturation du spot lumineux par le knife-edge dans le plan focal de  $L_2$ , avant (trait plein) et après (pointillé) l'inclinaison de la surface.

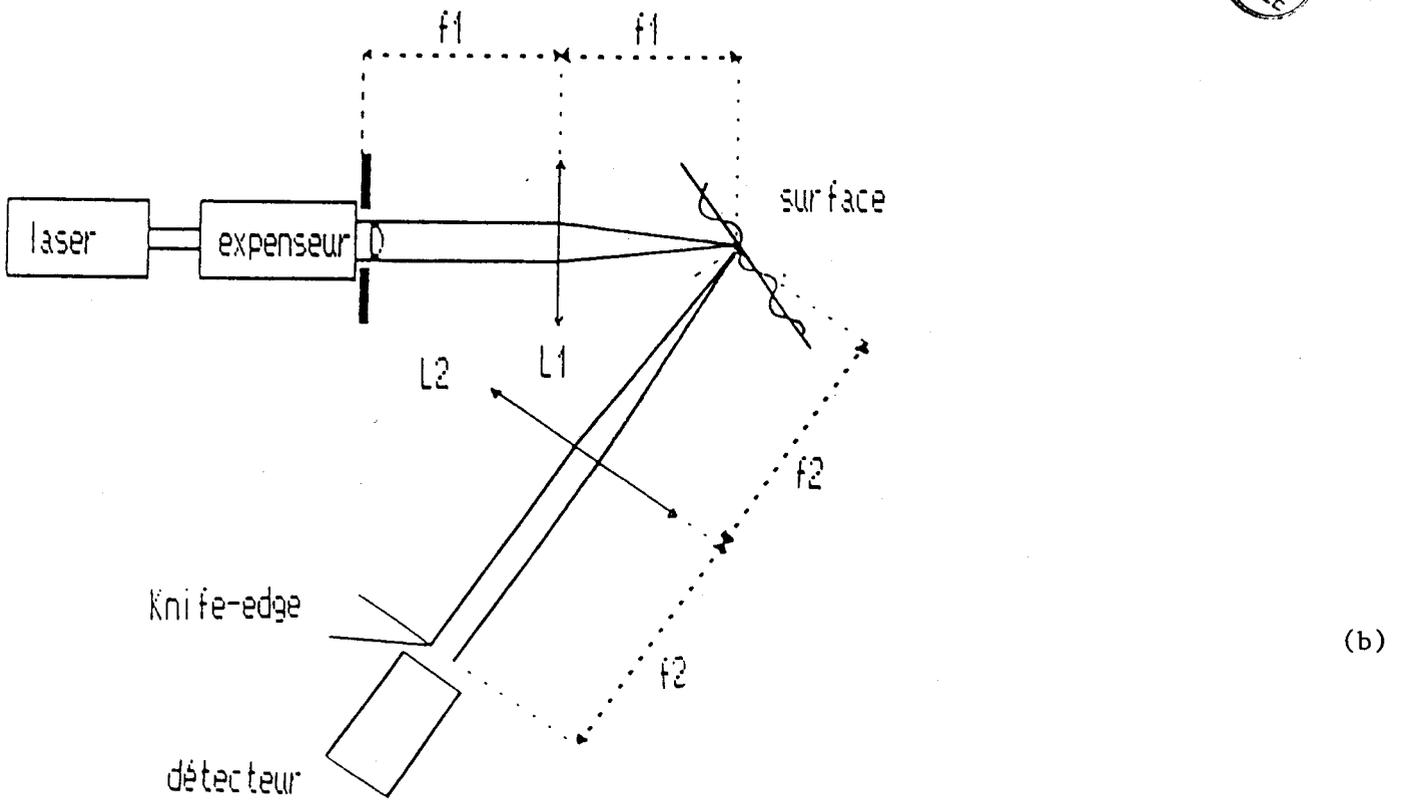
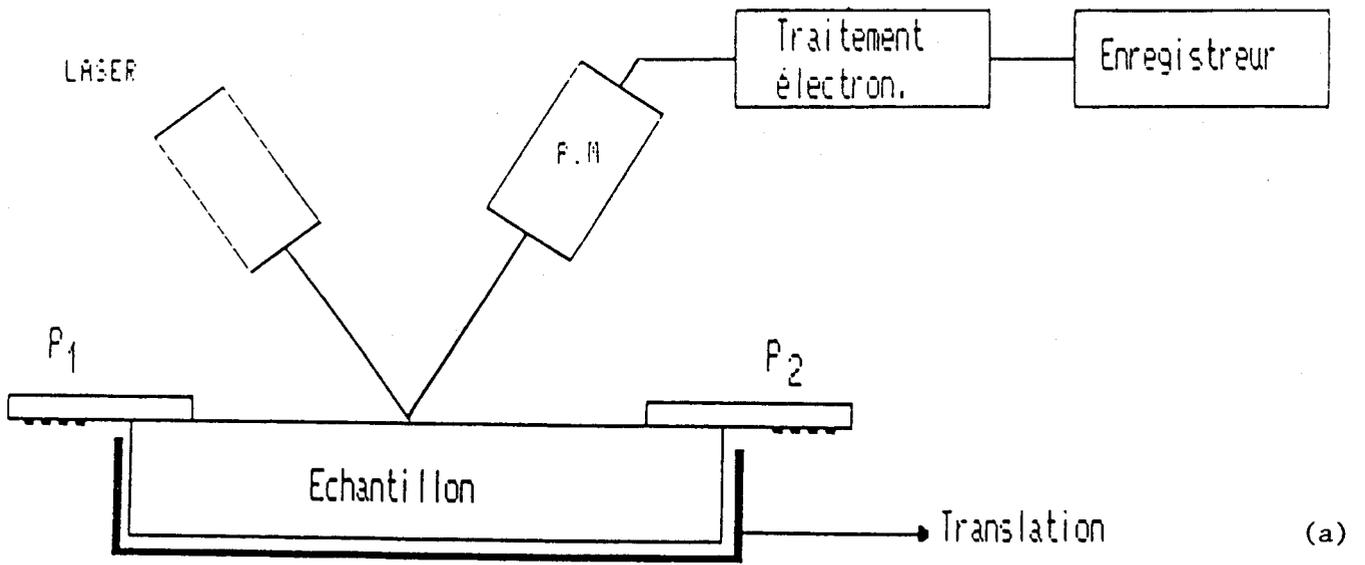


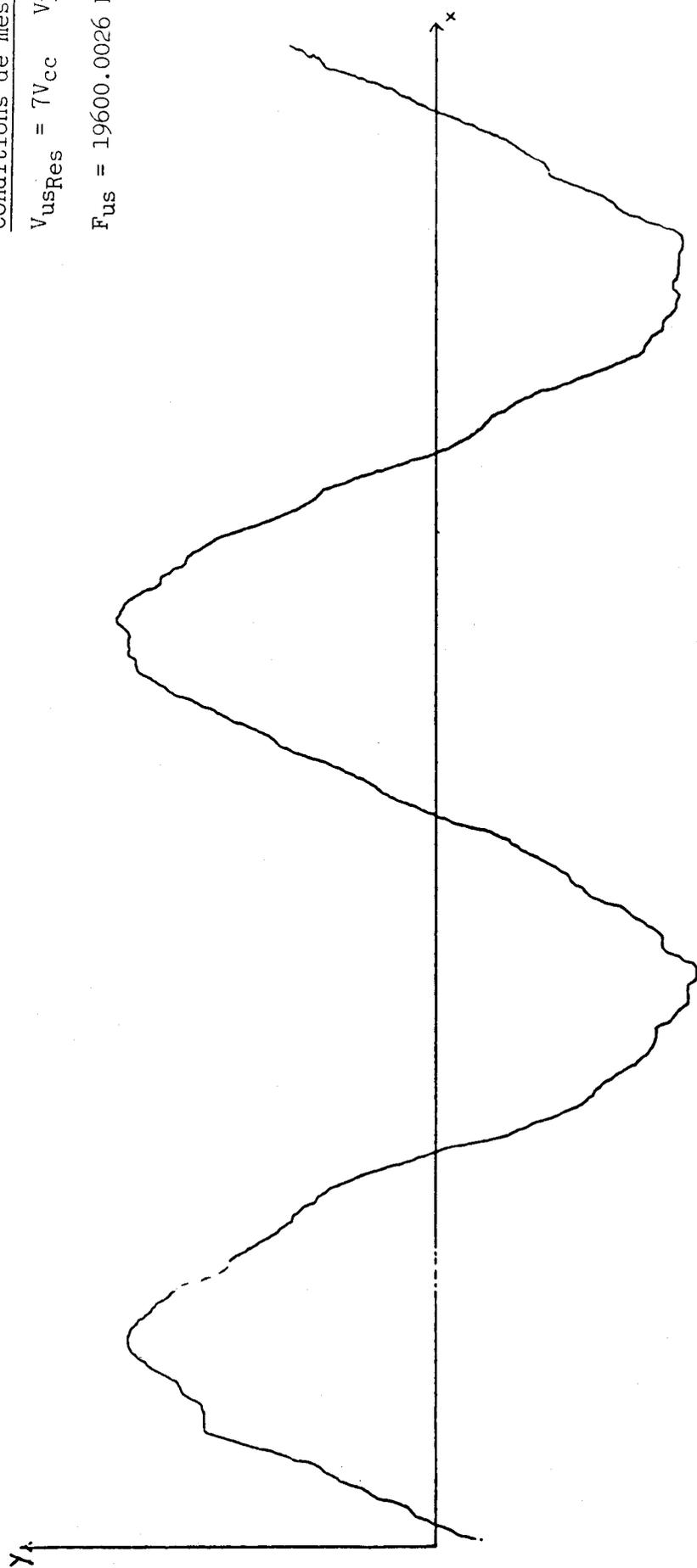
Figure 9

Echelle : sur OX 1 s/cm  
sur OY 1 s/cm

Conditions de mesures :

$$V_{usRes} = 7V_{cc} \quad V_{RF} = 0,45 V_{cc}$$

$$F_{us} = 19600.0026 \text{ KHz} \pm 0,1 \text{ Hz}$$



*Signal détecté avant filtrage (filtre ôté) .*

Figure 13



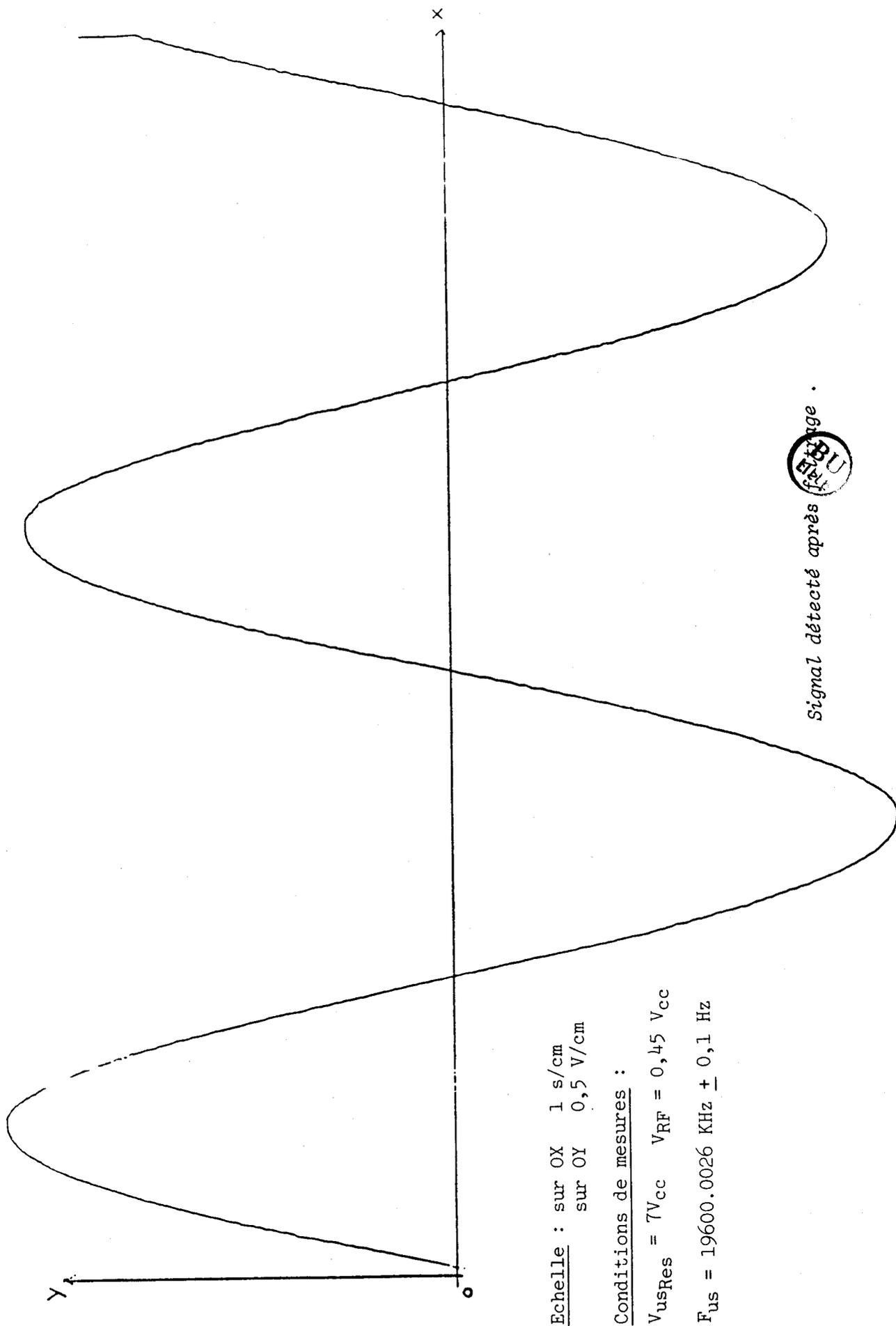


Figure 14

Le comptage automatique du nombre  $N$  de périodes du signal T.B.F., est assuré par un dispositif électronique. La longueur  $L$  de déplacement de l'échantillon correspondante est mesurée et affichée au micromètre près : grâce à un codeur optique solidaire de la vis micrométrique commandant le déplacement, qui envoie des impulsions comptées électroniquement (Table Microcontrôle UT 100) (fig. 15).

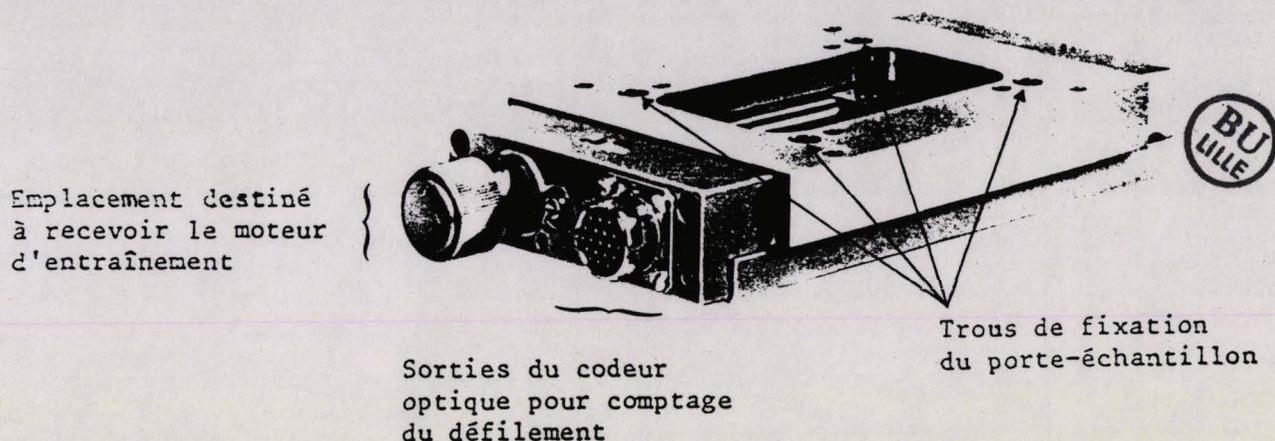


Figure 15

Table UT 100-25

La figure 16 regroupe sur un schéma bloc, l'ensemble des systèmes, optique, mécanique, et électronique que nous venons de décrire. On y distingue aussi au niveau électronique un correcteur du flux lumineux.

Les fluctuations d'amplitude du laser et les défauts de réflectance de la surface de l'échantillon, modulent l'amplitude du signal T.B.F. avant filtrage. Un multiplicateur analogique commandé par le flux moyen détecté par le photomultiplicateur réalise cette correction d'amplitude.

### 3. Contrôle de la précision

La précision pouvant être obtenue a été contrôlée [28] par des mesures effectuées sur un échantillon de quartz (de taille Y), aux extrémités duquel ont été gravés deux peignes interdigités, de fréquence de résonance  $F_0 = 19,6$  MHz. Afin d'augmenter le pouvoir réflecteur et d'améliorer la détection optique, la surface entre peignes servant à la



mesure, a été métallisée par dépôt d'une couche d'aluminium d'épaisseur inférieure à 1  $\mu\text{m}$  (cette épaisseur étant très inférieure à la longueur d'onde acoustique  $\approx 161 \mu\text{m}$  à 19,6 MHz), ne pouvait avoir qu'extrêmement peu d'influence sur la propagation des ondes de surface à la fréquence considérée.

Les résultats des mesures de la longueur de déplacement de l'échantillon correspondant à 30 périodes du signal détecté ont fait apparaître des écarts importants entre les deux sens de défilement ; par contre pour un même sens de défilement, les écarts de longueurs restent faibles et s'expliquent par une reproductibilité imparfaite. Ces résultats subsistent que la table soit verticale ou horizontale. Toutes nos mesures indiquées seront faites avec une table de déplacement horizontale.

Les moyennes de 12 mesures sur 30 périodes, suivant le sens de déplacement de gauche à droite ( $\rightarrow$ ) ou de droite à gauche ( $\leftarrow$ ) devant le spot laser, sont respectivement de :

$$\rightarrow V_R = 3165,8 \text{ m/s} \pm 4,5 \text{ m/s} \quad (\text{a})$$

$$\leftarrow V_R = 3154,0 \text{ m/s} \pm 1,5 \text{ m/s} \quad (\text{b})$$

Or pour une propagation suivant X, sur un quartz de taille Y, la vitesse des ondes de surface est respectivement de 3154 m/s, 3156,4 m/s et 3159 m/s selon DIEULESAINT [31], AULD [32] et MORGAN [27].

Tant d'un point de vue de la dispersion que des résultats classiques, il est évident que les mesures (b) sont les meilleures. Plusieurs tentatives ont été faites pour expliquer ce phénomène, et les hypothèses suivantes ont été émises :

1. Effet de "rotation" de la table pendant le mouvement
2. Effet de vibration de la table pendant le mouvement
3. Effet dû aux ultrasons : présence d'ondes stationnaires
4. Effet dû aux ressorts placés sur les guides latéraux des chariots, assurant le déplacement de l'échantillon, comprimés dans un sens  $\rightarrow$ , se détendant dans l'autre sens  $\leftarrow$ .

Pour les deux premières hypothèses liées à la translation de la table, des mesures effectuées au cours du mouvement, de la variation du flux lumineux moyen, et de l'amplitude du signal délivré par un

accéléromètre préalablement fixé au support de l'échantillon, n'ont pas permis de les confirmer.

Pour l'hypothèse liée à la présence d'éventuelles ondes stationnaires, une légère modification de la fréquence autour de la valeur de synchronisme (19,5 MHz, et 19,7 MHz) doit changer le taux d'ondes stationnaires. Des mesures effectuées à ces deux fréquences n'ont pas permis d'éliminer les écarts liés au sens du défilement.

La seule hypothèse restante met en cause la table même assurant la translation de l'échantillon. Dans le cas de la détection optique, le contrôle de la longueur L de défilement de l'échantillon (de la table) est assuré par le comptage d'un nombre N imposé de périodes du signal acoustique. Nous nous sommes posés la question, si pendant un même temps et pour les mêmes conditions d'entraînement de la table, la longueur L mesurée était la même dans les deux sens. Dans ce but nous avons effectué des mesures, où le déplacement de la table est commandé cette fois-ci par un microcalculateur. Les moyennes sur une série de 50 mesures de cette longueur correspondant au même temps de défilement pour les 2 sens ont donné les résultats suivants :

$$L_1 = 5497,3 \mu\text{m} \pm 40,5 \mu\text{m} \quad (\text{compression des ressorts})$$

$$L_2 = 5537,4 \mu\text{m} \pm 9,9 \mu\text{m} \quad (\text{détente des ressorts})$$

Ces résultats compatibles entre eux en raison de l'existence d'une "bande commune" mettent bien en évidence un écart de longueur suivant les deux sens de défilement, mais la dispersion de celle-ci est 4 fois plus importante dans le premier cas que dans le second. Ceci justifie une fois de plus notre choix initial quant aux résultats à prendre en compte. Ainsi c'est le sens correspondant aux plus faibles dispersions qui a été adopté pour les mesures valides, et les mesures effectuées sur l'échantillon au chrome sur acier ont toutes été en totale conformité avec ce choix.

Cette différence de dispersion de la longueur suivant le sens de déplacement, s'explique donc finalement par la compression des ressorts placés sur les guides latéraux du chariot dans le sens (→), et la détente dans l'autre sens, ce qui se traduit par ailleurs au niveau des vitesses de déplacement de la table, par une vitesse légèrement plus grande dans le sens de la détente que la compression des ressorts.

## CHAPITRE IV

-----

### FABRICATION DES ECHANTILLONS

*Les échantillons nous ont été fournis par le laboratoire d'étude du comportement des matériaux du C.E.A. de Grenoble, sous forme de parallélépipèdes rectangles de dimensions (60 mm X 20 mm X 10 mm). Ils se composent d'un substrat d'acier 35 NC D16 surmonté d'une couche mince de chrome d'une épaisseur d'environ 21  $\mu\text{m}$ , réalisée par pulvérisation cathodique dans une atmosphère de méthane, afin d'avoir des dépôts dopés au carbone.*

#### 1. Traitements thermiques du substrat

Les traitements thermiques subis par le substrat sont classiques pour cet acier [33]

- préchauffage entre 450°C et 500°C
- austénisation à 850°C dans un bain au cyanure pendant 40 mn
- refroidissement sous air soufflé à l'ambiante
- revenu à 200°C pendant 1 heure.

Le bain de cyanure par son apport supplémentaire de carbone évite une décarburation en surface pendant l'austénisation. Cet apport de carbone ne portant que sur une faible épaisseur, sera normalement éliminé par la rectification.

#### 2. Elaboration du revêtement

Il existe plusieurs techniques d'élaboration des revêtements : les dépôts chimique, électrochimique, et en phase vapeur [34, 35]. Ces

derniers comprennent, en particulier, les différentes techniques de dépôt sous vide, et parmi celles-ci les procédés de pulvérisation cathodique dont les performances s'évaluent par la vitesse de pulvérisation et l'importance des surfaces traitées. Avec ces critères le système permettant d'obtenir les meilleurs résultats est la pulvérisation cathodique magnétron (P.C.M.), dont le principe ne diffère des procédés classiques de pulvérisation (diode D.C et diode R.F) que par l'augmentation de l'efficacité d'ionisation du gaz neutre entourant l'échantillon. Elle permet d'atteindre des vitesses de dépôts environ 50 fois supérieures à celles obtenues par les procédés diodes [36]. Les revêtements de chrome sur nos échantillons ont été réalisés de cette manière. En voici, brièvement, le principe.

### 2.1. Principe

-----

Le matériau à déposer constituant la cible, est introduit dans l'enceinte à vide sous forme d'une plaque de quelques millimètres d'épaisseur, et de dimensions sensiblement égales à celles de la pièce à recouvrir. Cette cible, fixée à un support refroidi constituant la cathode, est portée à une tension négative suffisamment élevée (3 à 5 KV), l'anode étant en général disposée parallèlement à celle-ci, et à une distance de quelques centimètres.

Si la pression dans l'enceinte à vide est réduite à quelques centièmes de Torr d'un gaz neutre (argon en général), le champ électrique créé entre les deux électrodes, provoque l'ionisation du gaz résiduel. Cette ionisation sera entretenue par les électrons secondaires, éjectés de la cathode sous l'effet du bombardement ionique.

Sous l'impact des ions d'argon ainsi formés des atomes ou groupes d'atomes sont arrachés à la cible et émis dans l'espace environnant, pouvant ainsi se condenser sur des substrats placés au voisinage de celle-ci.

Un tel procédé ne permet d'obtenir que de très faibles vitesses de dépôt (0,01 à 0,1  $\mu\text{m}/\text{mn}$ ).

Ces vitesses sont fortement augmentées par le procédé magnétron qui superpose un champ magnétique parallèle à la cathode et perpendiculaire au champ électrique. Les actions combinées de ces deux

champs font décrire aux électrons des trajectoires hélicoïdales ce qui, comparé aux trajectoires rectilignes, augmente considérablement l'efficacité d'ionisation des électrons secondaires émis par la cathode du fait de l'allongement de leur trajectoire.

Il s'en suit un accroissement considérable de la vitesse de dépôt, permettant la réalisation de couches plus épaisses dans des conditions industrielles acceptables. Les vitesses de dépôts sont de l'ordre de 0,5 à 5  $\mu\text{m}/\text{mn}$  selon la nature du matériau et la disposition des substrats.

L'augmentation de l'efficacité d'ionisation permet un abaissement de la pression de travail et, en conséquence, une plus grande pureté des couches.

Une vue générale de l'installation de dépôt est donnée (fig. 17) ; elle est constituée essentiellement d'une enceinte cubique en acier inox de volume 0,3  $\text{m}^3$  ; sa partie supérieure comprend des entrées permettant d'introduire l'azote et le méthane, et d'un groupe de pompage approprié en fonction du vide limite à obtenir, de la pression et du débit du (ou des) gaz pendant l'opération de dépôt. Ce groupe est constitué d'une pompe à diffusion LPA (3000 l/s), d'une pompe primaire (60  $\text{m}^3/\text{h}$ ) et d'un piège à azote.

Le magétron utilisé est un AIRCO TEMESTAL de type HPC 373, constitué :

- d'une cible portée à un potentiel négatif
- d'un système d'aimants ou d'électroaimants
- d'anodes adjacentes à la cathode.

est détaillé dans la photo (fig 18). Les échantillons à revêtir dans ce cas sont des éprouvettes destinées à des essais de fatigue en traction-compression.

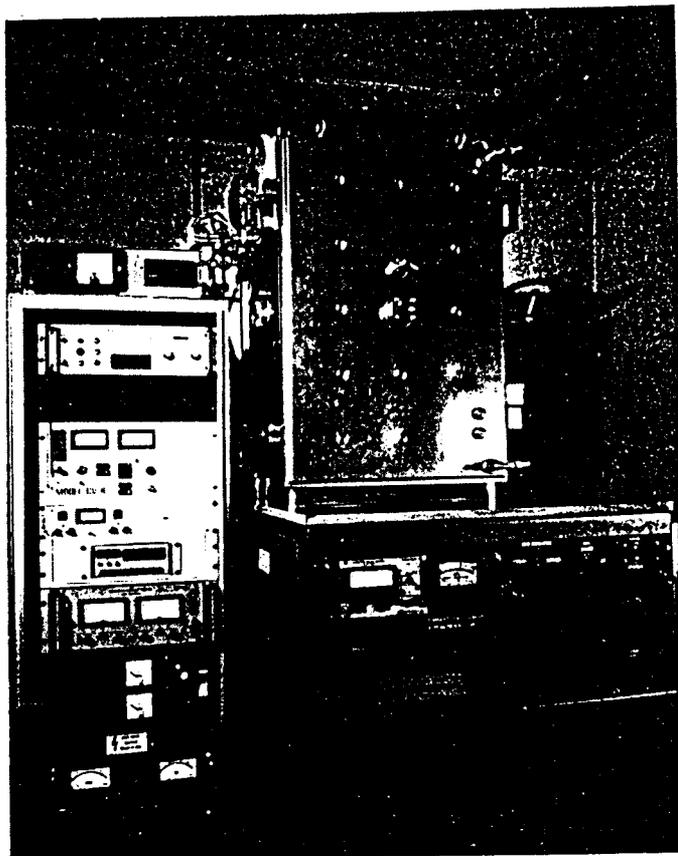


Fig. 17 : Vue générale de l'installation de dépôt PCM

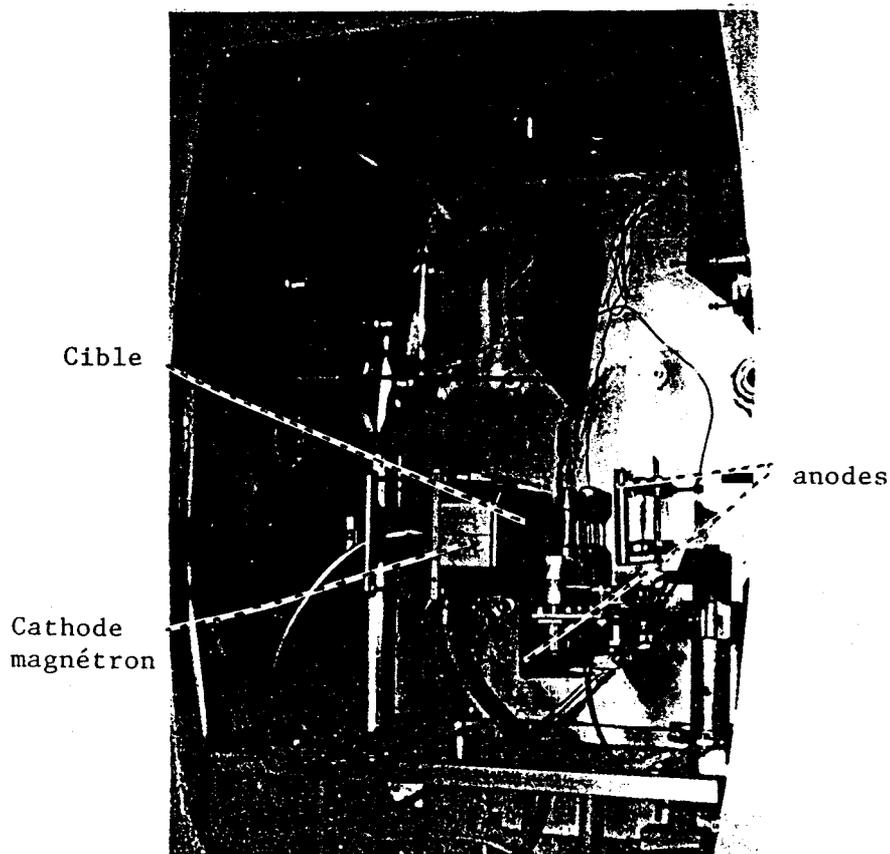


Fig. 18 : Vue du magnétron et du montage des éprouvettes

### 3. Conditions de mise en oeuvre

Les revêtements de chrome ont été élaborés par pulvérisation réactive [37] : ce procédé consiste à introduire délibérément un gaz chimiquement actif ( $\text{CH}_4$ ) avec le gaz neutre pendant la pulvérisation du chrome. Ainsi des quantités de carbone variables peuvent être incorporées conférant ainsi au chrome ainsi "dopé" des duretés variables.

#### 3.1. *Préparation des surfaces avant dépôt*

-----

Avant dépôt, les échantillons subissent des traitements de surface, ce qui donne la succession suivante des opérations :

- nettoyage des substrats (dégraissage)
- montage et mise sous vide
- décapage ionique
- chauffage des substrats (éventuellement)
- dépôt
- refroidissement et déchargement.

Le dégraissage des substrats est effectué, par immersion dans des solvants organiques (trichloréthylène, acétone, etc ...) soumis à un champ ultrasonore. Un second nettoyage est effectué par décapage ionique sous atmosphère inerte. Les substrats polarisés négativement constituent alors la cathode d'un dispositif de pulvérisation. Ce traitement élimine les couches d'oxyde et les contaminations organiques dues au nettoyage chimique. Par ailleurs, le décapage réchauffe les substrats et contribue généralement à l'augmentation de l'adhérence et de la densité des revêtements.

#### 3.2. *Dépôts*

-----

Les dépôts ont été réalisés à des pressions partielles de 5 mtorr (\*) d'argon et 0,4 m torr de méthane, ce qui donne un revêtement ayant une teneur de 0,4 % en carbone.

Pour augmenter la densité des couches, les substrats sont polarisés négativement ce qui permet, par pulvérisation partielle du dépôt en cours de formation, de réduire les quantités de gaz occlus, et rendre ainsi les revêtements plus denses.

---

\* Nous utilisons ces unités plus pratiques par rapport au pascal vu la grandeur des pressions de travail.

## CHAPITRE V

-----

### DETERMINATION DES CARACTERISTIQUES MECANIQUES DES MILIEUX

*Les caractéristiques mécaniques de la couche et du substrat de notre échantillon seront déterminées par l'ajustement d'une courbe de dispersion de vitesse, calculée à partir du modèle défini précédemment (cf. ch. 1) sur une courbe expérimentale relevée à différentes fréquences.*

#### 1. Mesures de vitesse à différentes fréquences sur la face revêtue

Les mesures de vitesses ont été effectuées dans la gamme 1 à 27 MHz. Chaque fréquence a nécessité la réalisation de deux peignes interdigités gravés sur quartz, titanate de baryum, ou niobate de lithium. Ces peignes sont réalisés par un procédé de photogravure, après réduction par un masque photographique d'un dessin tracé à l'aide d'un microcalculateur.

Les fréquences de gravure de ces peignes sont les suivantes : 1,45 ; 3,63 ; 6,86 ; 8,54 ; 11,45 ; 17 ; 22,36 ; et 26,43 MHz.

A chaque fréquence une mesure de vitesse est effectuée pour chaque sens de défilement de l'échantillon (→) et (←) ; et comme il a été expliqué précédemment seules les mesures dans le sens (←) seront retenues.

Chaque mesure de vitesse sera déduite d'une moyenne sur 50 mesures individuelles tel qu'il est montré tableau (1).

Les vitesses mesurées aux différentes fréquences ainsi que leurs imprécisions correspondantes sont regroupées tableau (2). La courbe de dispersion expérimentale représentant ces vitesses avec leur rectangle d'erreur (réduits à des traits vu que l'erreur en fréquence est

Echantillon N° 1	Transducteur quartz	Fréquence 26,43 MHz	Prédécomptage 10 périodes	Comptage 45 périodes	Tension moteur:10V	Tension photox:1100V	Niveau peigne émetteur : 60 v Niveau peigne récepteur : 600 mV
---------------------	------------------------	------------------------	------------------------------	-------------------------	-----------------------	-------------------------	---

LONGUEUR DE DEFILEMENT - SENS DE PARCOURT (→) ou (←)

→	5277	5278	5273	5264	5274	5270	5273	5255	5265	5258
←	5254	5250	5240	5248	5248	5244	5242	5246	5246	5243
→	5267	5265	5257	5254	5259	5259	5257	5255	5254	5247
←	5251	5243	5242	5244	5244	5242	5240	5239	5241	5240
→	5253	5260	5256	5256	5256	5257	5258	5251	5252	5249
←	5244	5242	5242	5242	5244	5242	5240	5242	5242	5238
→	5244	5266	5252	5242	5251	5245	5254	5239	5246	5247
←	5235	5235	5234	5242	5234	5233	5244	5240	5243	5245
→	5250	5249	5247	5242	5241	5242	5241	5240	5252	5260
←	5242	5238	5245	5230	5243	5240	5236	5243	5239	5250

Flux moyen :  $V_{\Phi} = 7,3 \text{ V}$

Moyenne :

→ 5255,18  $\mu\text{m}$

← 5241,92  $\mu\text{m}$

Ecart type :

→ 10,04  $\mu\text{m}$

← 4,66  $\mu\text{m}$

Vitesse :

→ 3086,64 m/s  $\pm 5,89$

← 3078,75 m/s  $\pm 2,73$



TABLEAU n° 1

négligeable à l'échelle considérée) est tracée figure 19. Il apparaît comme il est prévu pour ce type de combinaison de matériaux (lent/rapide) que la courbe de dispersion présente une pente positive, et une croissance monotone avec la fréquence. Ce type de courbe de dispersion est caractérisé par une valeur de départ de la vitesse proche de la vitesse de Rayleigh du substrat d'acier pour des fréquences telles que l'épaisseur de la couche est très faible devant la longueur d'onde, et croît jusqu'à atteindre la vitesse de Rayleigh de la couche de chrome ( $V_R = 3180$  m/s), laquelle ne pourra être atteinte que pour des fréquences de l'ordre de 175 MHz. On note par ailleurs que cette courbe présente une croissance monotone alors que dans d'autres cas : Al/Ni [10] l'on observe une courbe passant par un maximum peu accentué dont la valeur reste inférieure à celle de la vitesse d'onde transversale dans le substrat, au delà de laquelle le mode de propagation de type Rayleigh n'existera plus, tel qu'il est mentionné dans la relation (12). Comme la courbe de dispersion reste comprise entre ces deux valeurs particulières, sa variation sera moins importante que dans le cas d'un système où la vitesse de Rayleigh de la couche est inférieure à celle du substrat.



Fréquence (MHz)	Vitesses (m/s)
1,455	2939,65 ± 9,06
3,631	2948,21 ± 13,88
6,874	2965,42 ± 17,74
8,541	2974,86 ± 2,38
11,450	3002,60 ± 5,63
17,000	3029,20 ± 6,23
22,631	3056,98 ± 2,87
26,430	3078,75 ± 2,73

Tableau n° 2

## 2. Contrôle de la vitesse de Rayleigh sur la face non revêtue

Afin de contrôler la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh sur la face non revêtue donc supposée homogène, nous avons effectué des mesures dans la bande de fréquences 1 - 17 MHz. Il apparaît d'après la courbe relevée et représentée figure (20), une dispersion typique d'un système composé de deux milieux dont celui constituant la

Figure 19

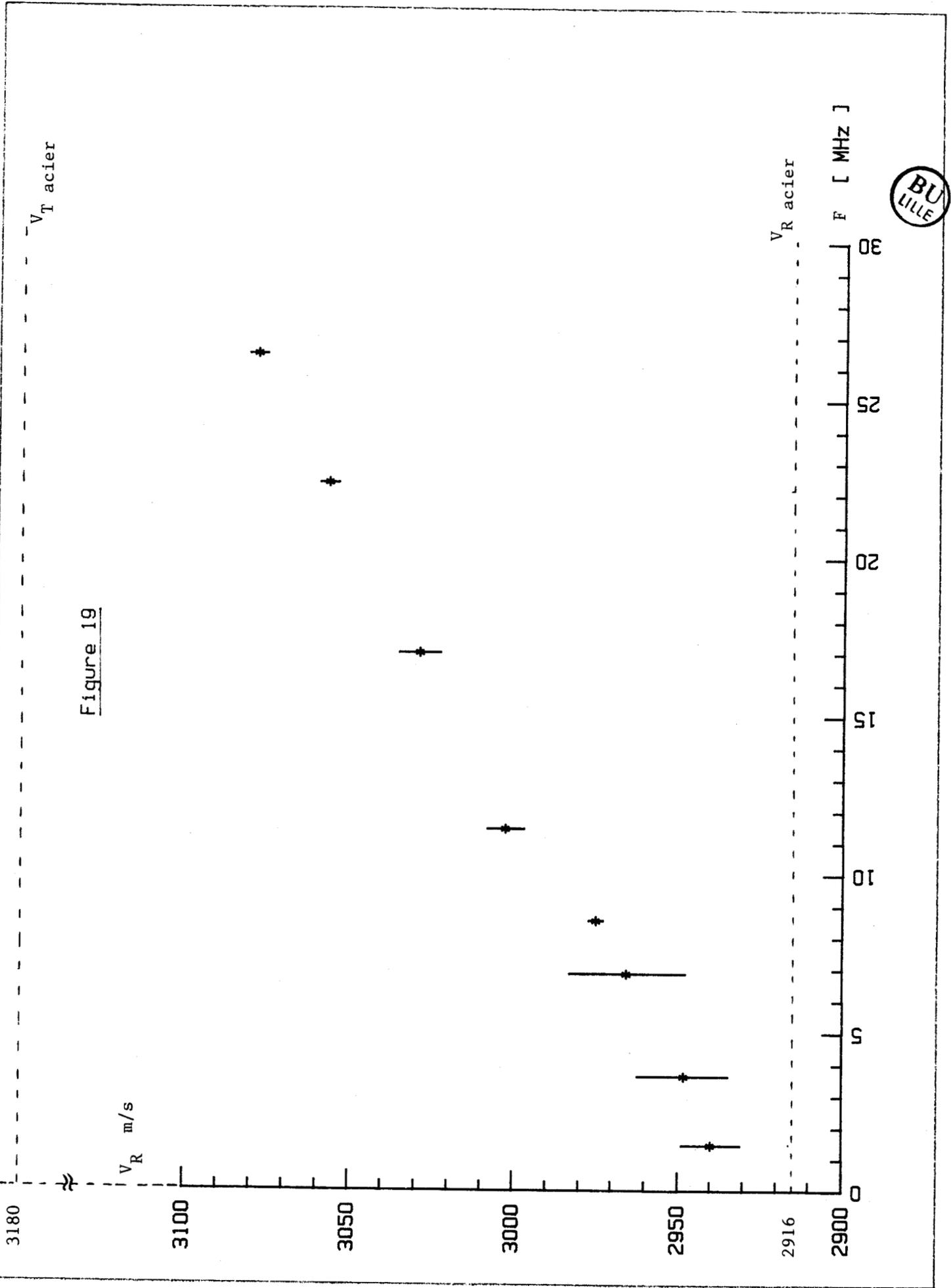
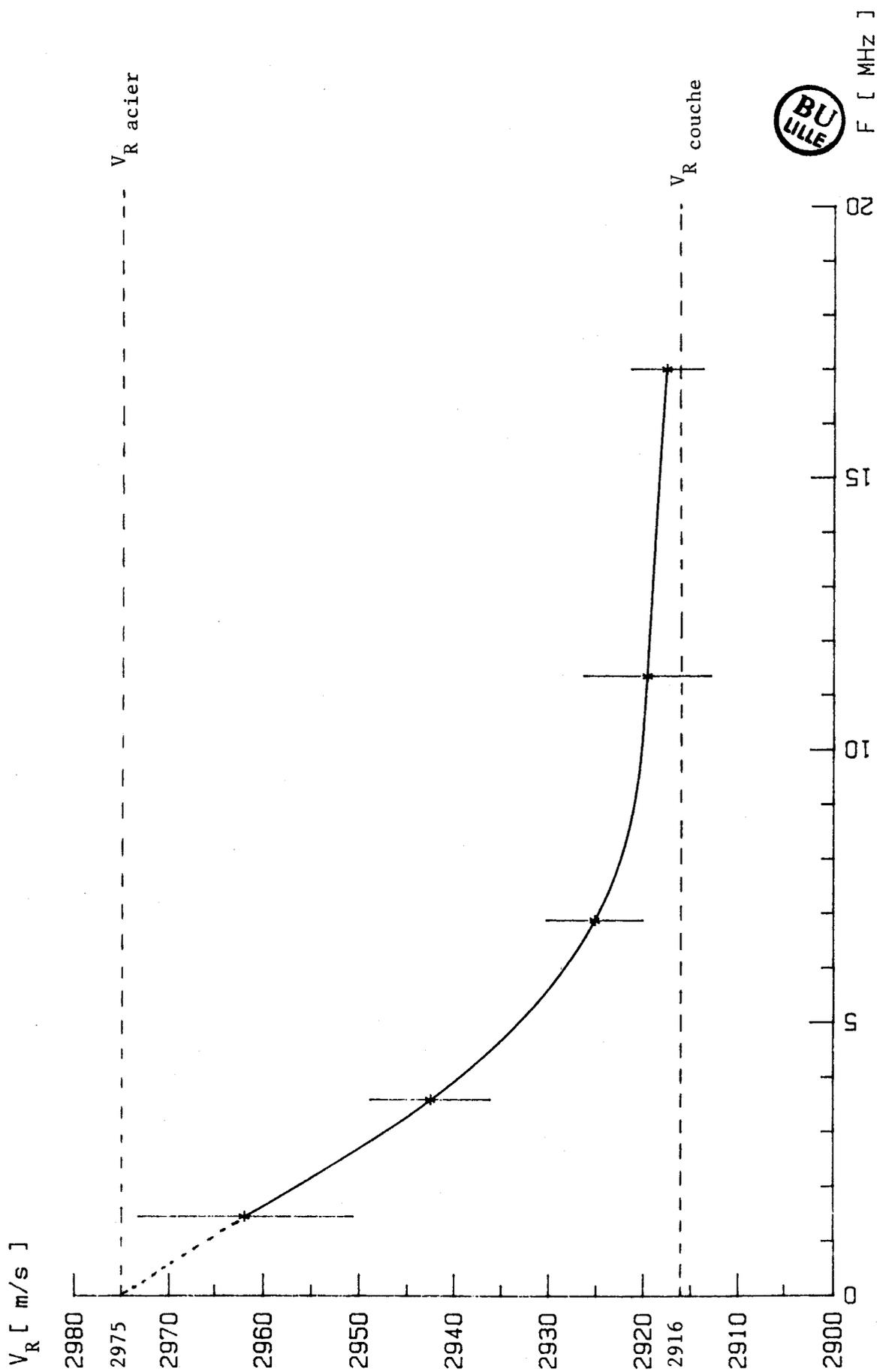


Figure 20



couche aurait une vitesse de Rayleigh inférieure à celle du milieu constituant le substrat. Cette courbe présente une pente négative et décroît de façon monotone quand la fréquence croît, jusqu'à ce que l'épaisseur de la couche devienne grande par rapport à la longueur d'onde, où elle tend asymptotiquement vers une valeur correspondant théoriquement à la vitesse de Rayleigh dans le milieu constituant la couche, et qui est de l'ordre de 2916 m/s.

Cette dispersion est probablement due à une perturbation de la surface de l'acier provoquée par un écrouissage, trempe ... . L'épaisseur d'écrouissage [31] peut atteindre plusieurs dizaines de  $\mu\text{m}$  et celle de la trempe [33] quelques millimètres.

La courbe figure 20 montre une dispersion faible dans la bande de fréquences 7-17 MHz. Elle tend vers une valeur  $V_{RC}$  (2916 m/s) correspondant à la vitesse d'une onde de Rayleigh dans un milieu semi-infini de même nature que celle de la couche perturbée.

Cette courbe de dispersion par sa forme et ses variations est analogue à celle d'un acier cémenté [44]. En prenant des variations entre couche et coeur égales à celles pour l'acier cémenté ( $\lambda_{\text{coeur}} = \lambda_{\text{couche}} + 1,68 \%$  ;  $\mu_{\text{coeur}} = \mu_{\text{couche}} + 4,58 \%$  ;  $\rho_{\text{coeur}} = \rho_{\text{couche}} + 0,4 \%$ ) un calcul donne une courbe de dispersion passant par les valeurs expérimentales (voir annexe fig.A1).

Par ailleurs, ce calcul montre que la vitesse de l'onde de Rayleigh  $V_{RC}$  dans le système coïncide avec  $V_{RC}$  si l'épaisseur de cette couche est  $1,5 \lambda_R$ .

Compte tenu des imprécisions de mesure on peut admettre que  $V_{RC}$  est atteinte par le système pour 11,45 MHz ou 17 MHz auxquelles correspondent des épaisseurs de  $1,5 \lambda_R$  de 382  $\mu\text{m}$  ou 257  $\mu\text{m}$ . L'épaisseur de la couche perturbée sur cette face peut être considérée comprise entre ces deux valeurs.

D'une façon générale l'écrouissage d'un métal augmente sa résistance mécanique à la sollicitation (relation entre force et rupture) [39,40] ; dans notre cas les caractéristiques mécaniques ( $\lambda, \mu$ ) de la couche diminuent par rapport à celles au coeur du substrat. Ce qui explique cette décroissance de la vitesse de Rayleigh avec la profondeur, compte-tenu des calculs cités au paragraphe précédent.

La courbe de dispersion de vitesse relevée sur la face revêtue de chrome (figure 19) présente une allure typique d'un système à une couche

où la vitesse de Rayleigh dans celle-ci est supérieure à celle dans le substrat ; néanmoins à la plus basse fréquence la vitesse de Rayleigh est très différente de celle en coeur du substrat  $V_{RCoeur}$  obtenue sur l'autre face ; par contre, elle est proche de  $V_{RC}$ . Ceci montre que la face chromée présente aussi une couche d'acier perturbé.  $V_{RCoeur}$  n'est pas atteint malgré la faible épaisseur de chrome (21  $\mu\text{m}$ ) devant les épaisseurs précédemment évaluées (382 - 252  $\mu\text{m}$ ) ; cela laisse supposer une épaisseur perturbée encore supérieure sur cette face.

Seule, une mesure à une fréquence très inférieure à 1,45 MHz permettrait, peut-être de trancher cette question ; ceci reste techniquement difficile vu la dimension des transducteurs à réaliser.

L'étude du substrat avant dépôt aurait été nécessaire. L'assurance de son homogénéité garantie par le laboratoire du CEA fournissant l'échantillon et réalisant son revêtement de chrome nous a dissuadé d'entreprendre cette étude préalable.

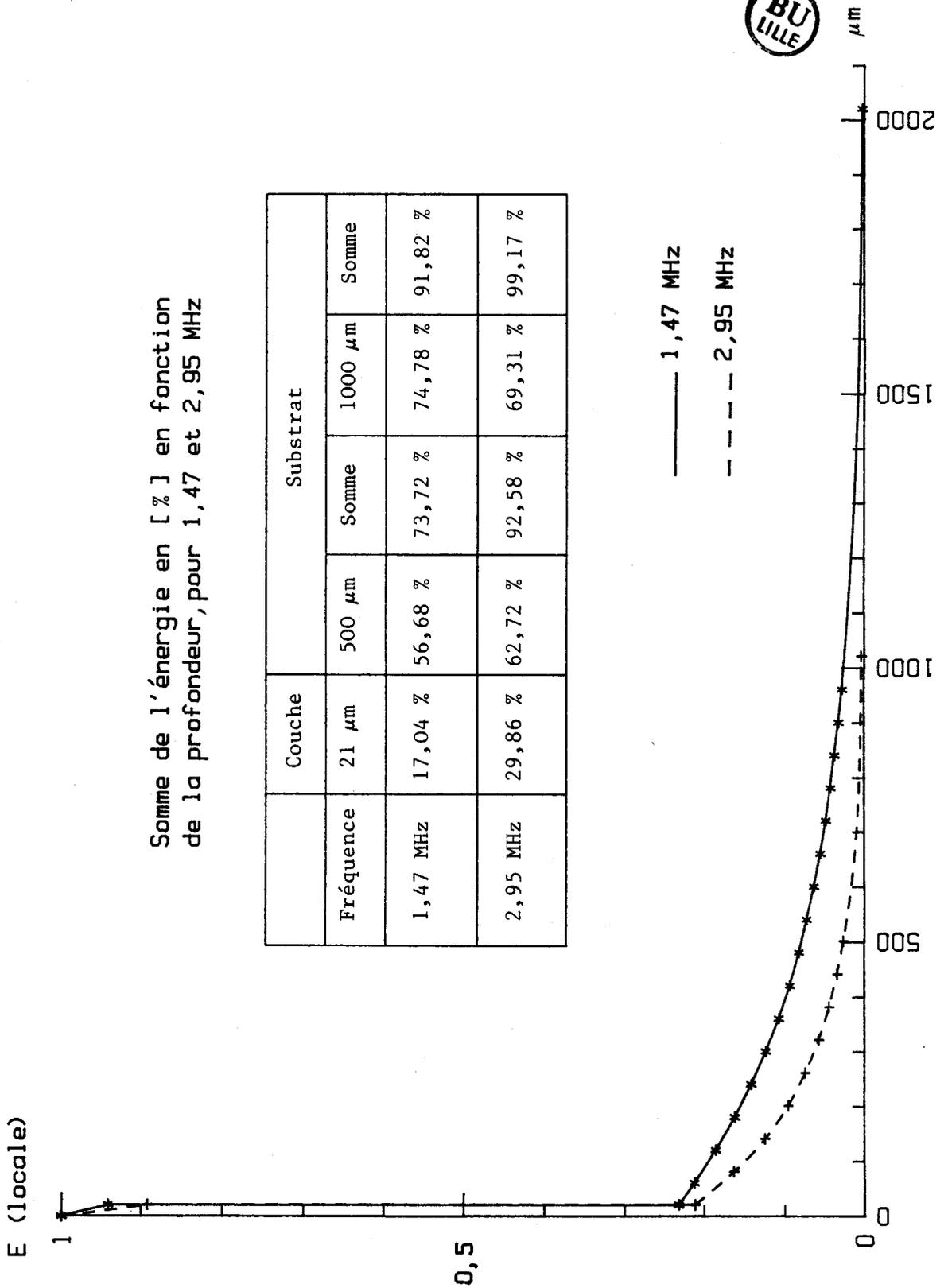
Afin d'estimer la profondeur de la zone perturbée de l'acier sur la face chromée un calcul de l'énergie de déformation locale en fonction de la profondeur a été fait aux deux basses fréquences (1,47 et 2,95 MHz) ceci est illustré par les courbes et tableau à la planche 1. Nous remarquons que la couche de chrome concentre respectivement 17 % et 30 % de l'énergie à ces deux fréquences et qu'à une profondeur de 1 mm dans le substrat celle-ci est respectivement de 91,82 % et 99,17 %. Par ailleurs, la profondeur de pénétration de l'onde de surface est de l'ordre de la longueur d'onde qui est respectivement de 2 mm et 1 mm à ces deux fréquences. Ceci permet d'estimer que de ce côté l'épaisseur de la couche perturbée est voisine de 2 mm, (voir annexe fig. A2)

### 3. Détermination des caractéristiques mécaniques des milieux

Comme nous l'avons déjà précisé, en partant de données réalistes pour les deux milieux constituant notre échantillon (chrome, et acier), nous calculerons une courbe de dispersion de vitesses que nous ajusterons sur celle mesurée afin d'identifier les réels paramètres mécaniques. Les valeurs des paramètres principaux du substrat d'acier et du chrome massif (modules d'Young  $E$ , coefficients de Poisson  $\sigma$  et masses volumiques  $\rho$ ) nous ont été fournies par le laboratoire des matériaux du C.E.A. à Grenoble où a été élaboré notre échantillon. Celles-ci proviennent de deux sources différentes pour l'acier 35 NCD 16 (C.E.A. et C.E.T.I.M.), elles sont

Planche 1

Energie ponctuelle normalisée par rapport à la surface libre, en fonction de la profondeur



Somme de l'énergie en [%] en fonction de la profondeur, pour 1,47 et 2,95 MHz

Fréquence	Couche			Substrat		
	21 $\mu\text{m}$	500 $\mu\text{m}$	1000 $\mu\text{m}$	Somme	1000 $\mu\text{m}$	Somme
1,47 MHz	17,04 %	56,68 %	73,72 %	74,78 %	91,82 %	
2,95 MHz	29,86 %	62,72 %	92,58 %	69,31 %	99,17 %	



regroupées dans le tableau 3.

SOURCE	E (MPa)	$\rho$ (Kg/m <sup>3</sup> )	$\sigma$
C.E.A.	206000	7860	0,28
C.E.T.I.M.	199000	7830	0,28

Tableau n° 3

Par ailleurs pour le chrome massif les valeurs de ces paramètres sont fournies pour les types de chromes suivants : électroforgé, électroforgé recuit, et polycristallin.

Les modules d'Young sont donnés aux températures de 0°C et 40°C pour les deux premiers types. Dans nos calculs ultérieurs nous prenons la moyenne de ces deux valeurs, que nous supposons correspondre au module d'Young à 20°C. Les différentes valeurs de ces paramètres sont regroupées dans le tableau 4.

Type de chrome	E (MPa)	$\rho$ (Kg/m <sup>3</sup> )	$\sigma$
Electroforgé	286746 à 0°C 273703 à 40°C 280225 à 20°C	7200	0,31
Electroforgé recuit	207508 à 0°C 198584 à 40°C 203046 à 20°C	7200	0,31
Polycristallin	279239	7200	0,21



Tableau n° 4

Le calcul des coefficients de Lamé ( $\lambda$  et  $\mu$ ) de l'acier et du chrome sera fait à travers les formules (3) inversées, pour les différentes valeurs de E et  $\sigma$  citées. Avec les masses volumiques et les épaisseurs correspondant à chaque milieu (l'épaisseur du substrat étant supposée infinie) ils serviront de valeurs initiales pour la résolution du problème inverse d'ajustement d'une courbe théorique sur notre relevé expérimental.

#### 4. Ajustement utilisant un même pas de variation, pour tous les paramètres

Les paramètres à identifier sont donc constitués par les coefficients de Lamé ( $\lambda$ ,  $\mu$ ) de la couche et du substrat, ainsi que leurs masses volumiques, et l'épaisseur de la couche.

Pour un calcul préliminaire nous partons des valeurs correspondant au couple C.E.A. pour l'acier et au chrome de type électroforgé recuit et nous affectons à chaque paramètre à identifier un même pas de variation de 5 %, les autres paramètres étant gardés constants.

L'identification a été faite suivant un nombre de paramètres régressifs à connaître, dont la procédure est la suivante :

1. identification des 7 paramètres ( $\lambda_1$ ,  $\mu_1$ ,  $\rho_1$ ,  $e_1$ ) de la couche et du substrat,

2. identification des 6 paramètres ( $\lambda_1$ ,  $\mu_1$ ,  $\rho_1$ ), l'épaisseur de la couche étant gardée constante,

3. identification des 4 paramètres de la couche seulement ( $\lambda_1$ ,  $\mu_1$ ,  $\rho_1$ ,  $e_1$ ), les paramètres du substrat restant constants.

4. identification des coefficients de Lamé, et de la masse volumique de la couche seulement ( $\lambda_1$ ,  $\mu_1$ ,  $\rho_1$ ).

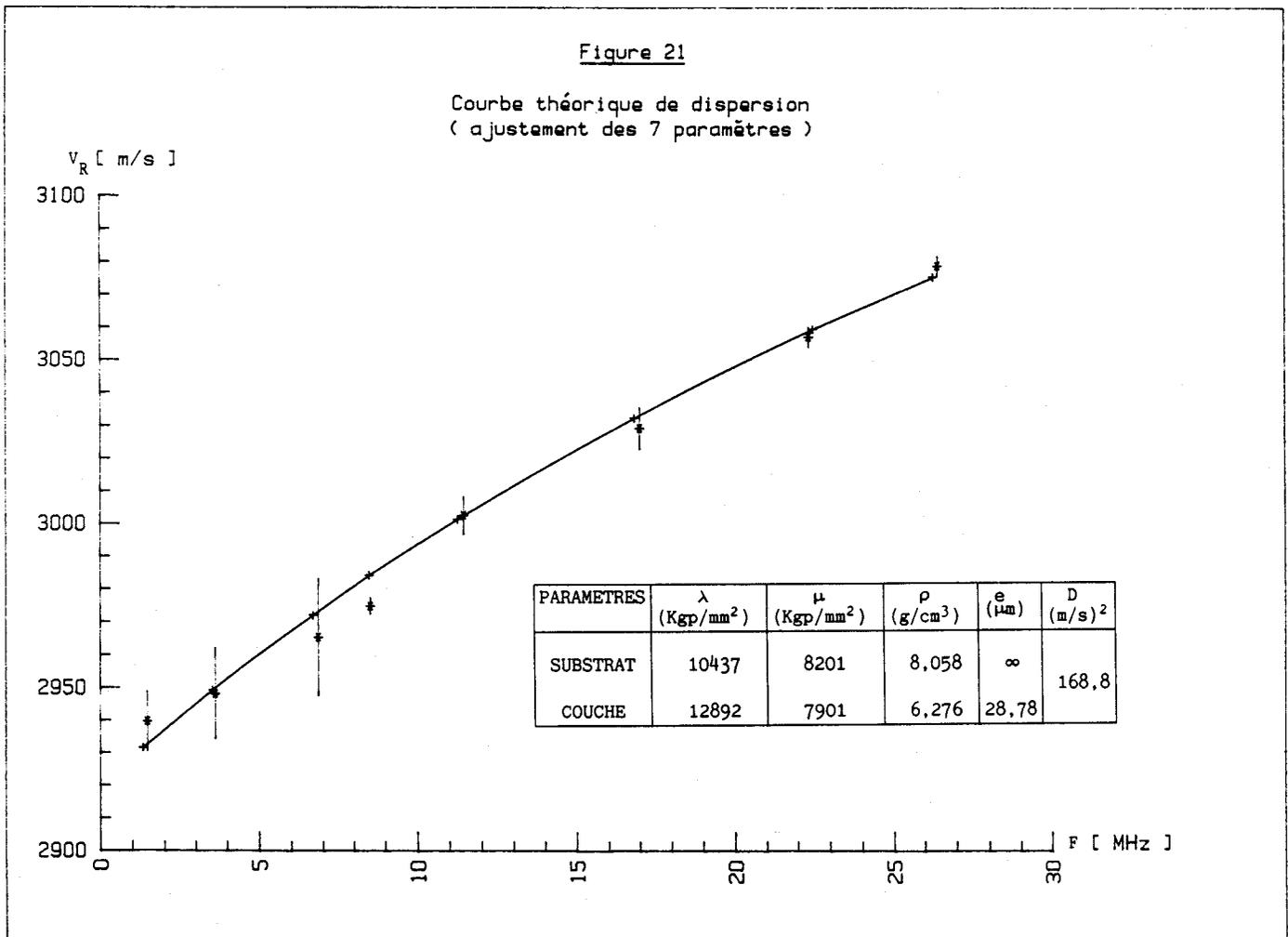
Les résultats respectifs aux quatre identifications ci-dessus sont donnés pour les différents paramètres, et la "distance théorique"  $D_{th}$  (tableaux 5 à 8), ainsi que les courbes correspondantes (fig 21 à 24) calculées à partir des valeurs finales des paramètres qui minimisent la distance  $D_{th}$ .

On remarque dans le cas d'identification de 7 paramètres (tableau 5), ou 6 paramètres (tableau 6) que les coefficients de Lamé ont des variations insignifiantes, par contre celles des masses volumiques du substrat et de la couche, ainsi que son épaisseur sont très grandes et aboutissent à des résultats irréalistes pour  $e$  ou  $\rho$ . Dans le cas de l'identification de paramètres de la couche seulement, ( $\lambda_1$ ,  $\mu_1$ ,  $\rho_1$ ,  $e_1$ ) (tableau 7) ou ( $\lambda_1$ ,  $\mu_1$ ,  $\rho_1$ ) en gardant l'épaisseur constante (tableau 8) ; les coefficients de Lamé gardent pratiquement des valeurs constantes,

par contre les variations des masses volumiques, et de l'épaisseur sont très importantes, et irréalistes (pour  $e$ ) ou excessives dans le dernier cas pour  $\rho$ .

Milieu	Valeur du paramètre	$\lambda$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\mu$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$e$ ( $\mu$ m)	Distance théorique (m/s) <sup>2</sup>
Substrat acier 35NCD16	Valeur initiale	10438	8202	7,860		
	Valeur finale	10437	8201	8,058*		
Couche Chrome	Valeur initiale	12893	7902	7,200	21,00	
	Valeur finale	12892	7901	6,276*	28,78*	

Tableau n° 5



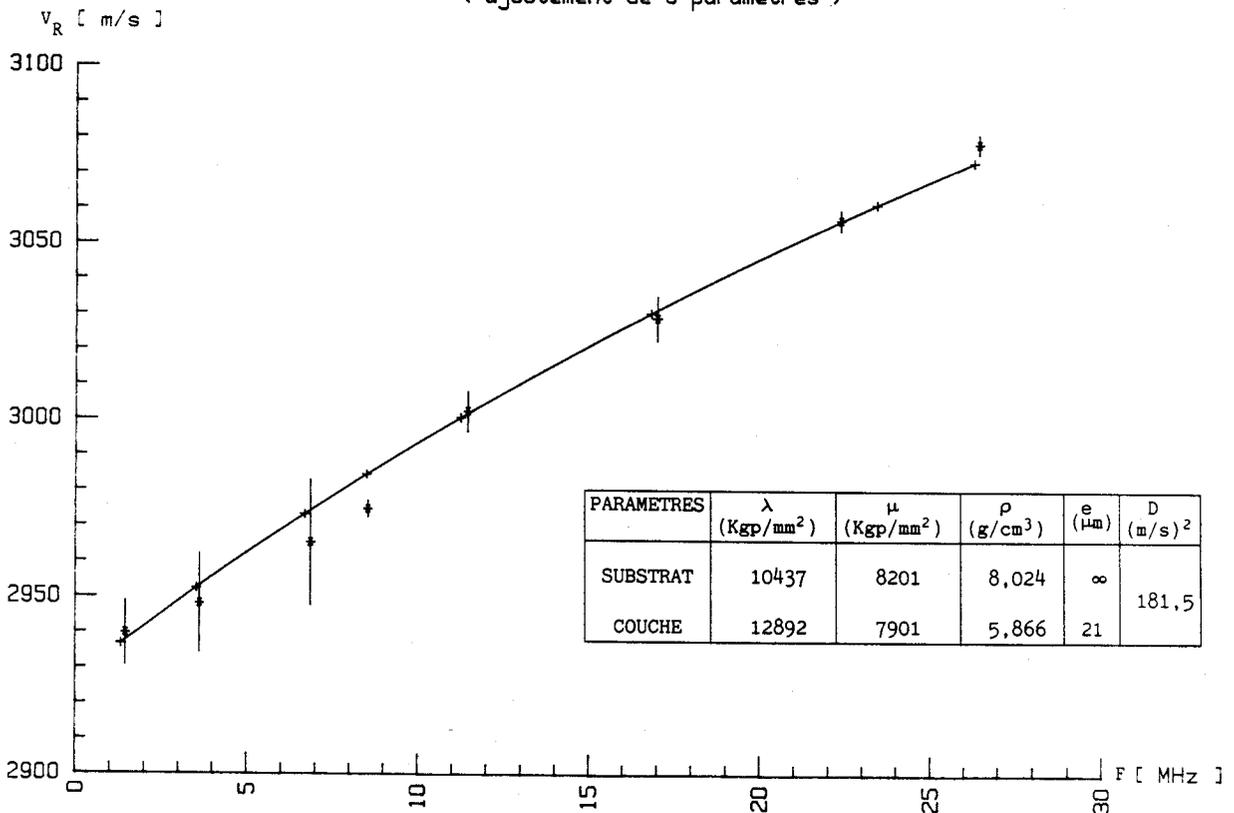
Milieu	Valeur du paramètre	$\lambda$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\mu$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	e ( $\mu$ m)	Distance théorique (m/s) <sup>2</sup>
Substrat acier 35NCD16	Valeur initiale	10438	8202	7,860		
	Valeur finale	10437	8201	8,024*		
Couche Chrome	Valeur initiale	12893	7902	7,200	21,00	
	Valeur finale	12892	7901	5,866*	21,00	

Tableau n° 6



Figure 22

Courbe théorique de dispersion  
(ajustement de 6 paramètres)



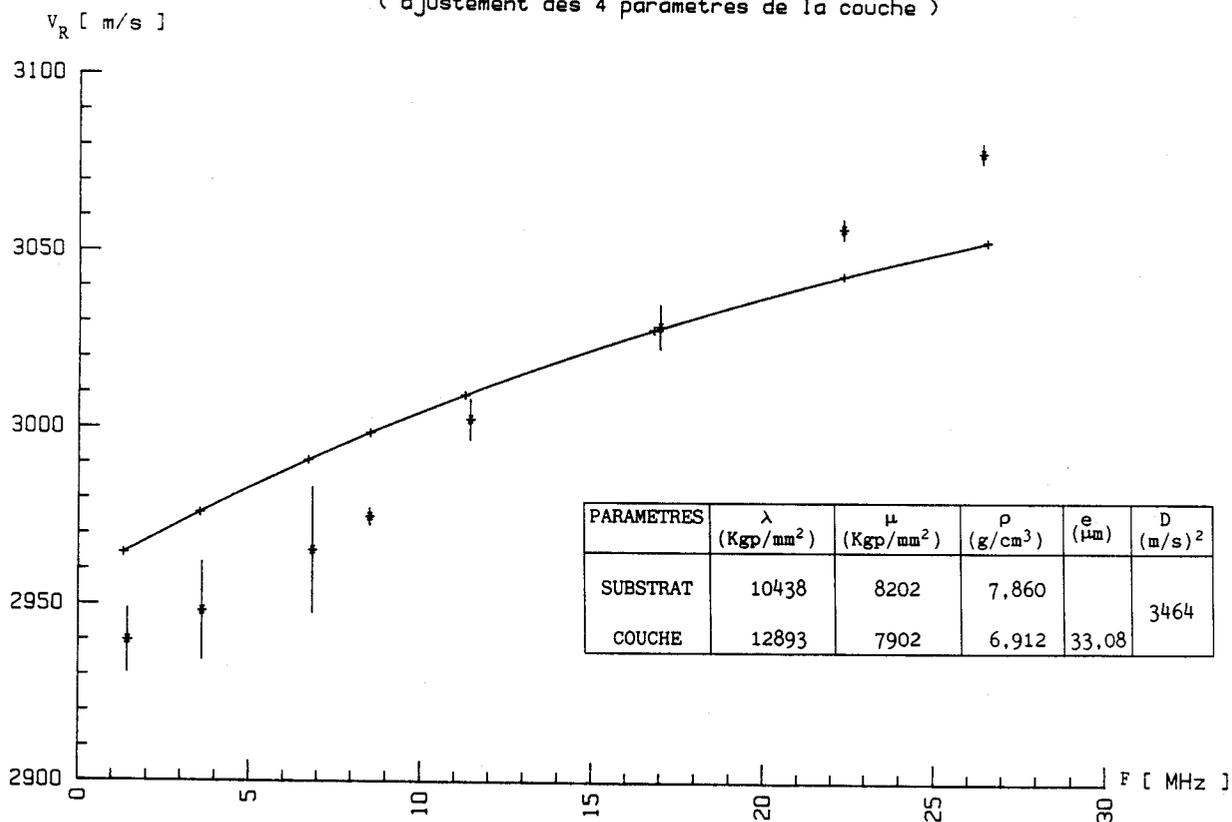
Milieu	Valeur du paramètre	$\lambda$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\mu$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	e ( $\mu$ m)	Distance théorique (m/s) <sup>2</sup>
Substrat acier 35NCD16	Valeur initiale	10438	8202	7,860		3464
	Valeur finale	10438	8202	7,860		
Couche Chrome	Valeur initiale	12893	7902	7,200	21,00	
	Valeur finale	12893	7902	6,912*	33,08*	

Tableau n° 7



Figure 23

Courbe théorique de dispersion  
(ajustement des 4 paramètres de la couche)



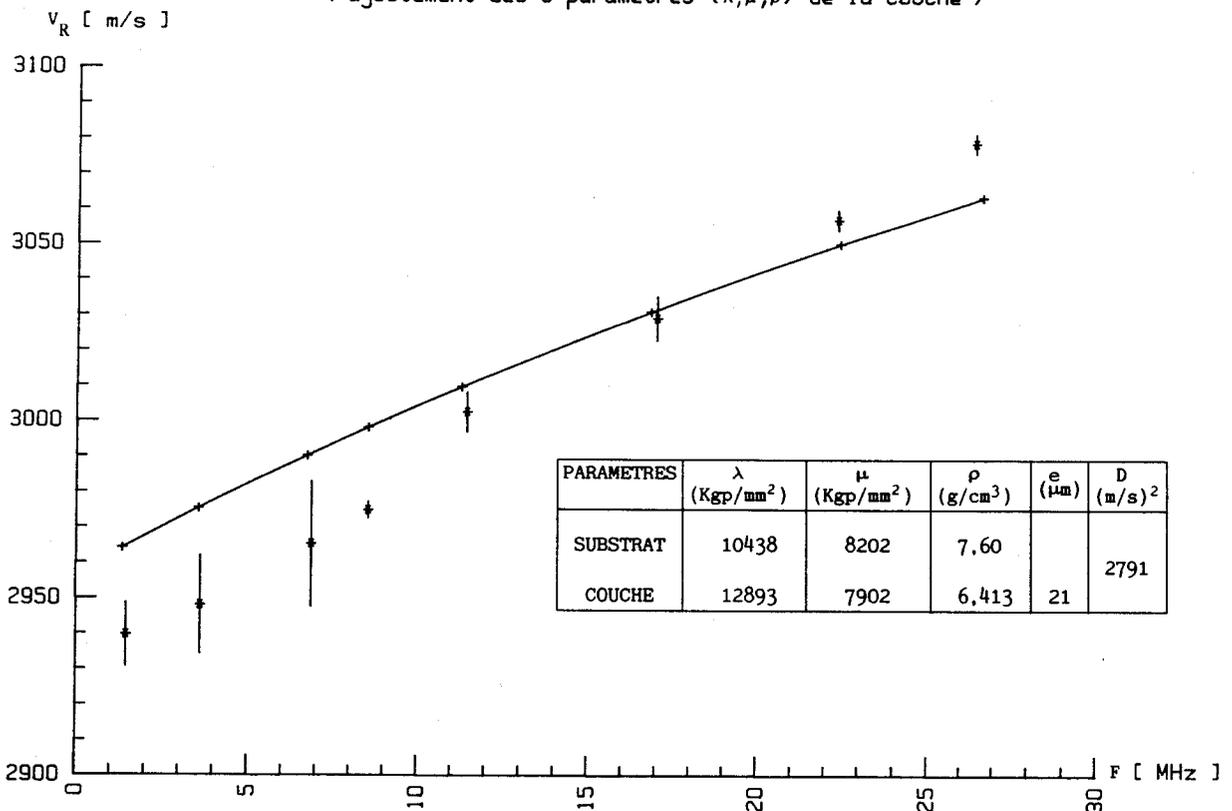
Milieu	Valeur du paramètre	$\lambda$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\mu$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	e ( $\mu$ m)	Distance théorique (m/s) <sup>2</sup>
Substrat acier 35NCD16	Valeur initiale	10438	8202	7,860		2791
	Valeur finale	10438	8202	7,860		
Couche Chrome	Valeur initiale	12893	7902	7,200	21,00	
	Valeur finale	12893	7902	6,143*	21,00	

Tableau n° 8



Figure 24

Courbe théorique de dispersion  
(ajustement des 3 paramètres  $(\lambda, \mu, \rho)$  de la couche)



La méthode des gradients conjugués doit donc être appliquée avec discernement. Certes certains ajustements médiocres (courbes 23 et 24) avec des distances  $D$  élevées peuvent être aisément éliminés ; par contre d'autres ajustements (courbes 21 et 22) avec distances faibles ne deviennent choquants que pour autant qu'ils concernent des paramètres suffisamment identifiables comme l'épaisseur de la couche, ou les masses volumiques

Plusieurs systèmes physiques caractérisés par d'autres valeurs de  $\lambda$ ,  $\mu$ ,  $\rho$  et  $e$  peuvent présenter des courbes de dispersion voisines. Pour exclure ces solutions parasites des contraintes doivent être appliquées aux variations des paramètres (procédé classique à tout problème d'identification).

L'étude qui suit va permettre par un choix de procédure d'introduire indirectement ces contraintes (cf. §6.)

En tout cas il nous a paru nécessaire d'étudier systématiquement pour ce problème la sensibilité de la vitesse d'onde de Rayleigh  $V_R$  dans chaque milieu (chrome et acier) par rapport aux variations des différents paramètres mécaniques ( $\lambda$ ,  $\mu$ , ou  $\rho$ ).

##### 5. Etude de la sensibilité de la vitesse de Rayleigh par rapport aux variations des paramètres :

Nous avons calculé et tracé des courbes de vitesse d'ondes de Rayleigh dans chaque milieu en faisant varier un paramètre à la fois, les deux autres étant gardés constants. Ces courbes (figures 25 et 26) respectivement pour l'acier et le chrome, montrent une sensibilité prépondérante des vitesses de Rayleigh aux variations des  $\mu$ , par contre celle-ci est extrêmement faible par rapport aux  $\lambda$ , au point que si l'on garde ce coefficient  $\lambda$  constant, la précision obtenue après identification sur les autres paramètres ( $\mu_i$ ,  $\rho_i$ ) ne serait que très faiblement affectée. On note que les variations par rapport à chaque paramètre  $\lambda$  ou  $\mu$  sont linéairement croissantes avec l'accroissement de ces derniers, et de

pententes respectives :  $\frac{\Delta V_R}{\Delta \lambda} = 4 \cdot 10^{-9} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \text{ Kgp}^{-1}$  et

$\frac{\Delta V_R}{\Delta \mu} = 155 \cdot 10^{-9} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \text{ Kgp}^{-1}$  pour l'acier, et  $\frac{\Delta V_R}{\Delta \lambda} = 4,710^{-9} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \text{ Kgp}^{-1}$  et

$$\frac{\Delta V_R}{\Delta \mu} = 133 \cdot 10^{-9} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \text{ Kgp}^{-1} \text{ pour le chrome.}$$

Les courbes des vitesses de Rayleigh en fonction des variations des masses volumiques pour les deux milieux (figure 27) présentent une allure continûment décroissante avec l'accroissement de ces dernières, et de pentes moyennes respectives :  $\frac{\Delta V_R}{\Delta \rho} = -0,223 \text{ m}^4 \text{ s}^{-1} \text{ Kg}^{-1}$  pour l'acier, et

$$\frac{\Delta V_R}{\Delta \rho} = -0,288 \text{ m}^4 \text{ s}^{-1} \text{ Kg}^{-1} \text{ pour le chrome.}$$

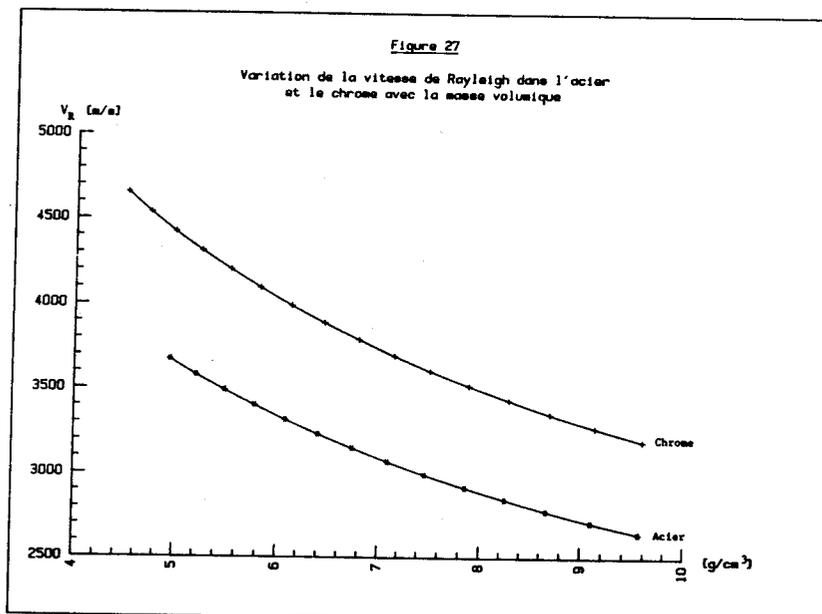
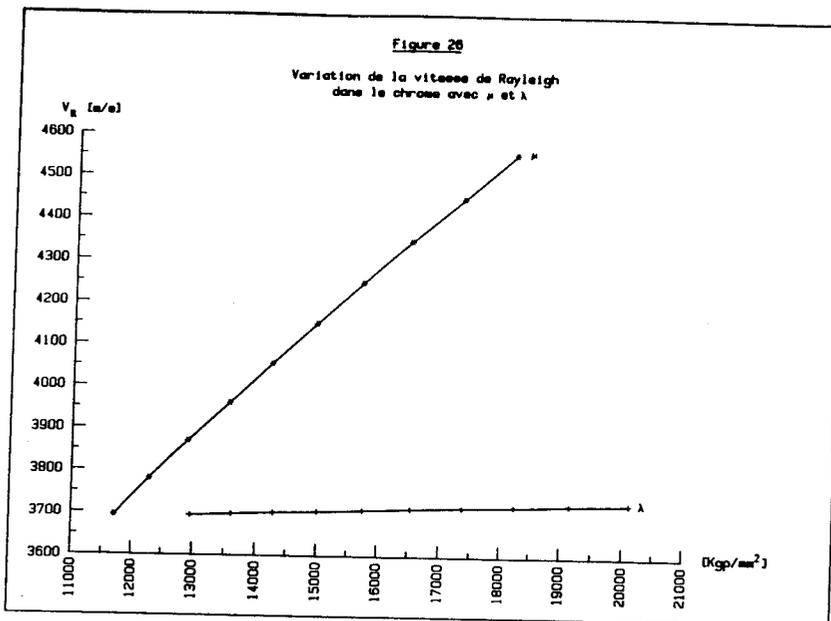
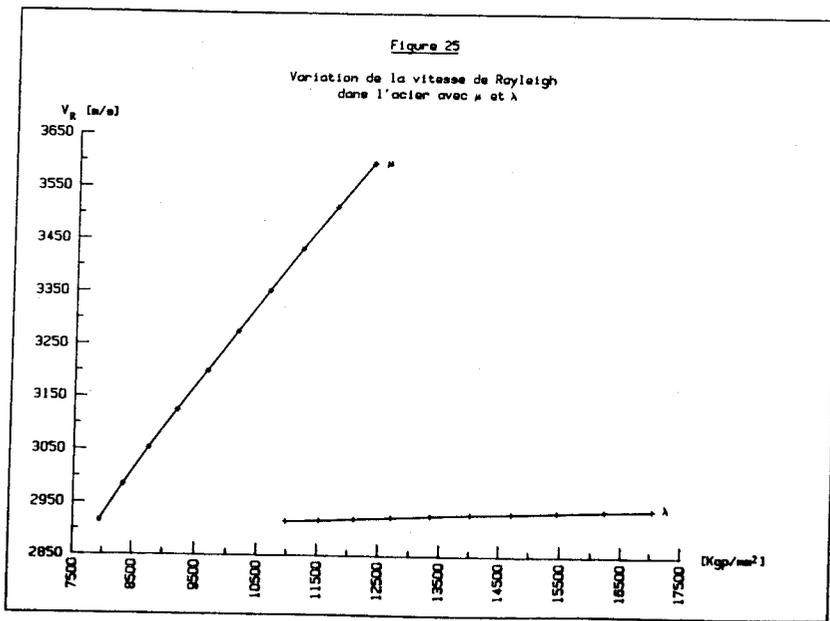
Les courbes 25, 26 et 27 donnent la variation de la vitesse des ondes de Rayleigh dans un milieu semi-infini d'acier et de chrome successivement en fonction de  $\lambda$ ,  $\mu$  et  $\rho$ . Leur similitude pour les couples  $(\lambda_{\text{acier}}, \lambda_{\text{chrome}})$   $(\mu_{\text{acier}}, \mu_{\text{chrome}})$   $(\mu_{\text{acier}}, \rho_{\text{chrome}})$  et les sensibilités supérieures des  $\mu$  sur les  $\lambda$  nous a incité à un ajustement par couples en commençant par les  $\mu$  de manière, pour des raisons physiques, de beaucoup limiter les variations des  $\rho$ . L'identification se fait donc dans l'ordre :  $\mu$ ,  $\rho$ , et  $\lambda$ .

## 6. Ajustement ordonné des paramètres par couples successifs.

L'ajustement ordonné des paramètres tient compte de la sensibilité de la vitesse de Rayleigh aux variations de ces derniers, et de la précision donnée sur l'épaisseur mesurée de la couche, qui est de l'ordre de quelques 1/10 de  $\mu\text{m}$ , en ce sens que l'identification de celle-ci se fera en dernier lieu du fait que sa valeur mesurée est connue avec une précision suffisante, relativement aux autres paramètres. Cet ajustement se fera en 5 étapes, en affectant comme précédemment un pas de variation de 5 % aux 7 paramètres définissant notre modèle  $(\mu_i, \rho_i, \lambda_i, e_i)_{i=0,1}$  et s'énonce comme suit :

1. nous ajusterons d'abord les valeurs du coefficient de Lamé  $\mu_i$ , de la couche et du substrat.

2. les nouvelles valeurs des  $\mu_i$  obtenues seront considérées comme constantes et réintroduites dans le calcul comme paramètres de départ, pour l'ajustement des valeurs des masses volumiques  $\rho_i$  des deux milieux [41].



3. de la même façon que précédemment, ces nouvelles valeurs des masses volumiques seront réintroduites dans le calcul, et l'ajustement portera sur les coefficients de Lamé  $\lambda_1$ .

4. dans cette étape les 3 couples de paramètres  $\mu_1$ ,  $\rho_1$ ,  $\lambda_1$ , étant ajustés, l'ajustement portera cette fois-ci sur l'épaisseur de la couche  $e_1$ .

5. une dernière étape concernera l'ajustement des 7 paramètres à la fois.

On note une diminution de la distance  $D$  à chaque étape de calcul ; nous recommencerons cette opération d'ajustement dans l'ordre donné ci-dessus pendant 3 cycles [42] au bout desquels la diminution de la distance devient insignifiante.

Ainsi les valeurs finales obtenues pour les différents coefficients de notre modèle sont nettement meilleures que celles obtenues par la première méthode d'ajustement global (chapitre V - 4) et approchent donc mieux les valeurs réelles des paramètres de notre échantillon.

Ces calculs ont été menés en partant de valeurs initiales des différents paramètres obtenues par couplage des deux données pour l'acier (C.E.A. et C.E.T.I.M.) aux données des trois types de chrome (électroforgé, électroforgé recuit, polycristallin) obtenant ainsi 6 couples de valeurs pour 6 des 7 paramètres caractérisant notre échantillon (l'épaisseur de la couche de chrome ayant la même valeur pour tous les couples) :

Couple 1	Acier 35NCD16 (C.E.A.)	- chrome électroforgé
Couple 2	Acier 35NCD16 (C.E.A.)	- chrome électroforgé recuit
Couple 3	Acier 35NCD16 (C.E.A.)	- chrome polycristallin
Couple 4	Acier 35NCD16 (C.E.T.I.M.)	- chrome électroforgé
Couple 5	Acier 35NCD16 (C.E.T.I.M.)	- chrome électroforgé recuit
Couple 6	Acier 35NCD16 (C.E.T.I.M.)	- chrome polycristallin
Couple 7	Acier 35NCD16 (C.E.A.)	- chrome électroforgé ( $\rho_{\text{substrat}} = C^{te}$ )

Les résultats obtenus pour les 6 premiers couples de valeurs initiales cités ci-dessus, sont donnés respectivement dans les tableaux (9 à 14). Par ailleurs des calculs ont été faits pour le couple 1 en assignant une valeur constante à la masse volumique du substrat d'acier (couple 7), dont

les résultats sont donnés (tableau 15). Ces différents tableaux précisent les valeurs initiales, finales, et les variations relatives pour les paramètres  $\lambda_1$ ,  $\mu_1$ ,  $\rho_1$ ,  $e_1$ , du module d'Young E et du coefficient de Poisson  $\sigma$ . Par ailleurs les distances théoriques  $D_{th}$  correspondant à ces valeurs finales ainsi que la distance expérimentale  $D_{ex}$  sont données et définies de la façon suivante :

$$D_{th} = \sum_{j=1}^{NP} (V_{M_j} - V_{E_j})^2$$

Par analogie avec la notion de distance théorique nous pouvons définir une distance expérimentale par la formule suivante :

$$D_{ex} = \sum_{j=1}^{NP} (\Delta V_E)_j^2 \quad (38)$$

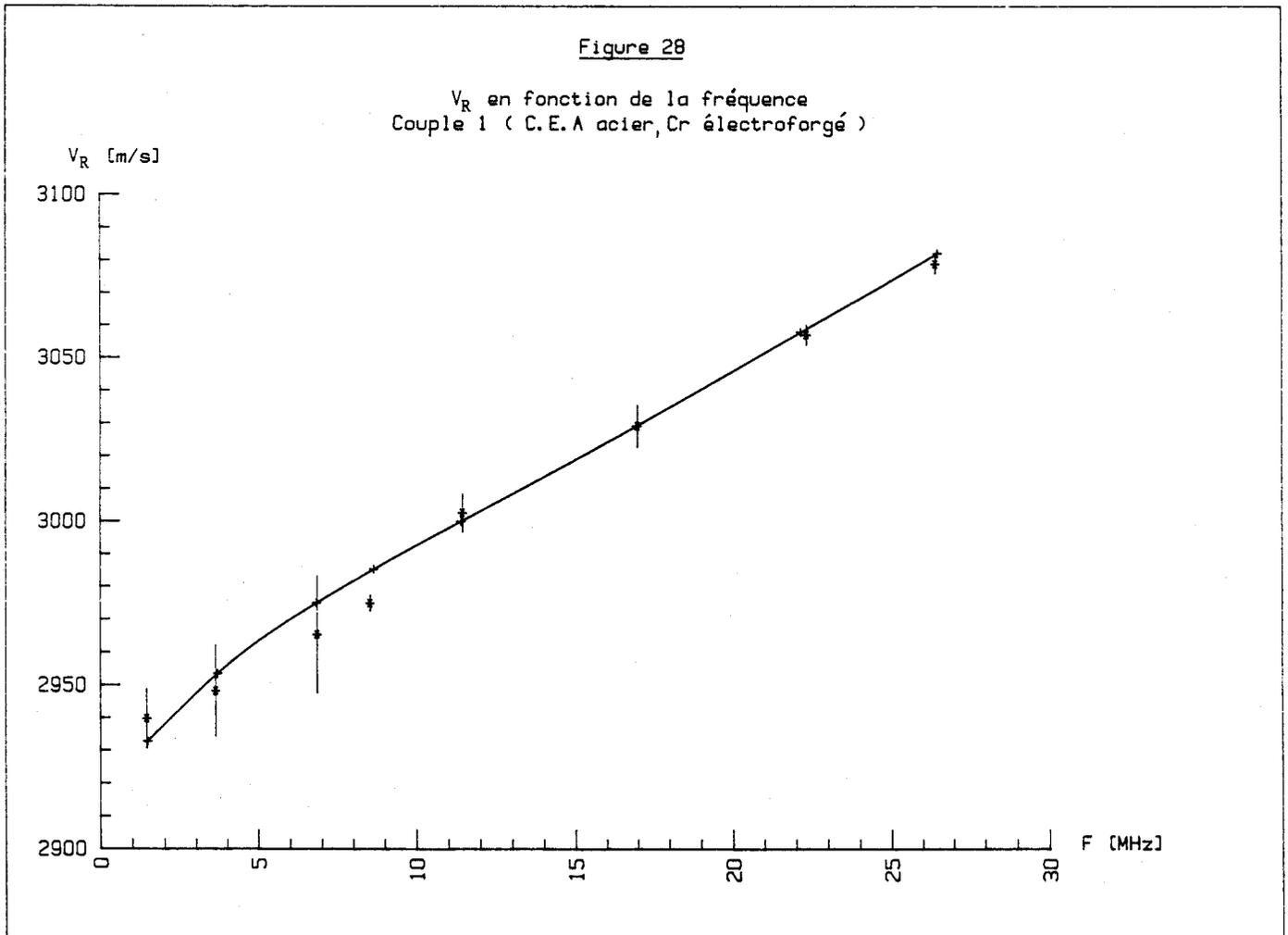
où  $(\Delta V_E)_j$  est l'incertitude attachée au point expérimental j.

Les courbes respectives des 7 couples de calcul sont données (figures 28 à 34) ; sur chaque courbe les vitesses expérimentales sont représentées par des (\*), avec leurs rectangles d'erreur (réduits à des traits vu que l'erreur en fréquence est négligeable à l'échelle considérée) ; et les vitesses calculées par des (+). Les valeurs finales des différents paramètres pour la couche et le substrat, obtenues dans les 7 couples de traitement, ainsi que leurs valeurs moyennes sont regroupées (tableau 16).

Matériaux	Valeurs des paramètres	$\mu$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\lambda$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$e$ ( $\mu$ m)	$E$ (MPa)	$\sigma$	$D_{th}$ (m/s) <sup>2</sup>	$D_{ex}$ (m/s) <sup>2</sup>
Acier 35NCD16 C.E.A.	Valeur initiale	8202	7,860	10438	$\infty$	206000	0,280	230	681
	Valeur finale	7936	7,876	11544		201771	0,290		
	Variation relative (%)	-3,2	0,2	10,5		-2	3,5		
Chrome électro- forgé	Valeur initiale	10906	7,200	17794	21	280225	0,310	5	
	Valeur finale	11333	7,154	16471	21,8	288115	0,290		
	Variation relative (%)	3,9	-0,63	-7,4	3,8	2,8	-6,4		

Tableau n° 9

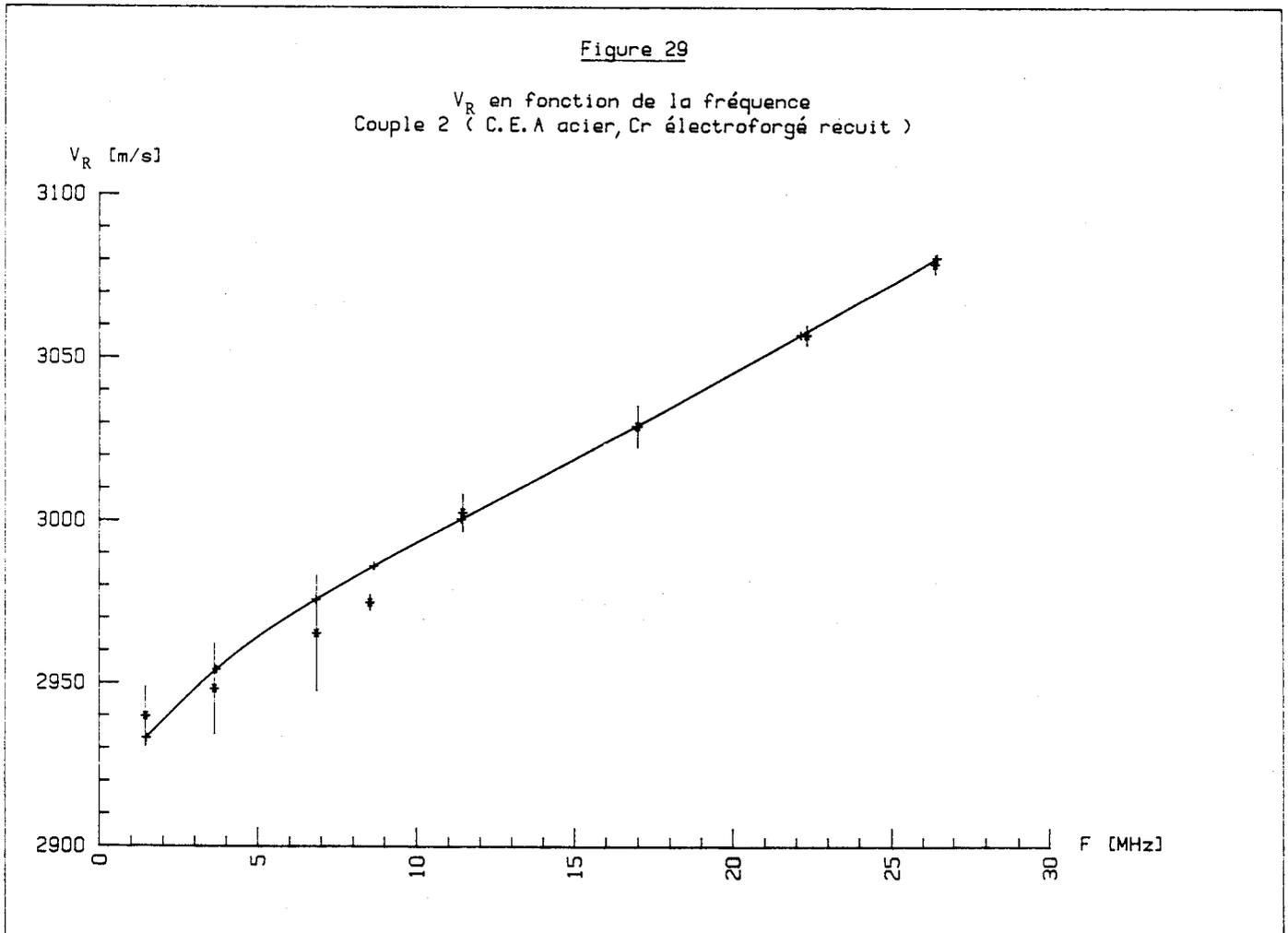
Couple 1 - Valeurs initiales (C.E.A. pour acier, Cr électroforgé)



Matériaux	Valeurs des paramètres	$\mu$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\lambda$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$e$ ( $\mu$ m)	$E$ (MPa)	$\sigma$	$D_{th}$ (m/s) <sup>2</sup>	$D_{ex}$ (m/s) <sup>2</sup>
Acier 35NCD16 C.E.A.	Valeur initiale	8202	7,860	10438	$\infty$	206000	0,280	206	681
	Valeur finale	7972	7,887	11194		202017	0,290		
	Variation relative (%)	-2,8	0,34	7,2		-1,9	3,5		
Chrome électro- forgé recuit	Valeur initiale	7902	7,200	12893	21	203046	0,310	1	
	Valeur finale	11541	7,087	12350	21,5	284862	0,260		
	Variation relative (%)	46	-1,5	-4,2	2,3	40,2	-16,1		

Tableau n° 10

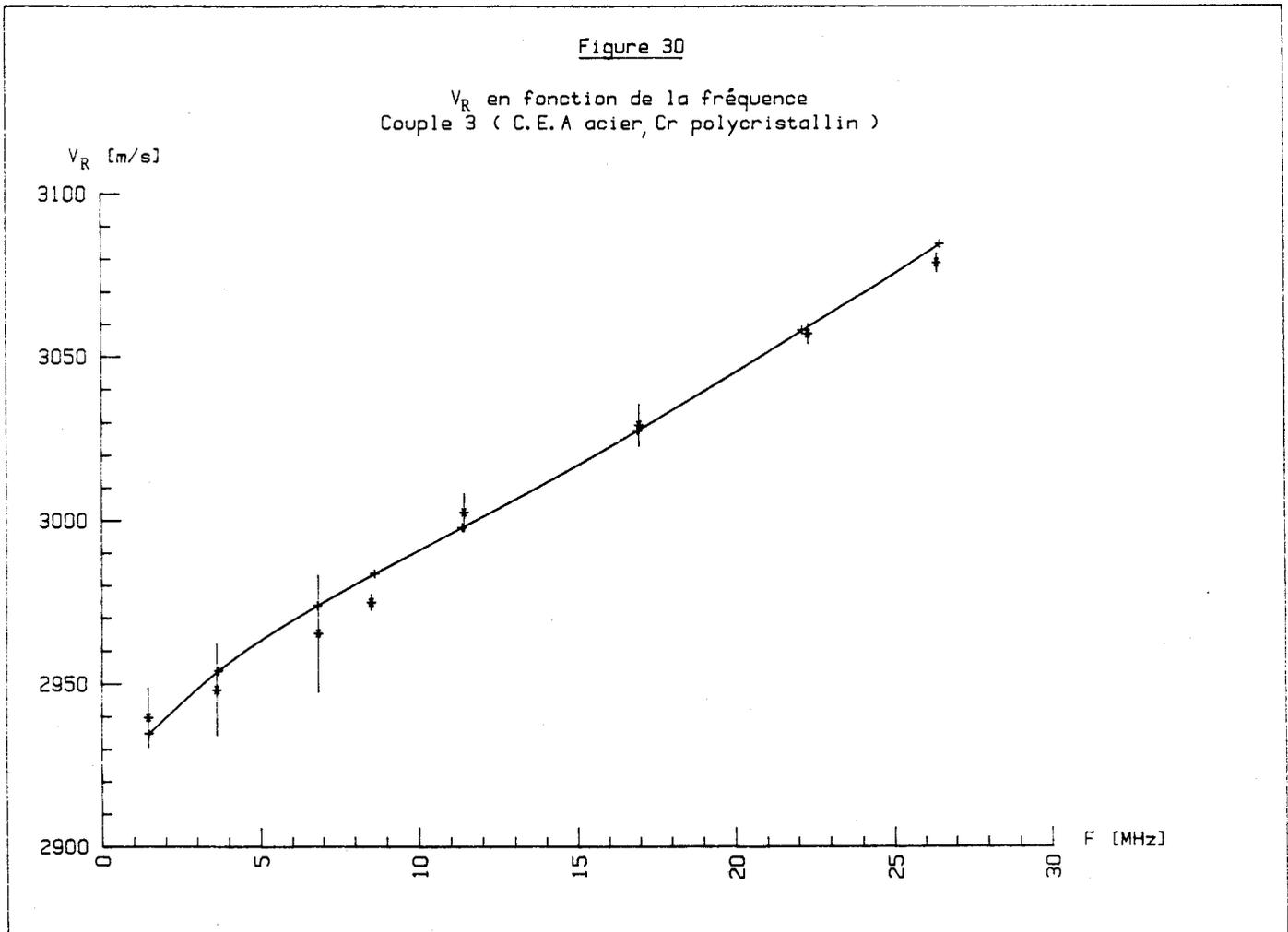
Couple 2 - Valeurs initiales (C.E.A. pour acier, Cr électroforgé recuit)



Matériaux	Valeurs des paramètres	$\mu$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\lambda$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	e ( $\mu$ m)	E (MPa)	$\sigma$	$D_{th}$ (m/s) <sup>2</sup>	$D_{ex}$ (m/s) <sup>2</sup>
Acier 35NCD16 C.E.A.	Valeur initiale	8202	7,860	10438	$\infty$	206000	0,280	210,5	681
	Valeur finale	7977	7,870	10722		201310	0,286		
	Variation relative (%)	-2,7	0,12	2,7		-2,2	2,1		
Chrome polycris- tallin	Valeur initiale	11766	7,200	8520	21	279239	0,210	2	
	Valeur finale	12352	7,151	8348	21,2	291114	0,200		
	Variation relative (%)	4,9	-0,68	-2	0,95	4,2	-4,7		

**Tableau n° 11**

Couple 3 - Valeurs initiales (C.E.A. pour acier, Cr polycristallin)

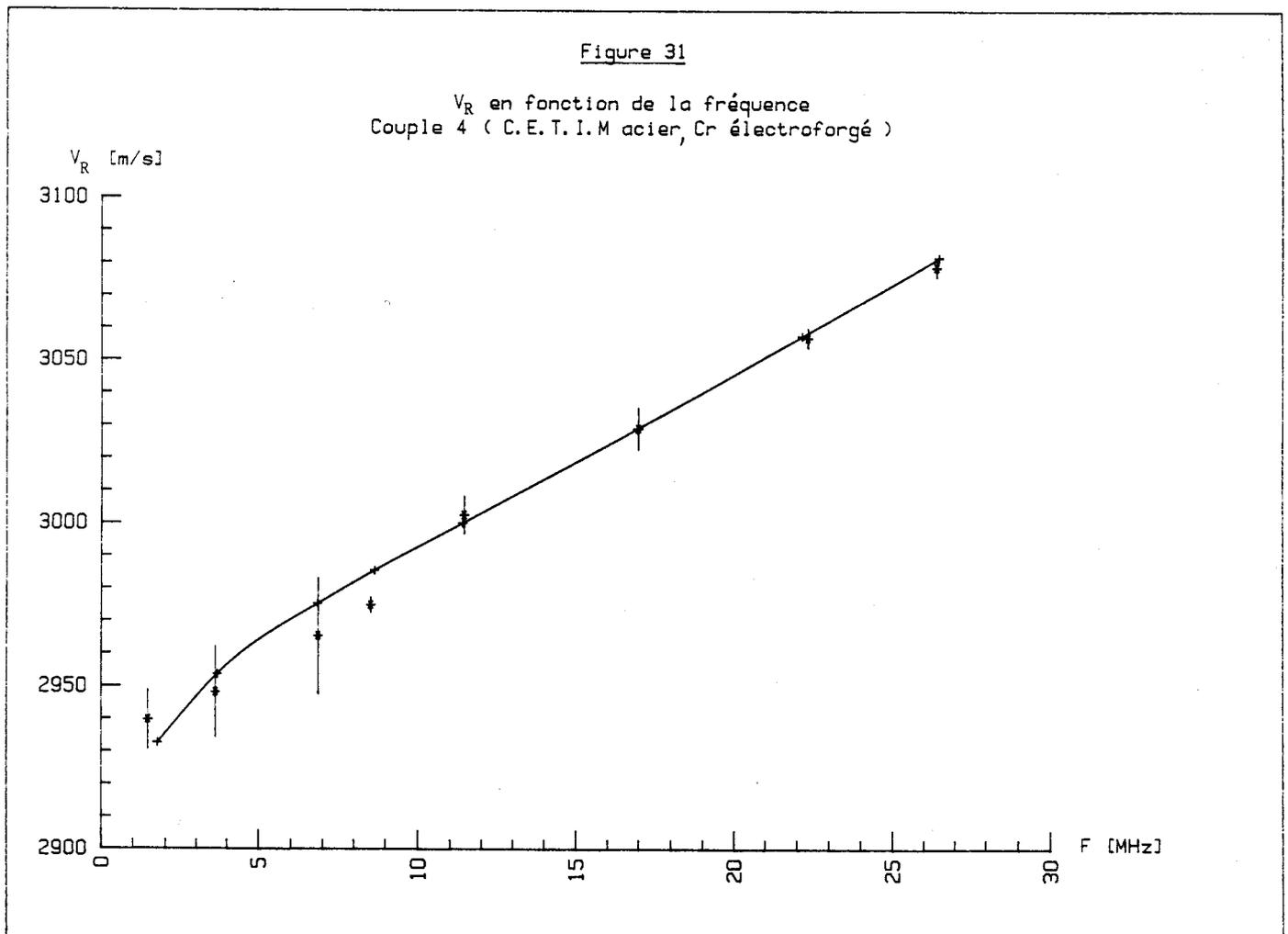


Matériaux	Valeurs des paramètres	$\mu$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\lambda$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	e ( $\mu$ m)	E (MPa)	$\sigma$	D <sub>th</sub> (m/s) <sup>2</sup>	D <sub>ex</sub> (m/s) <sup>2</sup>
Acier 35NCD16 C.E.T.I.M.	Valeur initiale	7923	7,830	10085	$\infty$	199000	0,280	240	681
	Valeur finale	7909	7,842	11159		200511	0,292		
	Variation relative (%)	-0,17	0,15	10,6		0,75	4,2		
Chrome électro- forgé	Valeur initiale	10906	7,200	17794	21	280225	0,310	6	
	Valeur finale	11360	7,187	16465	21,8	288728	0,295		
	Variation relative (%)	4,1	-0,3	-7,4	3,8	3	-4,8		

**Tableau n° 12**



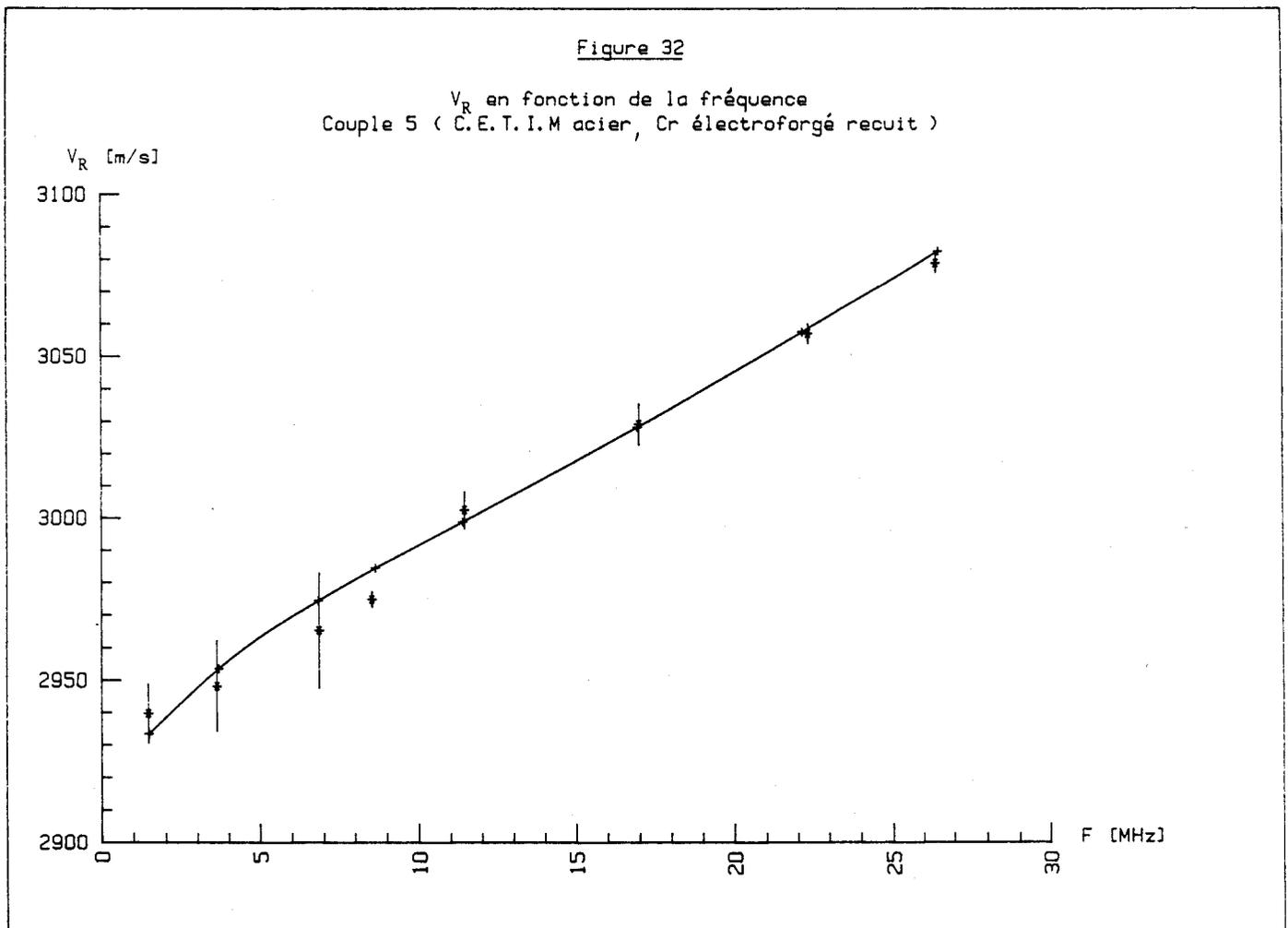
Couple 4 - Valeurs initiales (C.E.T.I.M. pour acier, Cr électroforgé)



Matériaux	Valeurs des paramètres	$\mu$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\lambda$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	e ( $\mu$ m)	E (MPa)	$\sigma$	$D_{th}$ (m/s) <sup>2</sup>	$D_{ex}$ (m/s) <sup>2</sup>
Acier 35NCD16 C.E.T.I.M.	Valeur initiale	7923	7,830	10085	$\infty$	199000	0,280	218,7	681
	Valeur finale	7937	7,847	10771		200483	0,287		
	Variation relative (%)	0,17	0,21	6,8		0,74	2,5		
Chrome électro- forgé recuit	Valeur initiale	7902	7,200	12893	21	203046	0,310	4	
	Valeur finale	11713	7,153	12205	21,5	288344	0,255		
	Variation relative (%)	48,2	-0,65	-5,3	2,3	42	-17,7		

**Tableau n° 13**

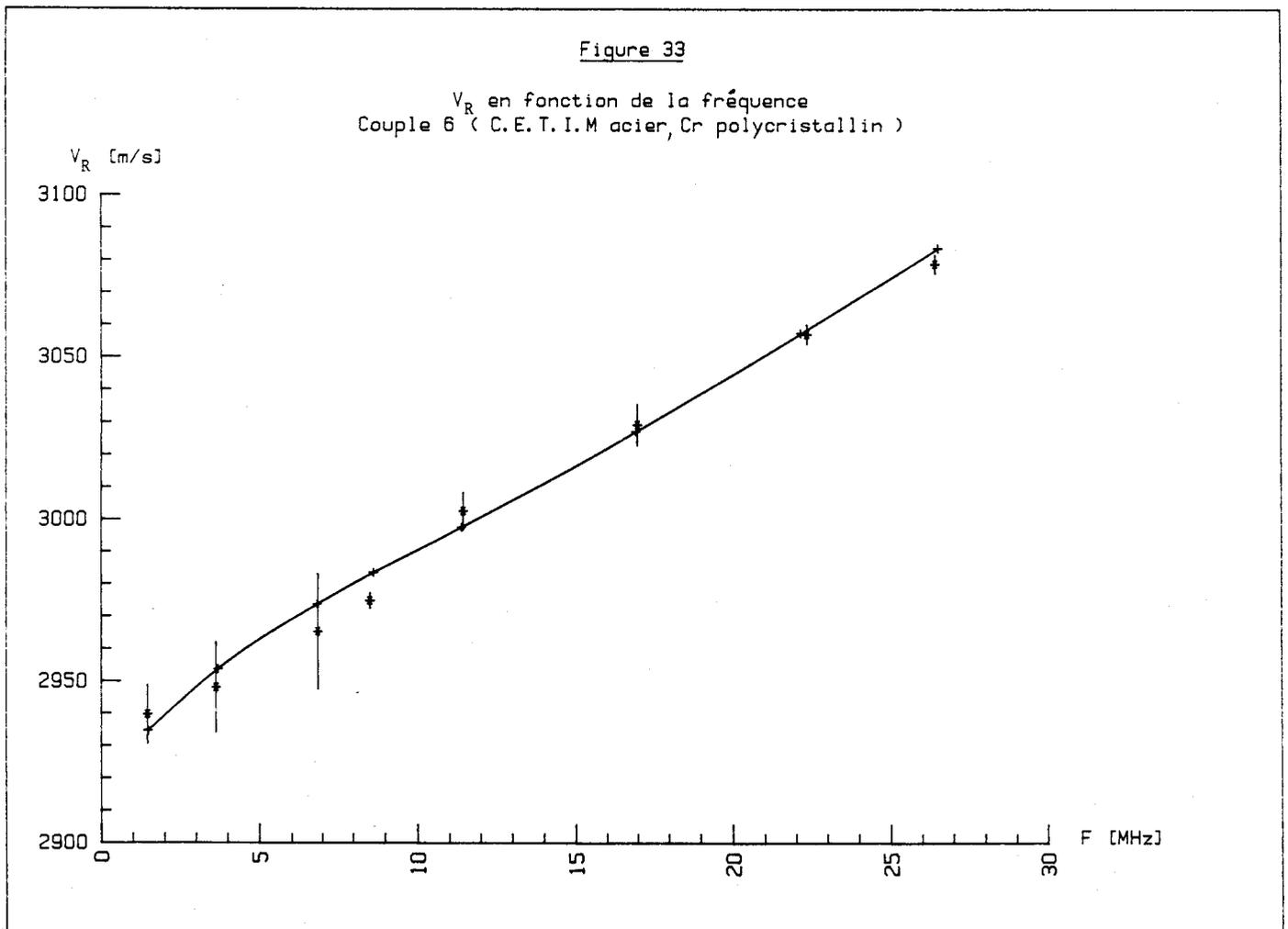
Couple 5 - Valeurs initiales (C.E.T.I.M. pour acier, Cr électroforgé recuit)



Matériaux	Valeurs des paramètres	$\mu$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\lambda$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	e ( $\mu$ m)	E (MPa)	$\sigma$	$D_{th}$ (m/s) <sup>2</sup>	$D_{ex}$ (m/s) <sup>2</sup>
Acier 35NCD16 C.E.T.I.M.	Valeur initiale	7923	7,830	10085	$\infty$	199000	0,280	213	681
	Valeur finale	7955	7,843	10471		200355	0,284		
	Variation relative (%)	0,4	0,16	3,8		0,68	1,4		
Chrome polycris- tallin	Valeur initiale	11766	7,200	8520	21	279239	0,210	3	
	Valeur finale	12336	7,149	8287	21,1	290561	0,200		
	Variation relative (%)	4,8	-0,7	-2,7	0,47	4	4,7		

**Tableau n° 14**

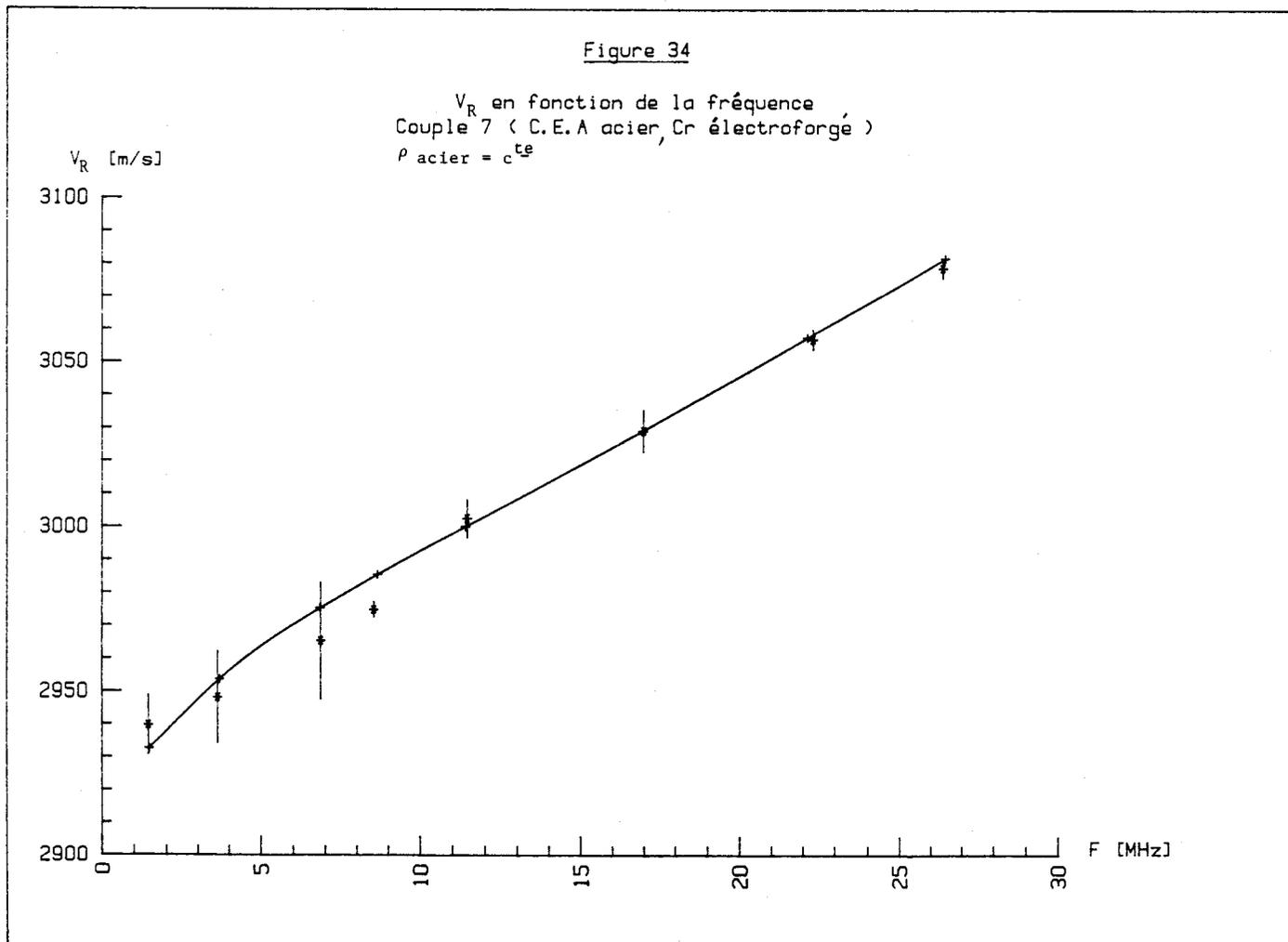
Couple 6 - Valeurs initiales (C.E.T.I.M. pour acier, Cr polycristallin)



Matériaux	Valeurs des paramètres	$\mu$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\lambda$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	e ( $\mu$ m)	E (MPa)	$\sigma$	$D_{th}$ (m/s) <sup>2</sup>	$D_{ex}$ (m/s) <sup>2</sup>
Acier 35NCD16 C.E.A.	Valeur initiale	8202	7,860	10438	$\infty$	206000	0,280	249	681
	Valeur finale	7937	7,860	10988		200862	0,290		
	Variation relative (%)	-3,2	0	5,2		-2,5	3,5		
Chrome électro- forgé	Valeur initiale	10906	7,200	17794	21	280225	0,310	7	
	Valeur finale	11335	7,175	16599	21,4	288369	0,297		
	Variation relative (%)	3,9	-0,34	-6,7	1,9	2,9	-4,2		

Tableau n° 15

Couple 7 - Valeurs initiales (C.E.A. pour acier, Cr électroforgé) avec  $\rho_{acier} = c^{te}$



Valeurs finales et moyennes sur les 7 couples de traitement pour les différents paramètres de la couche et du substrat

Milieux	Couples de traitement	$\mu$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\lambda$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	e(μ m)	E(Mpa)	$\sigma$
Substrat	C.E.A. Cr électroforgé	7936	7,876	11544	∞	201771	0,29
	* Cr électroforgé recuit	7972	7,887	11194	∞	202017	0,29
	Cr polycristallin	7977	7,87	10722	∞	201310	0,286
	Cr électroforgé acier = C <sup>te</sup>	7937	7,86	10988	∞	200862	0,29
	Cr électroforgé	7909	7,842	11159	∞	200511	0,292
	C.E.T.I.M. Cr électroforgé recuit	7937	7,847	10771	∞	200483	0,287
	Cr polycristallin	7955	7,843	10471	∞	200355	0,284
	Valeurs moyennes	7946 ± 23,62	7,860 ± 0,017	10978 ± 357	∞	201044 ± 664	0,288 ± 0,00
Couche	C.E.A. Cr électroforgé	11333	7,154	16471	21,8	288115	0,29
	* Cr électroforgé recuit	11541	7,087	12350	21,5	284862	0,26
	Cr polycristallin	12352	7,151	8348	21,2	291184	0,20
	Cr électroforgé acier = C <sup>te</sup>	11335	7,175	16599	21,4	288369	0,297
	Cr électroforgé	11360	7,178	16465	21,8	288728	0,295
	C.E.T.I.M. Cr électroforgé recuit	11713	7,153	12205	21,5	288344	0,255
	Cr polycristallin	12336	7,149	8287	21,1	290561	0,200
	Valeurs moyennes	1170 ± 454	7,149 ± 0,030	12960 ± 3695,7	21,47 ± 0,26	288584 ± 2021	0,256 ± 0,042

Tableau 16



## 7. Discussion des résultats

Un examen des courbes calculées à partir des 7 couples de traitement montre qu'elles présentent pratiquement des allures semblables ; ceci se justifie d'ailleurs par leur distance théorique  $D_{th}$  respectives qui ne présentent pas d'écart notables entre elles ; aussi nous ne pourrions pas faire un classement sélectif d'après l'allure de ces courbes. Pour cela l'examen des variations relatives de chaque paramètre, et la comparaison des distances théoriques  $D_{th}$  de chaque courbe avec la distance expérimentale sont nécessaires.

### 7.1. *Variation relative des paramètres*

-----

Les variations relatives des paramètres du substrat et de la couche sont regroupées (tableau 17), ainsi que la distance théorique correspondant à chaque couple de traitement ; par ailleurs les variations extrêmes de chaque paramètre sont encadrées.

On note que certains paramètres changent beaucoup, mais peut être parce que le choix des valeurs de départ est inadapté. Par ailleurs les variations des paramètres sont toujours dans le même sens sauf dans le cas des couples 5 et 6 où on obtient une augmentation du coefficient de Lamé  $\mu$  du substrat. On note ainsi dans le cas du substrat une diminution de  $\mu$  pour les couples (1 à 4), et une augmentation des paramètres  $\rho$  et  $\lambda$  pour tous les couples. Par contre pour la couche de chrome les variations relatives ont évolué dans le sens inverse de celui du substrat, où on note une augmentation de  $\mu$  avec une diminution de  $\rho$  et  $\lambda$  pour tous les couples ; quant à l'épaisseur de la couche elle a augmenté dans tous les cas.

Il apparaît d'après ces résultats qu'à des distances faibles (couples 2 et 5) tableau 10 et 13 correspondent les plus fortes variations relatives du coefficient de Lamé  $\mu$  de la couche qui sont respectivement de 46 % et 48,2 % ; et ceci indépendamment des valeurs de départ du paramètre du substrat (C.E.A. ou C.E.T.I.M.). Ces fortes variations s'expliquent par l'écart important entre la valeur de départ  $\mu$  de la couche pour les 2 couples correspondant au chrome électroforgé recuit par rapport à celle des autres types de chrome pour les autres couples.

7.2. Analyse des résultats

On note une forte dispersion sur  $\lambda$  et  $\mu$  pour la couche (tableau 16) ; celle-ci est accentuée par les valeurs finales obtenues pour les couples 3 et 6 (Chapitre V.6) correspondant au chrome polycristallin dont les valeurs de départ (tableau 11 et 14) sont en total désaccord avec celles des autres types de chrome du fait que  $\mu$  est supérieur à  $\lambda$  alors que c'est le contraire pour les autres cas. Si l'on ne tenait pas compte des résultats correspondant à ce cas, ces dispersions se réduisent respectivement pour  $\mu$  et  $\lambda$  à 1,4 % et 15 % au lieu de 3,8 % et 28 %..

7.3. Comparaison des distances théoriques et de la distance expérimentale

La distance expérimentale est de l'ordre de 3 fois la valeur de chaque distance théorique (tableaux 9 à 15). Ceci montre que l'écart entre vitesses calculées et mesurées aux différentes fréquences est inférieur à l'incertitude moyenne sur chaque point de mesure. Ainsi ces différentes courbes calculées sont bien ajustées sur celles mesurées, et un classement selon la distance théorique obtenue pour chaque couple sera fait (tableau 17).

Couples de traitement	Substrat			Couche				$D_{th}$	Classement sur D
	$\mu$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\lambda$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\mu$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\lambda$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$e$ ( $\mu$ m)		
1	-3,2	0,2	10,5	3,9	-0,63	-7,4	3,8	230	5
2	-2,8	0,34	7,2	46	-1,5	-4,2	2,3	206	1
3	-2,7	0,12	2,7	4,9	-0,68	-2	0,95	210,5	2
4	-0,17	0,15	10,6	4,1	-0,3	-7,4	3,8	240	6
5	0,17	0,21	6,8	48,2	-0,65	-5,3	2,3	218,7	4
6	0,4	0,16	3,8	4,8	-0,7	-2,7	0,47	213	3
7	-3,2	0	5,2	3,9	-0,34	-6,7	1,9	249	7



Tableau n° 17

Variation relative des paramètres en [%] pour les 7 couples de traitement

Il apparaît d'après ces résultats que la réduction à 4 du nombre des paramètres à identifier (couple 7) n'améliore pas l'ajustement car la distance théorique obtenue dans ce cas est la plus grande. On note toutefois que les résultats atteints restent très voisins sur ce critère et qu'il est donc difficile de privilégier arbitrairement un résultat par rapport à un autre. Mais cette remarque apparemment pessimiste ne doit pas cacher le très important progrès accompli si l'on compare pour couche et substrat les jeux de départ des paramètres et leur dispersion, et les moyennes calculées de même à la fin sur l'ensemble des approches effectuées (tableau 18), exceptés les couples 3 et 6 correspondant au chrome polycristallin.

Milieu	Valeur des paramètres	$\mu$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\lambda$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$e$ ( $\mu$ m)	E (MPa)	$\sigma$
Substrat	Valeur initiale	8090 $\pm$ 153	7,848 $\pm$ 0,016	10297 $\pm$ 193		203200 $\pm$ 3834	0,280
	Valeur finale	7938 $\pm$ 22	7,862 $\pm$ 0,019	11131 $\pm$ 285		201120 $\pm$ 729	0,290 $\pm$ 0,002
Couche	Valeur initiale	9704 $\pm$ 1645	7,2	15833 $\pm$ 2684	21	249353 <sup>+</sup> -42272	0,310
	Valeur finale	11456 $\pm$ 167	7,151 $\pm$ 0,04	14818 $\pm$ 2320	21,47 $\pm$ 0,19	287683 $\pm$ 1592	0,279 $\pm$ 0,020

**Tableau n° 18**

Il est évident que, sauf pour un cas dans  $\lambda$ , on resserre les écarts copieusement, et c'est finalement ce type de jeu qui est le plus probable.

On note que l'épaisseur évaluée de la couche reste dans la

fourchette des imprécisions donnée par le C.E.A. ; par ailleurs la masse volumique de la couche est plus faible que celle d'un chrome massif, alors que la présence de carbone interstitiel pourrait laisser penser le contraire, mais cette diminution est probablement due à une légère porosité observée sur cette couche.

## CHAPITRE VI

-----

### CONTROLE AUTO-COHERENT DE LA PROCEDURE DE RESOLUTION DU PROBLEME INVERSE

*Les résultats d'ajustement précédents manifestent une bonne concordance en dépit de la diversité des points de départ adoptés. Il est toutefois important de s'interroger sur la "sûreté" de la solution de ce problème inverse de détermination de paramètres qui ne nous sont pas initialement connus. D'autres points méritent également d'être examinés pour valider ou améliorer la méthode, touchant l'influence de la précision des mesures de l'épaisseur de la couche, ou du nombre de points expérimentaux sur la qualité de l'ajustement.*

#### 1. Elaboration du modèle

Partant des valeurs moyennes  $\bar{\mu}_i$ ,  $\bar{\rho}_i$ ,  $\bar{\lambda}_i$  et  $\bar{e}_1$  obtenues à partir des 7 couples de traitements pour le substrat et la couche (tableau 16) nous calculons une courbe de dispersion  $V_R$  (F) par annulation du déterminant  $\beta$  (18) et nous sélectionnons 8 points correspondant à nos fréquences de mesures antérieures que nous considérons comme pseudo-valeurs expérimentales sans erreurs, sur lesquelles s'effectuera la résolution du problème inverse, par la méthode des gradients conjugués à partir d'autres valeurs de paramètres, correspondant aux valeurs maximales du module d'Young pour le substrat d'acier ( $E_{\text{acier}} = 202017$  MPa) et au chrome de type électroforgé ( $E_{\text{Cr}} = 284862$  MPa), (marqués d'une \* tableau 16).

##### 1.1. Stabilité du modèle

-----

Partant des valeurs du modèle pour les différents paramètres, et par identifications successives des différents couples, nous retrouvons les valeurs exactes du modèle pour  $\mu$  et  $\rho$  du substrat ainsi que  $\rho$  et

l'épaisseur de la couche ; Les autres paramètres ( $\lambda_{\text{substrat}}$ ,  $\mu$  et  $\lambda$  couche) sont retrouvées à 1 % près.

1.2. Etude de l'influence de la précision de l'épaisseur de la couche sur  
-----  
l'ajustement  
-----

Les ajustements de paramètres décrits au chapitre précédent ont été faits en ce qui concerne l'épaisseur avec au moins 4 chiffres significatifs. Les sorties de données (et leur réemploi interne comme valeurs de départ) ne portent toutefois que sur 3 chiffres significatifs (soit à 0,1  $\mu\text{m}$  près). Ceci pouvait paraître suffisant compte tenu de la dispersion finale observée entre les divers ajustements :  $e = 21,47 \mu\text{m} \pm 0,26 \mu\text{m}$  soit plus logiquement  $21,5 \pm 0,3 \mu\text{m}$  ; mais on peut toutefois se demander s'il n'aurait pas été préférable de garder à tout stade au moins 4 chiffres significatifs pour l'épaisseur, dans la procédure des gradients conjugués. Nous avons donc procédé à un couple d'ajustement en imposant 3 ou 4 chiffres significatifs sur  $e$  (soit une définition à 0,1  $\mu\text{m}$  près ou 0,01  $\mu\text{m}$  près) suivant la procédure décrite ci-dessus. Les résultats des calculs respectifs sont donnés (tableaux 19 et 20), et leurs courbes respectives (figures 35 et 36).

On constate que l'emploi de 4 chiffres significatifs pour l'épaisseur permet de minimiser un peu mieux la distance  $D$  entre courbes calculée et expérimentale ( $D = 0,98 \text{ (m/s)}^2$  contre  $1,34 \text{ (m/s)}^2$ ), le progrès étant toutefois limité. Par ailleurs on n'a guère de différence entre les valeurs de restitution des paramètres dans les deux approches ; ce "contrôle" ne remet donc pas en cause les résultats précédents ; les écarts relatifs entre valeurs obtenues par ces deux approches et celles du modèle (tableau 21) sont pratiquement comparables.

Cette méthode d'ajustement permet donc d'identifier les différents paramètres avec une précision meilleure que 1 %, sauf dans le cas du coefficient de Lamé  $\lambda$  de la couche où celle-ci est de 2,6 %. L'épaisseur de la couche est le paramètre le mieux défini avec une précision meilleure que 0,5 % ; viennent ensuite les masses volumiques  $\rho_1$  et les coefficients de Lamé  $\mu_1$ , avec approximativement la même précision (meilleure que 1 %) et enfin les coefficients de Lamé  $\lambda_1$  avec des précisions respectives d'environ 1 % et 2,5 % pour le substrat et la couche.

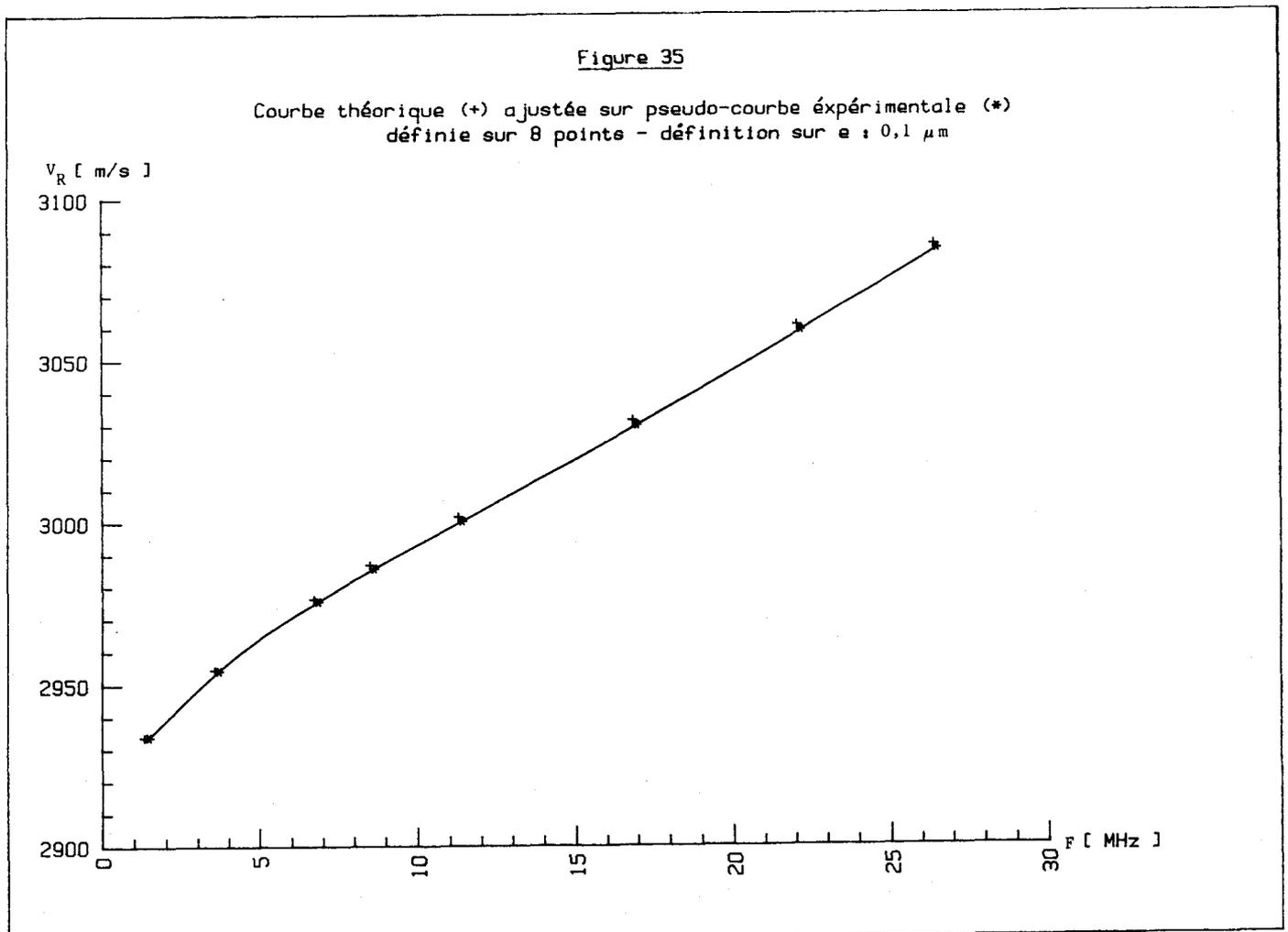
Nous pouvons estimer que les précisions avec lesquelles sont identifiés les paramètres de notre échantillon sont du même ordre de grandeur sous réserve de l'influence éventuelle du nombre de points de mesure de vitesse et des incertitudes expérimentales qui les affectent.

Milieux	Valeurs des paramètres	$\mu$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\lambda$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$e$ ( $\mu$ m)	E ( Mpa)	$D_{th}$ (m/s) <sup>2</sup>	$D_{th.moy}$ (m/s) <sup>2</sup>
Substrat	Valeur initiale	7972	7,887	11194	$\infty$	202017	1,34	0,168
	Valeur finale	7984	7,887	11009		201975		
	Valeur du modèle	7946	7,860	10978		201051		
	Ecart relatif ‰	4,8	3,4	2,8		4,6		
Couche	Valeur initiale	11541	7,087	12350	21,5	284862		
	Valeur finale	11599	7,082	12540	21,5	286585		
	Valeur du modèle	11710	7,149	12960	21,47	289999		
	Ecart relatif ‰	-9,5	-9,4	-32	1,4	-12		

**Tableau n° 19**



Ajustement sur courbe du modèle définie sur 8 points - Définition sur  $e : 0,1 \mu\text{m}$

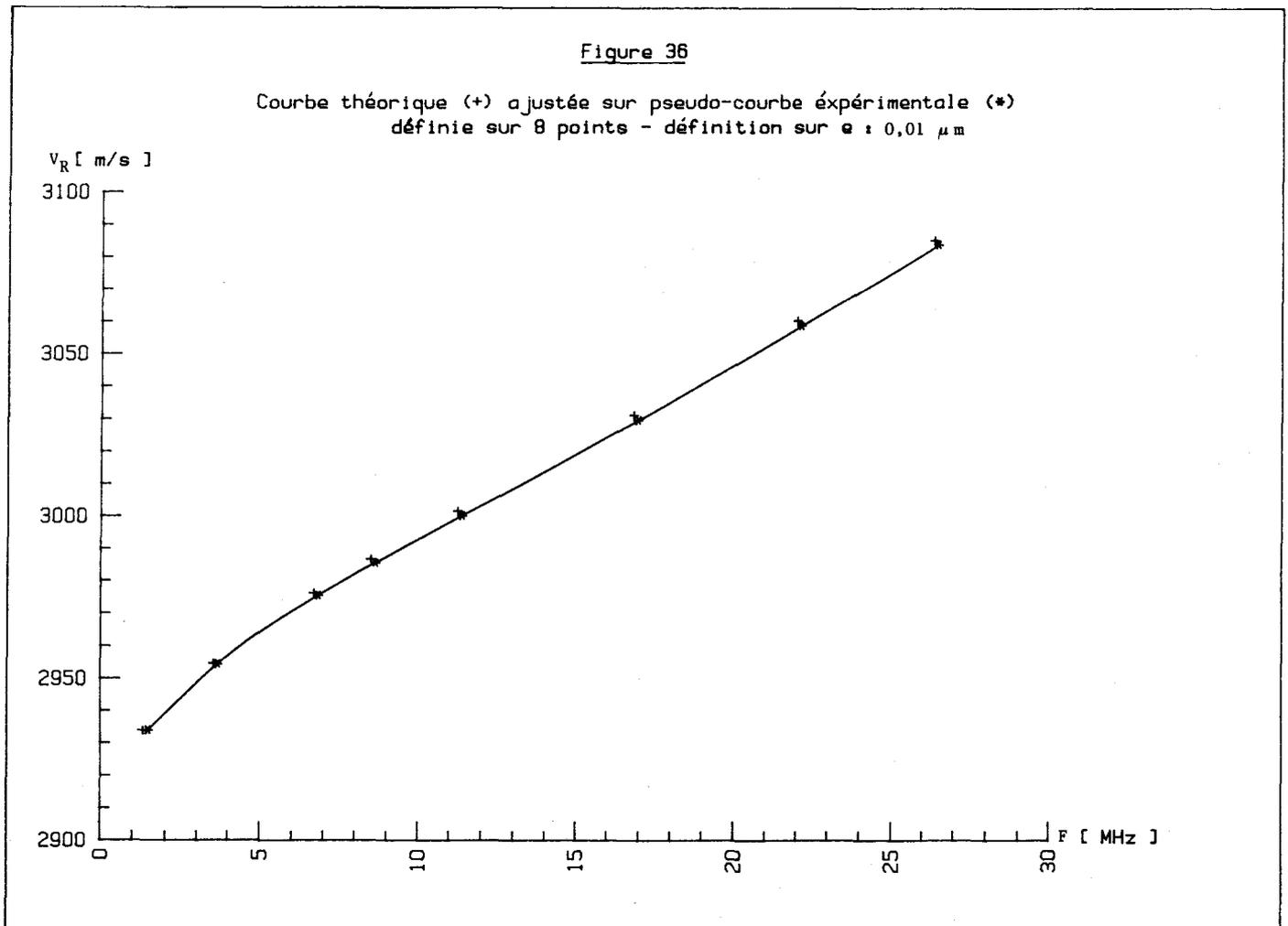


Milieux	Valeurs des paramètres	$\mu$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\lambda$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	e ( $\mu\text{m}$ )	E (Mpa)	$D_{th}$ (m/s) <sup>2</sup>	$D_{th.moy}$ (m/S) <sup>2</sup>
Substrat	Valeur initiale	7972	7,887	11194	$\infty$	202017	0,98	0,122
	Valeur finale	7984	7,886	10988		201939		
	Valeur du modèle	7946	7,860	10978		201051		
	Ecart relatif ‰	4,8	3,3	0,9		4,4		
Couche	Valeur initiale	11541	7,087	12350	21,50	284862		
	Valeur finale	11600	7,081	12620	21,50	284862		
	Valeur du modèle	11710	7,149	12960	21,47	289999		
	Ecart relatif ‰	-9,4	-9,5	-26	-4,2	-11		



Tableau n° 20

Ajustement sur courbe du modèle définie sur 8 points - Définition sur e : 0,01  $\mu\text{m}$



Milieu	précision sur e [ $\mu\text{m}$ ]	$\mu$	$\rho$	$\lambda$	e	E
substrat	1/10	4,8	3,4	2,8		4,6
	1/100	4,8	3,3	0,9		4,4
couche	1/10	-9,5	-9,4	-32	1,4	-12
	1/100	-9,4	-9,5	-26	-4,2	-11



Tableau n° 21

Variation relative [%] des paramètres en fonction de la précision sur e

1.3. *Influence du nombre de points de mesures sur les calculs d'ajustement*

-----

Afin de juger si le nombre de points de mesure était suffisant nous en avons artificiellement doublé le nombre en sélectionnant 8 points supplémentaires (sensiblement au milieu des intervalles des premiers) sur notre pseudo-courbe expérimentale.

Nous procédons ensuite à partir du même jeu initial des valeurs à l'ajustement en adoptant 4 chiffres significatifs pour la variable e ; les résultats et courbe sont donnés (tableau 22) et (figure 27). Aucun avantage marqué n'apparaît, la distance théorique moyenne (ramenée à un point) est même légèrement supérieure dans le cas de 16 points que dans 8 ( $0,130 \text{ (m/s)}^2$  au lieu de  $0,122 \text{ (m/s)}^2$ ) ; les écarts relatifs sur les paramètres ne sont pas améliorés (sauf pour l'épaisseur de la couche).

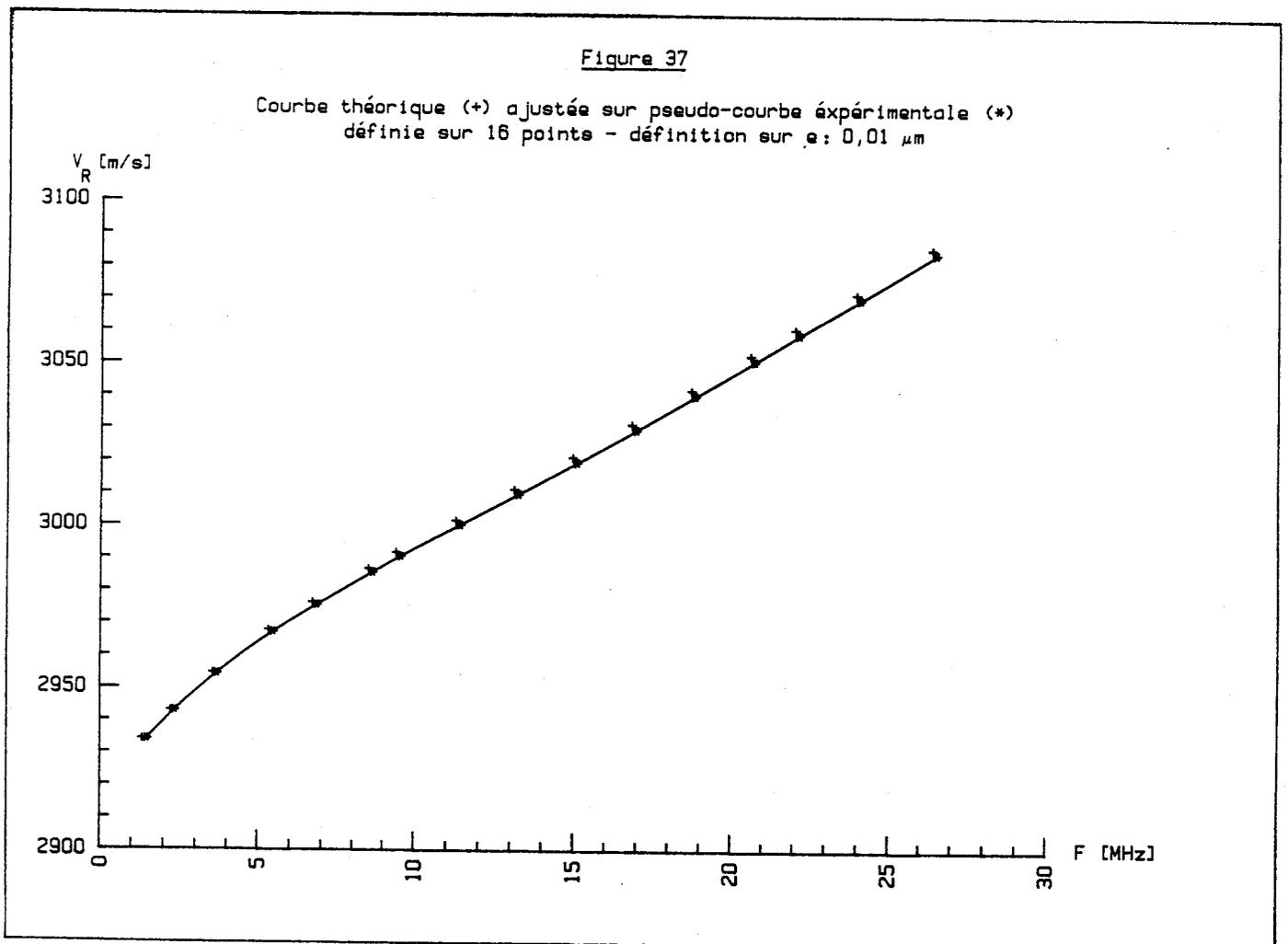
Notre choix de nombre de points de mesure est donc justifié à posteriori. Il n'y aurait d'intérêt éventuel à l'améliorer qu'en élargissant la bande de fréquence ce qui poserait évidemment des problèmes techniques supplémentaires.

Milieu	Valeurs des paramètres	$\mu$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\lambda$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$e$ ( $\mu$ m)	E (Mpa)	$D_{th}$ (m/s) <sup>2</sup>	$D_{th.moy}$ (m/s) <sup>2</sup>
Substrat	Valeur initiale	7972	7,887	11194	$\infty$	202017	2,09	0,130
	Valeur finale	7987	7,890	11064		202139		
	Valeur du modèle	7946	7,860	10978		201051		
	Ecart relatif ‰	5,1	3,8	7,8		5,4		
Couche	Valeur initiale	11541	7,087	12350	21,5	284862		
	Valeur finale	11574	7,061	12425	21,43	285767		
	Valeur du modèle	11710	7,149	12960	21,47	289999		
	Ecart relatif ‰	-11,6	-12,3	-41	1,8	-14		



Tableau n° 22

Ajustement sur courbe du modèle définie sur 16 points - Définition sur  $e : 0,01 \mu$ m



## 2. Distribution d'erreurs sur les vitesses du modèle

Un dernier essai sera effectué sur notre modèle par l'introduction d'erreurs de  $\pm 5$  m/s (comparable à l'imprécision expérimentale moyenne de 7 m/s) sur les 8 points précédemment sélectionnés du pseudo-modèle.

Ces écarts de valeurs seront répartis soit alternativement en plus ou moins sur les points expérimentaux, soit répartis "aléatoirement" dans une séquence : 1 par excès, 3 par défaut, 2 par excès, 1 par défaut, 1 par excès.

La résolution du problème inverse a été menée avec 4 chiffres significatifs sur  $e$ . Les résultats sont donnés (tableaux 23 et 24) et illustrés par les courbes (figures 38 et 39).

L'identification des paramètres est obtenue avec des précisions du même ordre que précédemment, on note toujours que le paramètre le mieux défini est l'épaisseur de la couche avec une précision de -0,6 % à 1,3 % et le plus mal défini est le coefficient de Lamé  $\lambda$  dont la précision est de 2 % à 5 % pour le substrat et 4,5 % à 6,7 % pour la couche, et ceci pour les deux types de distributions d'erreurs.

Si l'on observe les figures 38 et 39 on note enfin que les courbes ajustées (+) se rapprochent mieux de celle du modèle (\*), que des courbes sur lesquelles l'ajustement est effectué (0). Leurs distances théoriques respectives ramenées à un point ( $(4,87 \text{ m/s})^2$  et  $(4,72 \text{ m/s})^2$ ) sont comparables à la distance expérimentale ramenée à un point  $\left( (5 \text{ m/s})^2 \right)$  relative aux erreurs ( $\pm 5$  m/s) introduites sur la pseudo-courbe expérimentale, et calculée conformément à la formule 38 (chapitre V - 6).

## 3. Première conclusion sur la méthode d'ajustement

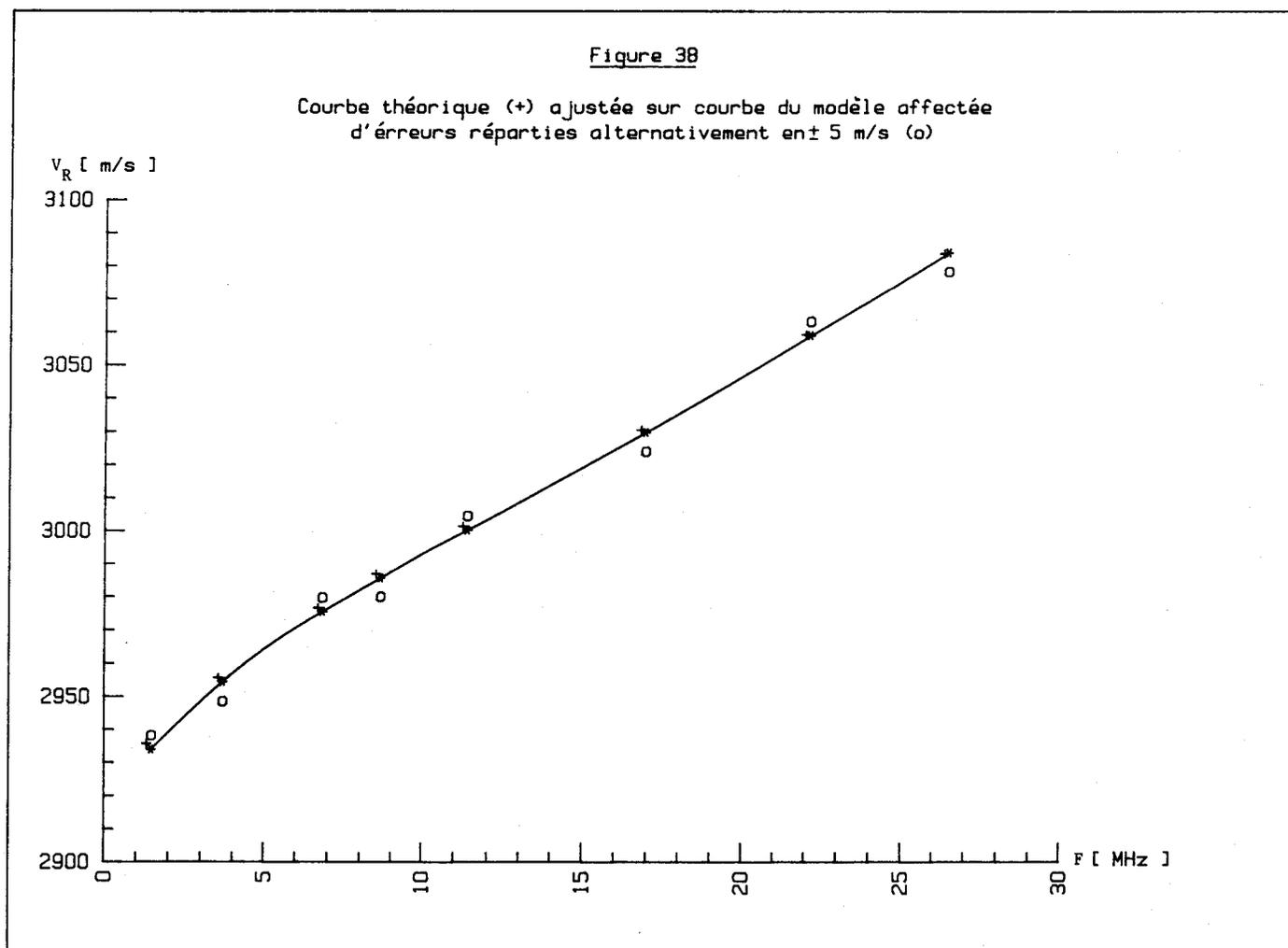
Après ce dernier test, nous pouvons affirmer que la résolution du problème inverse doit être voisine de celle ici observée (tableau 25). Nous l'évaluons en conséquence par la moyenne des valeurs absolues des écarts relatifs listés pour les divers paramètres (tableaux 23 et 24), et bien sûr une comparaison avec les "dispersions" adoptées dans le chapitre V (tableau 18) d'interprétation des résultats de mesure s'impose (tableau 26).

Milieux	Valeurs des paramètres	$\mu$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\lambda$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	e ( $\mu$ m)	E (Mpa)	$D_{th}$ (m/s) <sup>2</sup>
Substrat	Valeur initiale	7972	7,887	11194	$\infty$	202017	4,87
	Valeur finale	7990	7,885	11195		202432	
	Valeur du modèle	7946	7,860	10978		201051	
	Ecart relatif ‰	5,5	3,2	20		6,8	
Couche	Valeur initiale	11541	7,087	12350	21,5	284862	
	Valeur finale	11540	7,087	12371	21,34	284888	
	Valeur du modèle	11710	7,149	12960	21,47	289999	
	Ecart relatif ‰	-14	-8,6	-45	-6	-17	

Tableau n° 23



Ajustement sur courbe du modèle d'erreurs réparties alternativement en 5 m/s

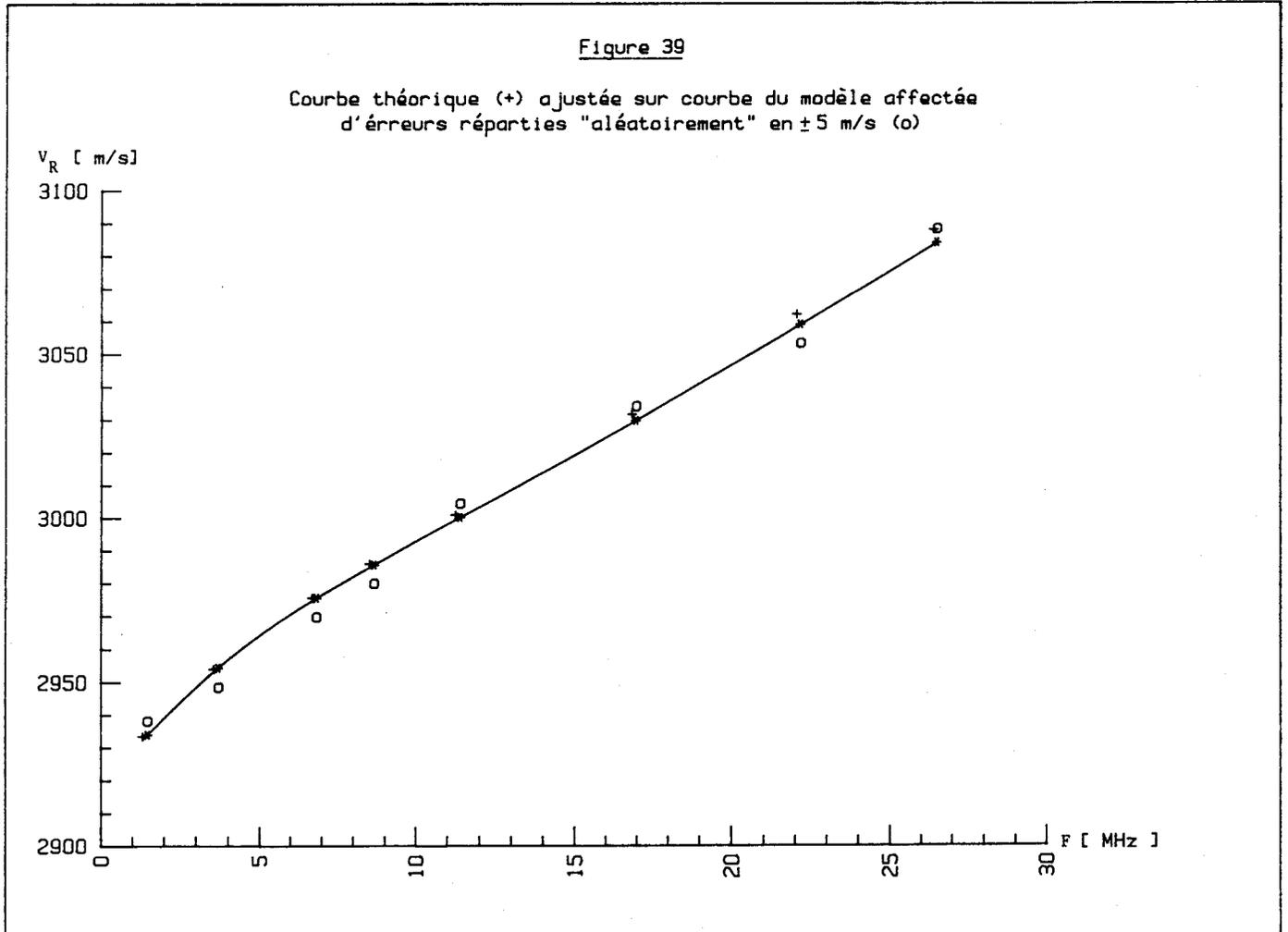


Milieux	Valeurs des paramètres	$\mu$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\lambda$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$e$ ( $\mu$ m)	$E$ ( Mpa )	$D_{th}$ (m/s) <sup>2</sup>	$D_{th.n}$ (m/s)
Substrat	Valeur initiale	7972	7,887	11194	$\infty$	202017	4,72	
	Valeur finale	7969	7,891	11589		202605		
	Valeur du modèle	7946	7,860	10978		201051		
	Ecart relatif ‰	2,9	3,9	56		7,7		
Couche	Valeur initiale	11541	7,087	12350	21,5	284862		
	Valeur finale	11787	7,079	12094	21,75	289720		
	Valeur du modèle	11710	7,149	12960	21,47	289999		
	Ecart relatif ‰	6,6	-9,8	-67	13	-1		

Tableau n° 24



Ajustement sur courbe du modèle affectée d'erreurs réparties "aléatoirement" en 5 m/s



milieu	$\mu$ [Kgp/mm <sup>2</sup> ]	$\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	$\lambda$ [Kgp/mm <sup>2</sup> ]	e[ $\mu$ m]	E[MPa]
substrat	4,2 %	3,5 %	38 %	-	7,2 %
couche	10,3 %	9,2 %	56 %	9,5 %	9 %

Tableau n° 25



Milieux	Dispersion [%] sur	$\mu$ [Kgp/mm <sup>2</sup> ]	$\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	$\lambda$ [Kgp/mm <sup>2</sup> ]	e [ $\mu$ m]	E [MPa]
Substrat	Valeurs expérimentales	2,8	2,4	25,6	$\infty$	3,6
	Valeurs du modèle	4,2	3,5	38		7,2
couche	Valeurs expérimentales	14,6	4,2	156	8,8	5,5
	valeurs du modèle	10,3	9,2	56	9,5	9

Tableau n° 26

Dispersion relative [%] des valeurs expérimentales des paramètres et de celles du modèle.

Les dispersions sur les différents paramètres des valeurs expérimentales et du modèle sont comparables pour le substrat ; par contre elles ne le sont que pour la masse volumique l'épaisseur et  $\mu$  dans le cas de la couche ; pour  $\lambda$  elles sont 2,8 fois plus importantes dans l'interprétation des expériences que dans l'étude du modèle pseudo-expérimental.

Il est évident que dans certains cas (pour  $\lambda$  et  $\mu$  de la couche) les dispersions sont plus importantes sur les valeurs expérimentales des paramètres puisqu'elles sont obtenues en partant de plusieurs jeux de valeurs pour la résolution du problème inverse.

Ainsi nous pouvons conclure qu'en général les paramètres ( $\mu_i$  et  $\rho_i$ ) du substrat et de la couche, et l'épaisseur de celle-ci sont déterminés avec une précision meilleure que 1 %, alors que celle des  $\lambda_i$  atteignent quelques % avec un maximum de 5,6 %.

On note par ailleurs que les paramètres du substrat sont mieux définis que ceux de la couche, mais à vrai dire leurs valeurs quasi exactes sont des données de départ et ceci compense cela.

#### 4. Amélioration de la procédure de résolution du problème inverse

Tous les ajustements précédents ont été effectués avec un même pas d'évolution (5 %) affecté à chaque paramètre, or la sensibilité de la vitesse de Rayleigh à ceux-ci est variable et nous avons dû procéder à des variations individuelles successives pour éviter la divergence de l'algorithme (chapitre V - 6). Nous nous proposons ici d'améliorer cette procédure par variations simultanées des paramètres convenablement pondérées.

##### 4.1. Pondération des pas d'évolution des paramètres

-----

Nous avons d'abord estimé l'efficacité de chacun d'eux (par couples successifs  $\mu_i$  ;  $\rho_i$  ;  $\lambda_i$  ; puis  $e_1$ ) en calculant les courbes de dispersion pour les valeurs de base, puis pour ces valeurs accrues de 10 % (figures 40 à 43). La sensibilité de variation à un facteur  $f$  est estimée par le rapport

$$s_f = \frac{\Delta V_R / V_R}{\Delta f / f} = 10 \frac{\Delta V_R}{V_R}$$

à divers fréquences de la bande. Elle est généralement indépendante de la fréquence pour ( $\mu$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$ ) et on peut en estimer une valeur moyenne pour  $e$  (tableau 27).

Figure 40

Courbe tracée d'après  $(\mu_i, \rho_i, \lambda_i, e)$  du modèle  
avec  $\mu_i$  augmentés de 10%

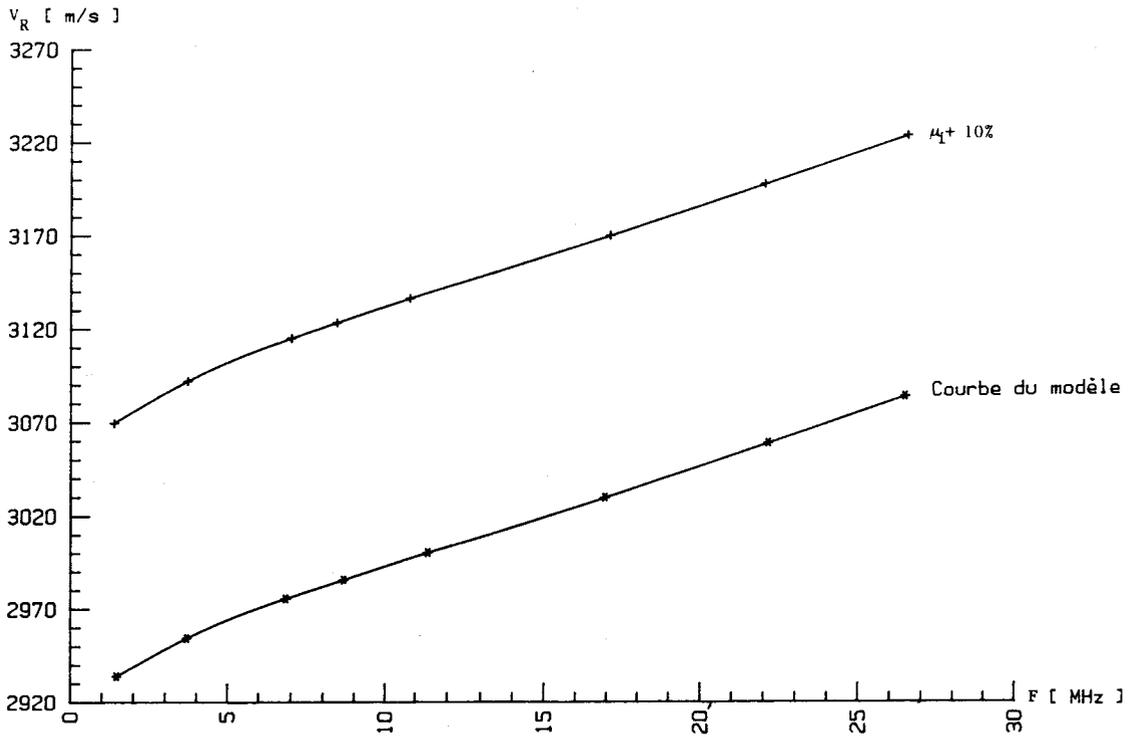


Figure 41

Courbe tracée d'après  $(\mu_i, \rho_i, \lambda_i, e)$  du modèle  
avec  $\rho_i$  augmentés de 10%

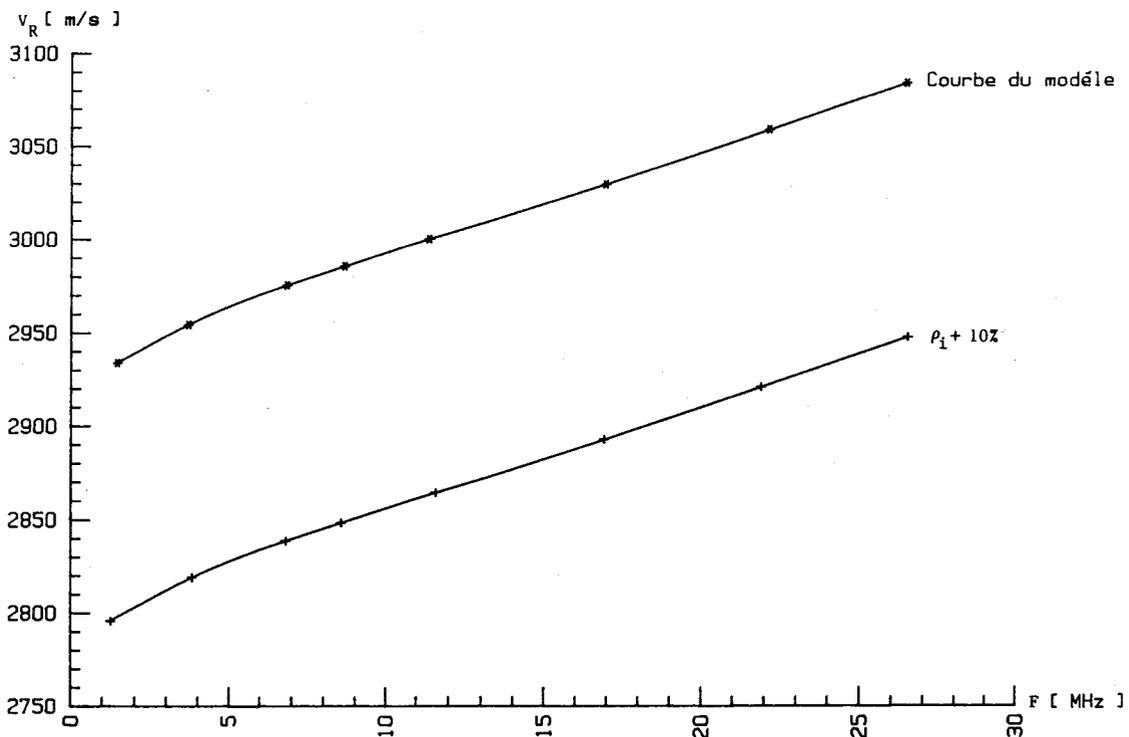


Figure 42

Courbe tracée d'après ( $\mu_1, \rho_1, \lambda_1, e$ ) du modèle  
avec  $\lambda_1$  augmentés de 10%

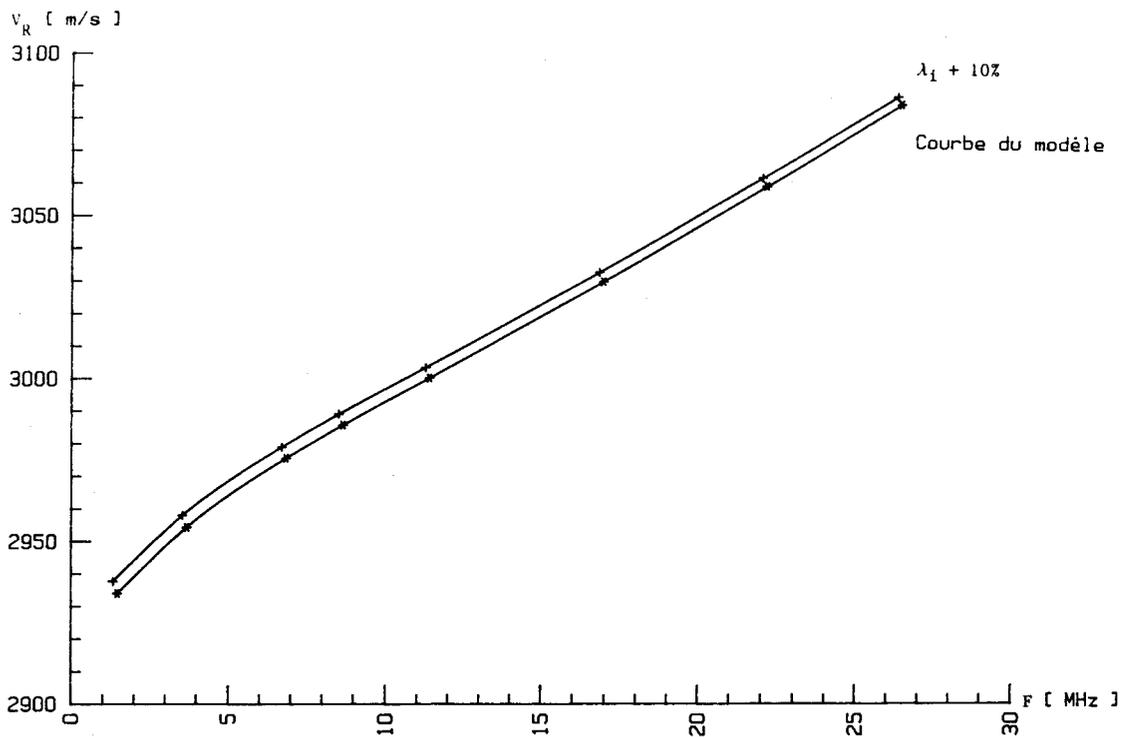
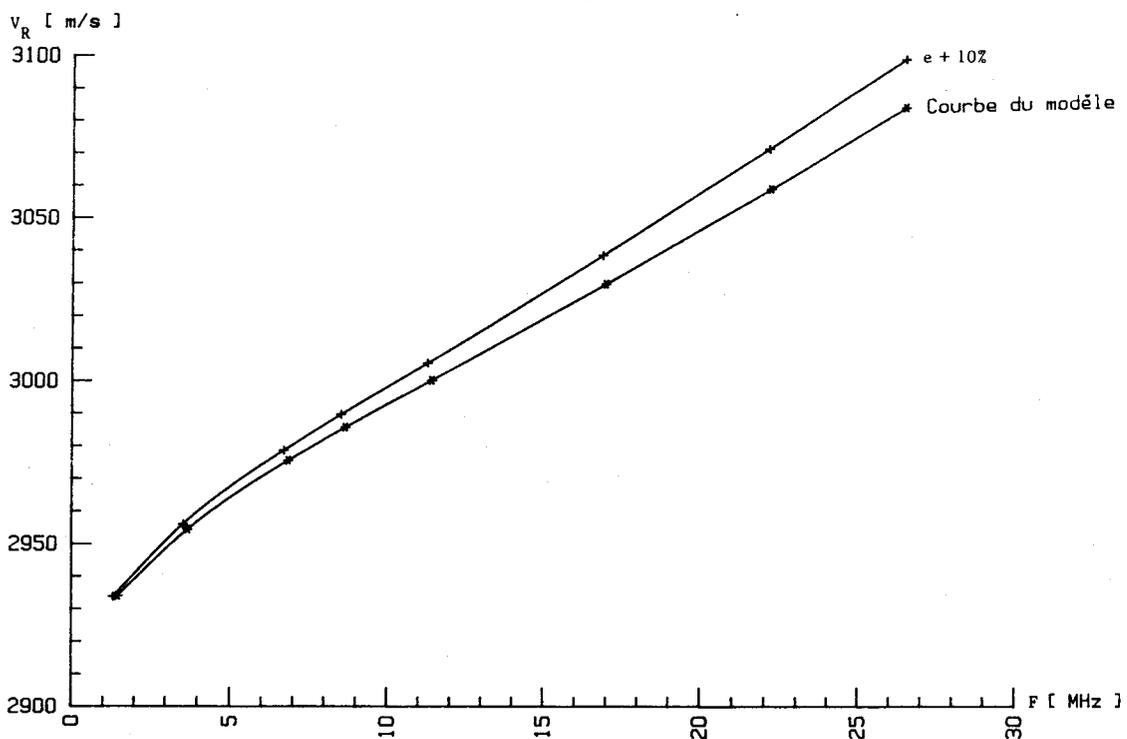


Figure 43

Courbe tracée d'après ( $\mu_1, \rho_1, \lambda_1, e$ ) du modèle  
avec  $e$  augmenté de 10%



	$\mu$	$\rho$	$\lambda$	$e$
$s_f \%$	46,3	-45,1	1,3	2,7
$\tau \%$	0,140	-0,144	5	2,407

Tableau N° 27

On contrôle qu'elle est minimale pour  $\lambda$ . Si l'on décide alors de garder pour ce dernier facteur des taux de variation de 5 % il convient d'affecter aux autres des taux entraînant des variations de même amplitude pour  $V_R$

$$\tau_\mu = 0,05 \frac{s_\lambda}{s_\mu} \quad ; \quad \tau_\rho = 0,05 \frac{s_\lambda}{s_\rho} \quad ; \quad \tau_e = 0,05 \frac{s_\lambda}{s_e}$$



4.2. Evaluation de cette méthode

-----

Un contrôle ainsi effectué aboutit (tableau 28, figure 44) à une bonne identification du modèle sans divergence. La comparaison (tableau 29) des écarts obtenus avec ceux notés auparavant (tableau 20) lors de la méthode des variations successives est légèrement en faveur de la 1ère pour la couche. L'intérêt est la diminution du temps de calcul (113 s contre 239 s) qui pourrait devenir appréciable pour des opérations systématiques.

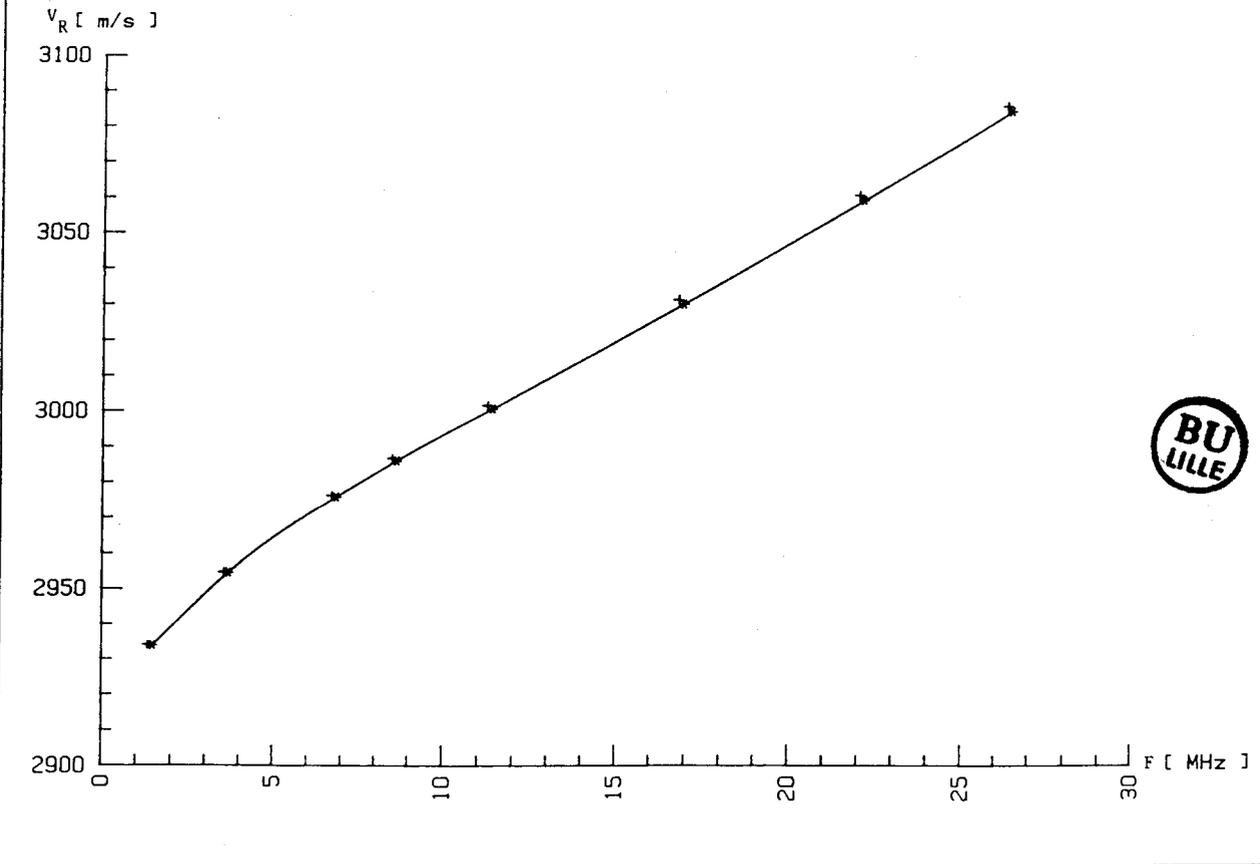
Milieu	Valeurs des paramètres	$\mu$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\lambda$ (Kgp/mm <sup>2</sup> )	$c$ ( $\mu$ m)	E (Mpa)	$D_{th}$ (m/s) <sup>2</sup>	$D_{th.moy}$ (m/s) <sup>2</sup>
Substrat	Valeur initiale	7972	7,887	11194	-	202017	2,75	0,34
	Valeur finale	7971	7,877	11193		201993		
	Valeur du modèle	7946	7,860	10978		201051		
	Ecart relatif ‰	3,1	2,2	19,6		4,7		
Couche	Valeur initiale	11541	7,087	12350	21,5	284862		
	Valeur finale	11540	7,054	12349	21,56	284838		
	Valeur du modèle	11710	7,149	12960	21,47	289999		
	Ecart relatif ‰	-14,5	-13,3	-47,1	4,2	-17,8		

Tableau n° 28

Ajustement sur courbe du modèle par identification des 7 paramètres simultanément

Figure 44

Courbe théorique (+) ajustée sur courbe du modèle (\*)  
après identification des 7 paramètres simultanément



Milieux	variation des paramètres	$\mu$ [Kgp/mm <sup>2</sup> ]	$\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	$\lambda$ [Kgp/mm <sup>2</sup> ]	$e$ [ $\mu$ m]
Substrat	variations successives %	4,8	3,3	0,9	
	Variations simultanées %	3,1	2,2	19,6	
Couche	Variations successives %	-9,4	-9,5	-26	-4,2
	Variations simultanées %	-14,5	-13,3	-47,1	4,2

Tableau n° 29

4.3. Sensibilité de la vitesse de Rayleigh à la variation de chaque paramètre

Nous avons calculé une courbe de dispersion pour les valeurs du modèle, puis pour la valeur de chaque paramètre accrue de 10 %. Ces courbes (figures 45 et 46) montrent respectivement pour le substrat et la couche une sensibilité variable en fonction de la fréquence pour tous les paramètres : plus importante en basses qu'en hautes fréquences pour ceux du substrat, et inversement pour ceux de la couche. Elle est aussi calculée à 3 fréquences (basse, moyenne et haute) ainsi que sa valeur moyenne pour chaque paramètre et un classement dans l'ordre des sensibilités décroissantes (tableau 30).



Milieu	Paramètre	F <sub>1</sub> = 1,32 MHz	F <sub>2</sub> = 15,88 MHz	F <sub>3</sub> = 29,78 MHz	Moyenne	Ordre de sensibilité
SUBSTRAT	λ	- 1,56 %	- 0,2 %	- 0,01 %	- 0,59 %	7
	μ	- 45,40 %	- 40,61 %	- 36,10 %	- 40,70 %	1
	ρ	45,32 %	36,53 %	34,71 %	38,85 %	2
COUCHE	λ	- 0,24 %	1,02 %	- 1,03 %	- 0,76 %	6
	μ	- 1,2 %	- 5,25 %	- 7,74 %	- 4,73 %	4
	ρ	1,1 %	10,38 %	14,77 %	8,75 %	3
	e	- 0,5 %	- 2,95 %	- 5,43 %	- 2,96 %	5

Tableau 30

(Sensibilité [S %] de la vitesse de Rayleigh aux différents paramètres).

L'identification simultanées des paramètres avec des taux de variation fixes avec la fréquence semble un choix trop global à la vue de ce tableau.

Figure 45

Sensibilité de  $V_R$  à  $\lambda, \mu,$  et  $\rho$  du substrat

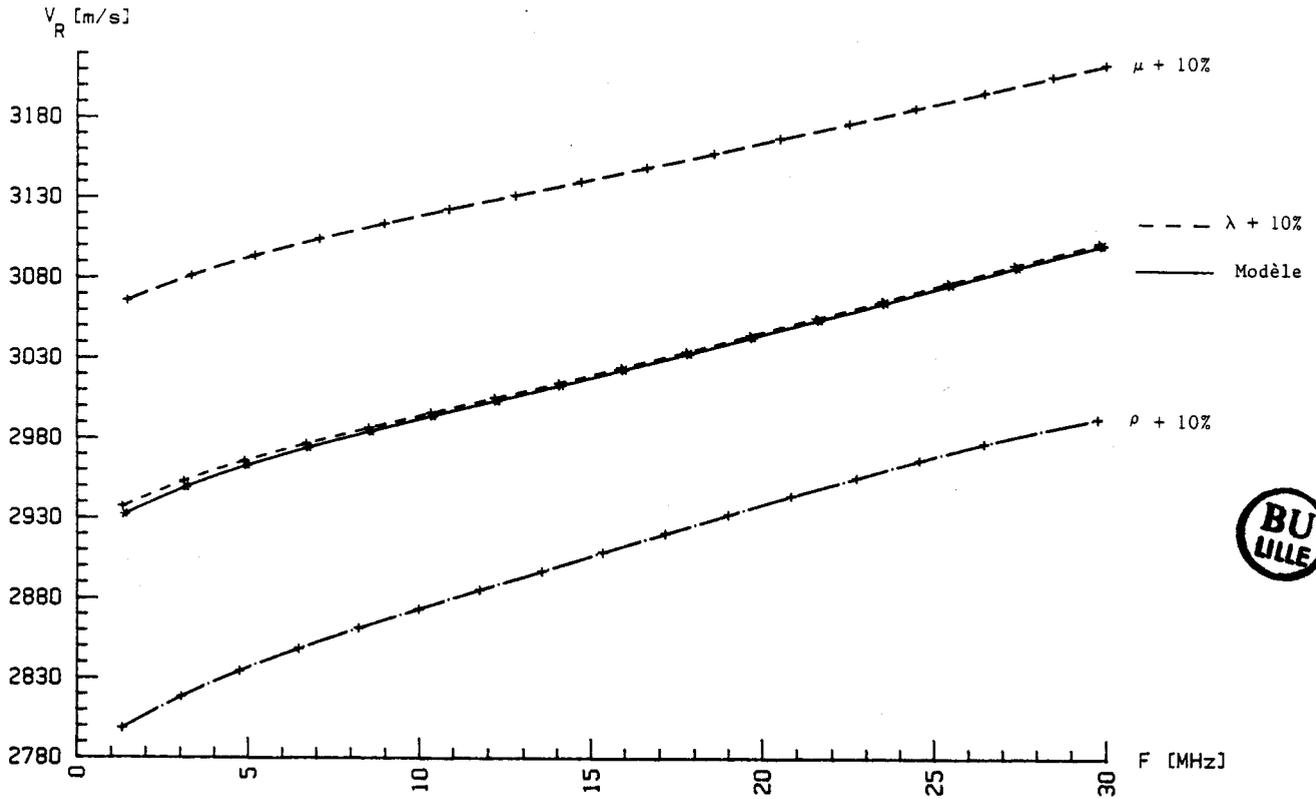
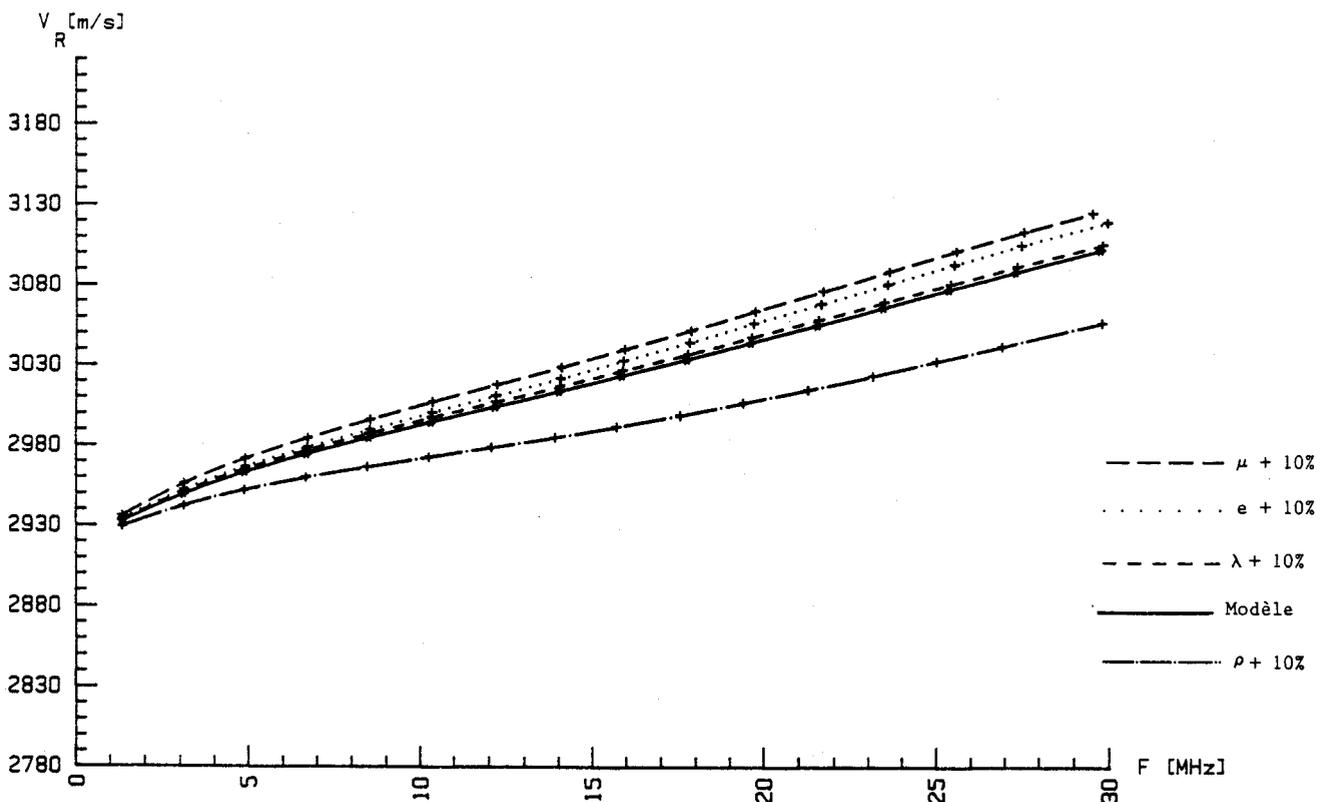


Figure 46

Sensibilité de  $V_R$  à  $\lambda, \mu, \rho,$  et  $e$  de la couche



5. Cas où les valeurs de départ sont plus éloignées de celles du modèle

L'identification de chaque couple de paramètre ( $\lambda_i, \mu_i, \rho_i$ ) est faite en partant de valeurs de 5 % inférieures à celles du modèle pour le couple à identifier, et de celles du modèle pour les autres paramètres. On retrouve les paramètres identifiés, respectivement pour le substrat et la couche avec les écarts suivants :

2,4 %	et	1,4 %	pour $\lambda_i$
- 1 %	et	6,5 %	pour $\mu_i$
0	et	1,4 %	pour $\rho_i$

Pour l'épaisseur de la couche la valeur exacte du modèle est retrouvée en partant d'une valeur de 2 % inférieure à celle-ci. On note comme précédemment que les paramètres du substrat sont mieux identifiés que ceux de la couche.

5.1. *Identification des couples  $\lambda_i$  et  $\mu_i$  en partant de valeurs plus*

-----  
*éloignées du modèle*  
-----

Partant de valeurs de 5 % inférieures à celles du modèle pour les couples  $\lambda_i$  et  $\mu_i$ , et celles du modèle pour les autres paramètres, nous constatons une vitesse et un degré de convergence différents selon les paramètres. On note une convergence rapide avec un fort degré de convergence pour  $\mu_{\text{substrat}}$  et  $\lambda_{\text{couche}}$  qui sont déterminées avec une dispersion respective de 2,3 % et 1,5 % du modèle, et on estime ainsi qu'elles sont une bonne approximation du modèle. Pour  $\mu_{\text{couche}}$  la convergence est plus lente et plus faible avec une dispersion de - 1,2 % du modèle ; par contre, pour  $\lambda_{\text{substrat}}$ , aux deux premières itérations sa valeur s'écarte de 20 % du modèle, et au bout de 40 itérations elle tend sensiblement vers la valeur de départ sans l'atteindre avec un écart de - 6 % du modèle. Quoique nous ayons une diminution de la distance D à chaque étape du calcul, cette diminution devient très faible ; la convergence n'est pas "finie" pour ce paramètre ayant peu d'influence sur la vitesse probablement voilée par des erreurs d'arrondi. A la lumière de ceci nous n'avons pas jugé nécessaire l'identification des autres paramètres en partant de valeurs très éloignées du modèle.

## 6. Deuxième conclusion

Quoique la technique des gradients conjugués présente un avantage significatif par son degré de convergence et sa stabilité par rapport aux autres méthodes existantes (descente rapide, méthode variationnelle...) (41) ; elle ne garantit pas toujours une convergence "finie" même si elle génère toujours des directions de descente. Ainsi la manière de procéder pour l'identification des différents paramètres a nécessairement une influence sur la vitesse et le degré de convergence vers la solution.

Dans notre cas l'identification des différents paramètres par couples successifs dans l'ordre établi par la sensibilité de  $V_R$  à ces couples, donne des bons résultats si l'on part de valeurs pas trop éloignées du modèle ; par contre, pour des valeurs éloignées du modèle, elle montre que la convergence est lente pour certains paramètres.

Pour améliorer la caractérisation du système il serait intéressant de bien connaître le substrat avant de réaliser le dépôt, puis d'identifier le dépôt. On devrait aussi augmenter la précision de caractérisation de la couche en augmentant encore la gamme de fréquences de mesure (cf. courbes fig. 45 à 51). Ce qui permettrait pour les fréquences très basses de n'être sensible qu'au substrat, et aux fréquences très hautes à la couche (obtenir des valeurs de  $\frac{e}{\lambda} \gg 0,2$ ). Mais notre étude a été limitée par les caractéristiques du banc de mesure.

Une remarque finale semble s'imposer : Les conclusions que nous tirons dépendent de la forme de la courbe de dispersion. Il se pourrait que d'autres formes de courbe de dispersion (avec minimum ou maximum) soient plus ou moins faciles à identifier.

L'analyse de ces problèmes pourrait cependant fortement s'inspirer de celle proposée ici.

## CONCLUSION

-----

Notre étude montre qu'on peut caractériser une couche mince déposée sur substrat semi-infini, par des mesures de dispersion de vitesse d'ondes acoustiques de type Rayleigh interprétées dans un modèle théorique de propagation.

Cette caractérisation est basée sur l'ajustement par la technique des gradients conjugués d'une courbe de dispersion calculée par le modèle théorique pour des valeurs réalistes des différents paramètres ( $\lambda_1$ ,  $\mu_1$ ,  $\rho_1$ ,  $e$ ) sur celle mesurée.

Comme les solutions de ce problème inverse sont nombreuses, le choix des valeurs de départ des différents paramètres pour le calcul d'ajustement s'avère capital pour atteindre une solution optimale.

Si les précisions sur les différents paramètres ne peuvent être évaluées directement, elles sont estimées par l'application des deux méthodes d'identification élaborées, sur un modèle connu ; en procédant soit par variations successives et ordonnées des couples de paramètres ( $\lambda_1$ ,  $\mu_1$  ou  $\rho_1$ ) avec un même pas d'évolution ; soit par variations simultanées de l'ensemble des paramètres avec des pas pondérés par l'efficacité de chaque couple.

Nous avons pu établir que la seconde, au moins aussi précise que la première par référence aux dispersions expérimentales est 3 fois moins onéreuse au plan calcul, mais elle est moins sûre si les paramètres de départ sont trop éloignés de la solution.

Finalement nous obtenons une identification de couche mince mesurée antérieurement, avec des précisions meilleures que 1 % sur  $\mu$ ,  $\rho$  et  $e$  et de l'ordre de quelques pourcents sur  $\lambda$  (4 à 6 %).

Le calcul de la sensibilité de chaque paramètre de la couche et du substrat a permis de rendre compte des précisions d'identification de chacun de ces paramètres. Il nous permet aussi de penser que, si techniquement la gamme de fréquence pouvait être élargie ( $F < 1$  MHz et  $F > 100$  MHz), on pourrait alors identifier séparément le substrat en

basses fréquences et la couche en hautes fréquences et déterminer avec plus de sûreté l'épaisseur à fréquence moyenne.

Il reste aussi des efforts à accomplir pour produire un système opérationnel limitant les manipulations de transducteurs pour changement de fréquences en rendant les mesures et leurs traitements totalement automatiques. Ces perspectives semblent maintenant pouvoir être considérées comme réalistes et justifiées par la qualité des résultats attendus.

## ANNEXE

Nous avons précisé au chapitre V.2 comment définir les paramètres de l'acier à coeur à partir de ceux en surface. Ceci nous permet de trouver une courbe de dispersion de la face non chromée passant par les points expérimentaux (fig.A1).

A partir de ces valeurs de paramètre nous avons modélisé notre système par 3 milieux (chrome, acier perturbé, acier à coeur). Les courbes a et b de la figure A2 correspondent à une couche d'acier perturbée respectivement de 1 et 2 mm d'épaisseur. Pour cette épaisseur de 2 mm la courbe passe par les rectangles d'erreur et s'ajuste aussi bien que pour notre modèle à 2 milieux (cf figure 33).

La courbe remonte vers la vitesse de l'acier à coeur pour des fréquences très inférieures au MHz, fréquence à laquelle nous n'avons pu faire de mesure.

L'épaisseur de 2 mm trouvée ici correspond à celle évaluée par le calcul de la répartition d'énergie dans les matériaux (cf. Chapitre V)

Ceci nous semble justifier le choix de modéliser le système par 2 milieux et non par 3 puisque les fréquences de mesure restent supérieures au MHz et qu'à ces fréquences les ondes de surface n'atteignent pas le coeur de l'acier.

Figure A1

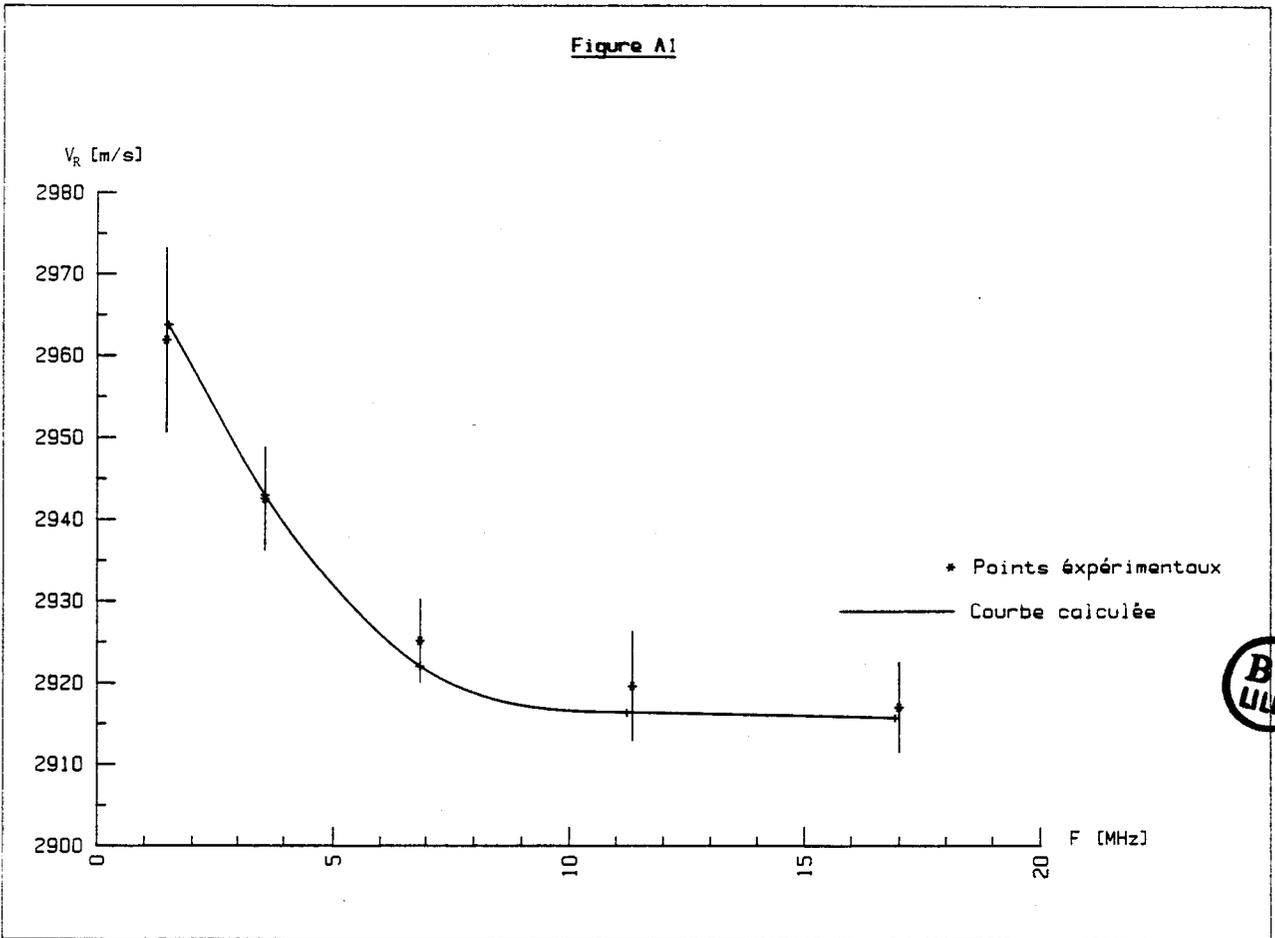
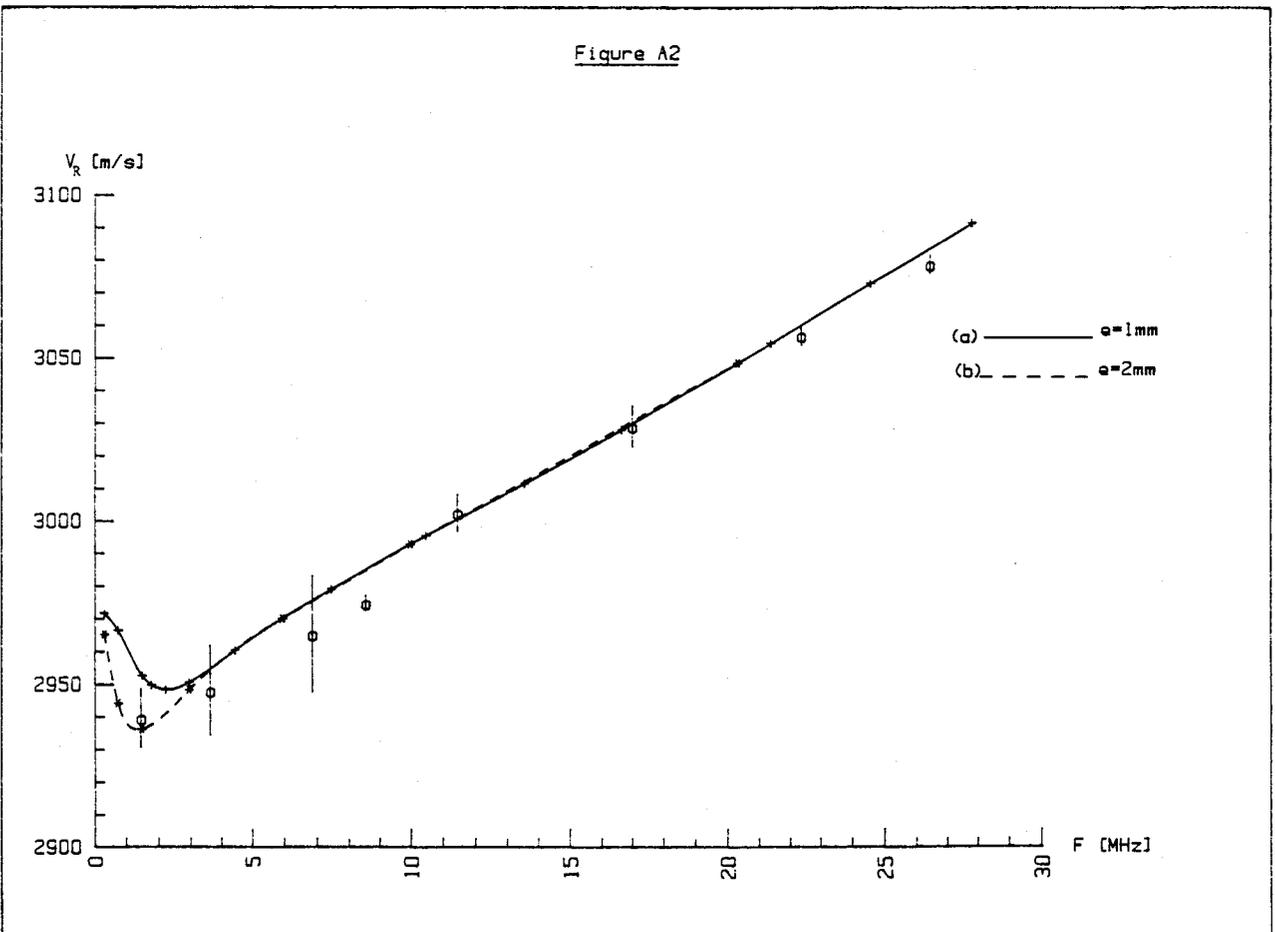


Figure A2



## BIBLIOGRAPHIE

-----

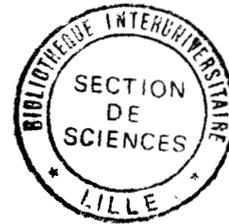
- (1) FARNELL, and al. Phys. Acoust. Vol. 9 (1972), Masson Editeur
- (2) BOGDANOV, and al. Soviet. Phys. Acoust. 15, 10, (1969)
- (3) THIERSTEN, J. appl. phys. 40, 2, 770 (1969)
- (4) BJERKAN, and FOSSHEIM, J. Phys. D, 10, 925 (1977)
- (5) EWING, JARDENTSKY, Press, Elastic waves in layered media, Mc Graw Hill Book Co, New-York (1957)
- (6) LORD RAYLEIGH, Proc. London, Math. soc. 17, 4 (1887)
- (7) I. A. VIKTOROV, Rayleigh and Lamb waves, Plenum press, New-York (1967)
- (8) LANDAU, LIFSHITZ, Théorie de l'élasticité, Edition Mir, Moscou (1967)
- (9) JEN, BUSSIÈRE, FARNELL, and OSUNU, Review of progress in quantitative non destructive evaluation, vol 4B (1985)
- (10) ROUSSEAU J., Etude d'ondes de type Rayleigh sur des milieux stratifiés, thèse de 3ème cycle, Lille I (1979)
- (11) ROUSSEAU J., POULIQUEN J., DEFEBVRE A., Vitesse de propagation et localisation de l'énergie d'ondes acoustiques de surface dans des milieux stratifiés, Revue d'acoustique, N° 56, pp 11-15 (1981)
- (12) HAW G., Dispersion de vitesse d'ondes de Rayleigh sur des verres trempés, thèse de Docteur Ingénieur, Lille I (1983)
- (13) HAW G., POULIQUEN J., DEFEBVRE A., Caractérisation de trempe de verres par dispersion de vitesse d'ondes de surface, 11è I.C.A. Paris-Lyon-Toulouse (1983)



- (14) DEFEBVRE A., POULIQUEN J., CHASTAGNER M., Générateur de rafales synchrones pour vélocimétrie acoustique de précision, Revue d'acoustique N° 45, pp 71-76 (1978)
- (15) H. R. HESTENES and E. STIEFFEL, Method of conjuguate gradients for solving linear systems, J. Res. Nat, Bur. standards, 49 pp 409-430 (1952)
- (16) R. FLETCHER and C. M. REEVES, Fonction minimization by conjuguate gradients, Computer Journal, vol 7. 2 (1964)
- (17) E. F. BECKENBACH, Mathématiques modernes pour l'ingénieur, tome 1, Dunod Ed. (1965)
- (18) J. RICHALET, A. RAULT, R. POULIQUEN, Identification des processus par la méthode du modèle, th. des syst. tome 4, Gordon and Breach Ed. (1971)
- (19) MINTON, Inspection of metal with ultrasonics surfaces waves, Nondestructive Testing 12, 4, 13 (1954)
- (20) FIRESTONE, FREDERICK, J. A. S. A. 18, 1, 200 (1964)
- (21) VIKTOROV, Akust. Zh. 7, 3, 295 (1961)
- (22) DEFEBVRE A., POULIQUEN J., UI 75 Conf. proceedings 129 (1975)
- (23) GORDONS KINO, and HERBERT MATTEWS, Signal processing in acoustic surface wave devices, I. E. E. Spectrum Aug. (1971)
- (24) DEROUSSEAUX, Thèse de Docteur Ingénieur, Paris 6 (1976)
- (25) J. de KLERK, Ultrasonic tansducers 3, surface wave transducers, Ultrasonics Tamary (1971)
- (26) W. RICHARD SMITH, and al., Design of surface wave devices and applications, Ultrasonics May (1973)
- (27) D. P. MORGAN, Surface acoustique wave devices and applications, Ultrasonics, May (1973)

- (28) A. DEFEBVRE, J. POULIQUEN, G. HAW, Banc de mesure absolue de vitesse d'ondes de surface par sonde optique, 9th I. C. A. Madrid, contributed paper, vol. 2, p 584 (1977)
- (29) J. A. BUCARO, and C. M. DAVIS, Rayleigh wave dispersion on surface treated glass, J. appl. phys. vol 43, N° 5, May (1972)
- (30) R. L. WHITMAN, and A. KORPEL, Probing of acoustic surface perturbations by coherent light, Appl. Opt. vol 8, N° 8, pp 1567-1575, Aug (1969)
- (31) DIEULESAINT et D. ROYER, Ondes élastiques dans les solides, chap 6 (2), page 245, Masson Ed. (1974)
- (32) B. A. AULD, Acoustic field and waves in solids, vol 2, J. WILEY & S. Ed. (1973)
- (33) B. MILLET, Traitement thermique, numéro spécial hors série, supplément au N° 206-86
- (34) J. A. THORNTON, J. vac. Sc. Techn. vol 11, N° 1, pp 466-471 (1971)
- (35) ROBERT W. BERRY and al, Thèse film technologie, D. V. NORSTAND Company Inc.
- (36) B. J. BESSOT, Techniques de l'Ingénieur, M 1657, 13
- (37) A. BENSEGGANE, Thèse de Doctorat 3ème cycle, Grenoble (1984)
- (38) J. BENARD D et al., Métallurgie générale, Ed. MASSON (1969)
- (39) C. CRUSSARD, Techniques de l'Ingénieur, M 230
- (40) M. VILLAIN, Techniques de l'Ingénieur, B 2000
- (41) L. S. LADSON, and al., The conjugate gradient methode for optimal control problems, I. E. E. E. Transaction on automatic control vol. 1C-12, N° 2, April (1967)

- (42) J. POULIQUEN, A. DEFEBVRE and B. CHENNI, Velocity dispersion of Rayleigh waves on chromium plated steel, Proceeding of 12th International Congress on Acoustics, Toronto CANADA, 24-31, July, Volume/Band II, G 5-2, Ed. BEAUREGARD PRESS Ltd. (1986)
- (43) P. CIELO, F. NADEAU and M. LAMONTAGNE, Ultrasonics 23, 55 (1985)
- (44) FLAMBERT, Rapport Interne du CETIM Juin 72, Congrès Mesurcora 7.37 (1973).



## RESUME

-----

Notre étude porte sur la caractérisation d'un système à une couche, composé d'un substrat d'acier 35 NC D16 revêtu d'une mince couche de chrome dopé au carbone ; caractérisation faite par des mesures de dispersion de vitesse d'ondes acoustiques de type Rayleigh, dans la gamme de fréquence 1 - 30 MHz. Ces ondes acoustiques de surface sont produites par des transducteurs à peignes interdigités, et leur vitesse de propagation sur l'échantillon déterminée de façon absolue, par interaction avec un faisceau de lumière cohérente.

Partant d'un modèle théorique de propagation, permettant le calcul de vitesse d'ondes acoustiques de type Rayleigh dans un système multicouche. Nous élaborons une méthode d'identification des différents paramètres mécaniques de la couche et du substrat ( $\lambda$ ,  $\mu$ ,  $\rho$ ) et l'épaisseur de celle-ci, par l'ajustement de courbes de dispersions de vitesse calculées sur celles mesurées. Cet ajustement est basé sur la minimisation, par la technique des gradients conjugués de l'écart quadratique entre vitesses mesurées et calculées appelé "distance".

Nous proposons ainsi deux méthodes pour la résolution de ce problème inverse : l'une procédant par variations successives et ordonnées des couples de paramètres ( $\lambda_i$ ,  $\mu_i$ ,  $\rho_i$ ) et  $e$  avec un même pas d'évolution ; l'autre par variations simultanées de l'ensemble des paramètres avec des pas pondérés par l'efficacité de chaque couple.

Les précisions sur les différents paramètres sont estimées par l'application des deux méthodes d'identification sur un modèle connu ; celles-ci sont meilleures que 1 % sur  $\mu_i$ ,  $\rho_i$  et  $e$  de l'ordre de quelques pourcent sur  $\lambda_i$  (4 à 6 %).

Les possibilités et les limites d'obtention des caractéristiques mécaniques du système ont pu être mieux cernés.

Mots clefs :

-----

- SYSTEME A UNE COUCHE
- ONDES DE SURFACE
- ONDES DE RAYLEIGH
- DISPERSION DE VITESSE
- EVALUATION NON DESTRUCTIVE
- MESURE ABSOLUE DE VITESSE
- ACOUSTO-OPTIQUE
- GRADIENTS CONJUGUES.