

UNIVERSITÉ DE LILLE

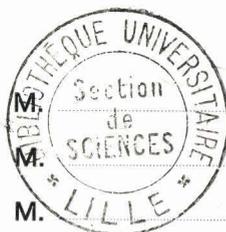
FACULTÉ DES SCIENCES

THÈSE DE 3^e CYCLE

MENTION PHYSIQUE DU SOLIDE

**Sur la production d'hypersons
dans les solides piézoélectriques
entre 1 et 10 G Hz**

Membres du Jury :



Président

Examineur

Examineur

Présentée à Lille, le

Avril 1967

par

Pierre THÉRY

MM. DEDECKER	Mathématiques.
DEPRETIN	Biologie marine.
DEHORS	Physique industrielle.
DELATTE	Géologie Générale.
DELEAU	Géologie et Minéralogie.
DELHAYE	Chimie minérale.
DESCOMBES	Calcul Différentiel et Intégral.
FOURET	Physique.
GABILLARD	Radioélectricité et Electronique.
GERMAIN	Chimie Générale.
GLACIET	Chimie organique.
GONTIER	Mécanique des Fluides.
HEIM DE BALSAC	Zoologie.
HOCQUETTE	Botanique générale et appliquée.
LEBEGUE	Botanique.
Mme LEBEGUE	Physique.
M. LEBRUN	Radioélectricité et Electronique.
Mel. LENOBLE	Physique.
MM. LIEBAERT	Radioélectricité.
LINDER	Botanique.
LUCQUIN	Chimie.
MAISON	Chimie.
Mel. MARQUET	Mathématiques.
MM. MARTINOT-LAGARDE	Mécanique des Fluides.
MENNESSIER	Géologie.
MORIAMEZ	Physique.
MONTARIOL	Chimie minérale appliquée.
LONTREUIL	Chimie Biologie.
PARREAU	Doyen Honoraire.
PEREZ	Physique.
PHAM MAU QUAN	Mécanique Générale.
POUZET	Mathématiques.
PROUVOST	Géologie et Minéralogie.
SAVARD	Chimie Générale.
SCHALLER	Zoologie.
SCHILTZ	Physique.
Mme SCHWARTZ	Mathématiques.

MM. TRIDOT	Chimie Minérale Appliquée.
VIVIER	Zoologie.
WATERLOT	Géologie et Minéralogie.
WERTHEIMER	Physique.

Maîtres de Conférences

MM. BEAUFILS	Chimie Générale.
BLANCHARD	Chimie organique.
BOILLET	Physique.
BUI TRONG LIEU	Mathématiques.
CHASTRETTE	Chimie Générale.
COMBET	Mathématiques.
DERCOURT	Géologie et Minéralogie.
CONSTANT	Physique.
DEVRAINNE	Chimie Minérale.
GAVORET	Physique Théorique.
HERZ	Calcul numérique.
HUARD DE LA MARRE	Calcul numérique
LACOMBE	Mathématiques.
MAES	Physique.
METTETAL	Zoologie.
MOUVIER	Chimie.
NGUYEN PHONG CHAU	Mathématiques.
PANET	Electromécanique.
RAUZY	Mathématiques.
SAADA	Physique.
SEGARD	Chimie Biologique.
TUDO	Chimie minérale appliquée.
VAILLANT	Mathématiques.
VAZART	Botanique.
VIDAL	Physique Industrielle.

Secrétaire Général, Attaché Principal

M. LEGROS

Attachés d'Administration

MM. COLLIGNON.

FACON.

JANS.

LEROY.

Je ne voudrais pas commencer cet exposé, sans qu'il me soit permis de remercier Monsieur le Professeur MORIAEZ, d'avoir bien voulu m'accueillir dans son laboratoire de Physique des Ultrasons, dans lequel j'ai profité d'excellentes conditions de recherche.

Je remercie tout particulièrement Monsieur le Professeur FURET qui a bien voulu me faire l'honneur de présider le Jury, ainsi que Monsieur le Professeur LEBRUN, qui a accepté d'en être membre.

Je remercie Madame MORIAEZ, chargée de Recherche C.N.R.S. Pour sa précieuse collaboration, dans la mise en forme des résultats acquis.

Mes remerciements les plus chaleureux vont à mes camarades des Départements de Physique et d'Electronique qui m'ont apporté une aide précieuse et efficace dans la partie expérimentale de mon travail.

Je remercie encore l'atelier de mécanique qui a réalisé le matériel hyperfréquence nécessaire à la bonne marche des expériences.

SUR LA PRODUCTION D'HYPERSONS DANS LA GAMME I - 10 GIGAHERTZ

INTRODUCTION

Le travail qui nous a été proposé dans le cadre d'une thèse de 3ème cycle est l'étude théorique et expérimentale d'un procédé classique de production d'hypersons. Parmi tous les phénomènes physiques utilisables, nous avons choisi l'effet piézoélectrique, qui nous permet d'utiliser des transducteurs simplifiés en haute fréquence. La détection des ondes cohérentes ainsi produite constitue un moyen d'étude de la structure interne du solide, puisque les fréquences hypersoniques les plus hautes deviennent du même ordre de grandeur que les fréquences de vibrations du réseau cristallin.

Le plan adopté dans la présente étude correspond à l'ordre chronologique dans lequel se sont déroulés nos travaux.

I - Dans une première partie nous rappelons brièvement les étapes du calcul permettant de mettre en équation la propagation des ondes mécaniques dans un cristal de quartz piézoélectrique. Nous montrons qu'il peut y avoir propagation d'une onde longitudinale pure suivant l'axe électrique du cristal.

II - Dans la deuxième partie, nous décrivons l'excitation et la propagation de cette vibration longitudinale dans un cristal de quartz taillé perpendiculairement à l'axe électrique.

III - Puis l'étude énergétique de la transformation électromécanique, nous permettra d'en calculer le rendement.

IV - Dans la quatrième partie, nous examinons deux théories rendant compte de l'absorption dans le quartz. Ces théories permettent de déterminer les facteurs qui interviennent dans l'absorption des ondes hypersonores.

V - Enfin, la dernière partie qui est expérimentale, nous amènera à décrire les expériences réalisées à 3,3 GHz à la température de l'hélium liquide.

I - NOTIONS SUR LA PROPAGATION DES ONDES MECANIQUES SUIVANT L'AXE ELECTRIQUE D'UN CRISTAL DE QUARTZ CRISTALLIN.

Dans un cristal de quartz, il ne peut y avoir propagation d'onde mécanique sans onde électromagnétique couplée, puisqu'il ne peut y avoir de contrainte mécanique sans effet électrique et inversement. Dans cette première partie, nous nous proposons de démontrer que le couplage entre les ondes électrique et mécanique qui se propagent simultanément suivant l'axe électrique du quartz, est faible. Ces ondes se propageant à des vitesses très différentes peuvent donc être étudiées séparément.

Le cristal utilisé pour produire et propager des hypersons est un barreau de quartz cristallin (diamètre 5 mm, longueur 20 mm). Les faces terminales sont perpendiculaires à l'axe électrique du cristal. Pour étudier la propagation des ondes dans ce cristal, nous devons situer notre système d'axes de référence par rapport aux axes cristallographiques du cristal.

Le quartz possède un axe de symétrie d'ordre 3 et 3 axes de symétrie d'ordre 2, situés dans un plan perpendiculaire au précédent. L'un des axes de symétrie binaire dit "axe électrique" sera notre axe de référence " Ox_1 ", l'axe d'ordre 3 sera l'axe de référence " Ox_3 " et l'axe Ox_2 sera tel, que le trièdre 1, 2, 3 soit direct (Fig. I). Les variables utilisées pour décrire l'état du système sont:

- a) Le champ et l'excitation électrique reliés par l'équation tensorielle: (nous utilisons la convention de sommation sur les indices répétés).

$$D_i = \epsilon_{ij} E_j$$

Dans le système d'axes défini ci-dessous, le tenseur $\overset{\Rightarrow}{\epsilon}$ peut être représenté par la matrice (ϵ) :

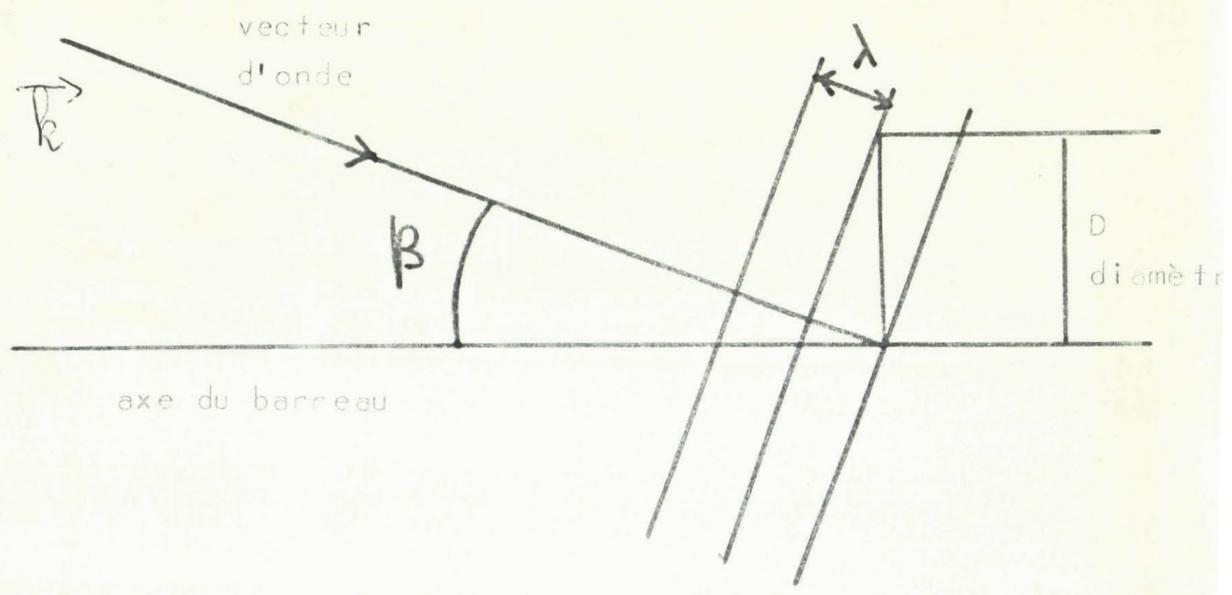


Fig. n° 2 - Effet du non parallélisme des faces

$$(\epsilon) = \begin{vmatrix} 4,49 & 0 & 0 \\ 0 & 4,49 & 0 \\ 0 & 0 & 4,55 \end{vmatrix} \times 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$$

b) T_{ij} tenseur des tensions

e_{ij} tenseur des déformations lié au vecteur déplacement de chaque point du cristal par :

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

Pour les faibles déformations le cristal obéit à la loi de HOOKE.

$$T_{ij} = C_{ijkl} e_{kl}$$

Le tenseur C_{ijkl} n'a que 36 composantes indépendantes qui sont représentées par la matrice C_{ij} obtenue après contraction des indices 2 à 2, suivant la convention habituelle.

$$(C) = \begin{vmatrix} 86,05 & 4,85 & 10,45 & 18,25 & 0 & 0 \\ 4,85 & 86,05 & 10,45 & -18,25 & 0 & 0 \\ 10,45 & 10,45 & 107,1 & 0 & 0 & 0 \\ 18,25 & -18,25 & 0 & 58,65 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 58,65 & 18,25 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 18,25 & 40,5 \end{vmatrix} 10^9 \text{ N/m}^2$$

c) Le tenseur piézoélectrique inverse relie les variables électriques et mécaniques :

$$T_{ij} = - e_{ijl} E_l$$

Ce tenseur est représenté par la matrice 6 x 3

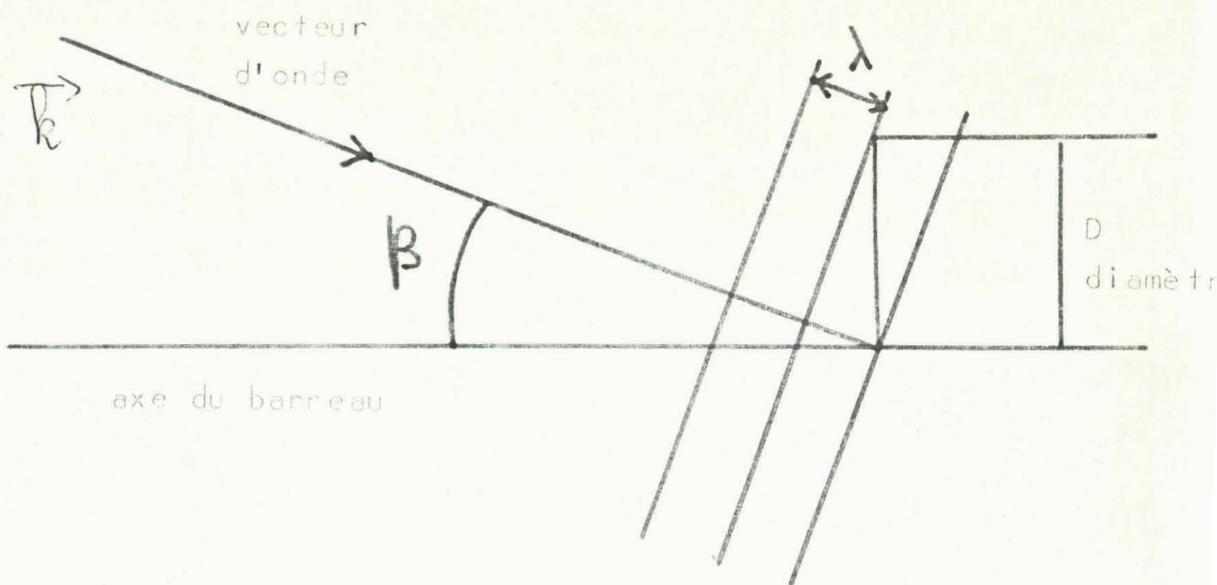


Fig. n° 2 - Effet du non parallélisme des faces

$$(e) = \begin{pmatrix} 0,173 & -0,173 & 0 & 0,04 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0,04 & -0,173 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ N/Vm}$$

Puisque les phénomènes étudiés sont les propagations d'ondes mécaniques dans le quartz, les échanges d'énergie sont d'abord considérés comme s'effectuant de façon adiabatique et les constantes définies précédemment sont les constantes "adiabatiques".

On montre facilement que les équations d'état d'un tel système sont les équations de MAXWELL qui définissent l'évolution du champ électromagnétique et les équations ci-dessous:

$$dT_{ij} = C_{ijkl} dc_{kl} - e_{ijk} dE_k \quad (1)$$

$$dD_i = e_{ikl} dc_{kl} + \epsilon_{ik} dE_k \quad (2)$$

A partir de ces équations, nous pouvons étudier la propagation d'ondes planes suivant la direction Ox_I du quartz. Pour une onde plane le vecteur d'onde est le même dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation, donc :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial x_2} = \frac{\partial \vec{u}}{\partial x_3} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial x_2} = \frac{\partial \vec{E}}{\partial x_3} = 0 \quad (4)$$

Les ondes électromagnétiques planes sont transversales. Pour une propagation suivant Ox_I nous avons donc :

$$E_I = 0$$

Les équations d'évolution de E_2 et E_3 sont obtenues en portant les équations (2), (4), (5) dans l'équation de propagation des ondes électromagnétiques

$$\Delta \vec{E} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2}$$

$$\frac{\partial^2 E_p}{\partial x_I^2} = \mu_0 \left(\frac{e_{pIj} - \epsilon_{pI} e_{IIj}}{\epsilon_{II}} \right) \frac{\partial^3 u_j}{\partial x_I \partial t^2} + \mu_0 \left(\epsilon_{pI} - \frac{\epsilon_{pI} \epsilon_{II}}{\epsilon_{II}} \right) \frac{\partial E_1}{\partial t}$$

$$I < j < 3$$

$$2 < p, 1 < 3$$

Les équations d'évolution des u_j sont obtenues en appliquant la loi fondamentale de la dynamique:

$$F_k = \rho \frac{\partial^2 u_k}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x_I} T_{Ik} \quad \frac{\partial}{\partial x_2} = \frac{\partial}{\partial x_3} = 0$$

En remplaçant T_{Ik} par sa valeur nous trouvons:

$$\rho \frac{\partial^2 u_k}{\partial t^2} = \left(C_{IkIj} + \frac{e_{IkI} e_{IIj}}{\epsilon_{II}} \right) \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_I^2} + \left(\frac{e_{IkI} \epsilon_{II}}{\epsilon_{II}} - e_{Ikl} \right) \frac{\partial E_1}{\partial x_I}$$

$$\text{Nous posons } C'_{IkIj} = C_{IkIj} + \frac{e_{IkI} e_{IIj}}{\epsilon_{II}}$$

$$e'_{pIj} = e_{pIj} - \frac{\epsilon_{pI} e_{IIj}}{\epsilon_{II}}$$

$$\epsilon'_{pl} = \epsilon_{pe} - \frac{\epsilon_{pI} \epsilon_{II}}{\epsilon_{II}}$$

Les équations du mouvement du système prennent alors la forme suivante:

$$\rho \frac{\partial^2 u_k}{\partial t^2} = C'_{IkIj} \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_I^2} - e'_{Ikl} \frac{\partial E_l}{\partial x_I} \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2 E_p}{\partial x_I^2} = \mu_0 e'_{pIj} \frac{\partial^3 u_j}{\partial x_I \partial t^2} + \mu_0 \epsilon'_{pl} \frac{\partial E_l}{\partial t} \quad (7)$$

$$I < j < 3$$

$$2 < p, 1 < 3$$

Les directions de vibrations propres et les vitesses de propagation de ces vibrations sont obtenues en cherchant des solutions de la forme :

$$u_j = U_{0j} \exp j (kx_I - \omega t) \quad I < j < 3$$

$$E_k = E_{0k} \exp j (kx_I - \omega t) \quad 2 < k < 3$$

En portant ces solutions dans le système d'équation (I), nous trouvons le système d'équations linéaires suivants:

$$\rho \omega^2 U_{0k} = k^2 C'_{IkIj} U_{0j} + ik e'_{Ikl} E_{0l} \quad (8)$$

$$k^2 E_{0p} = i\mu_0 k \omega^2 e'_{pIj} U_{0j} + \mu_0 \omega^2 \epsilon'_{pl} E_{0l} \quad (9)$$

Divisons les équations (8) par ρk^2 , les équations (9) par $k^2 \epsilon \mu_0$. ϵ est la valeur moyenne des termes du tenseur $\vec{\epsilon}$

$\epsilon = 4,55 \times 8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m. Nous pouvons alors mettre les équations linéaires (8) et (9) sous la forme matricielle suivante : tableau n°I.

Pour que cette équation admette un résultat non identiquement nul, il faut que le déterminant associé à la matrice soit nul. Si nous multiplions les deux dernières colonnes par $-\frac{i}{\omega} \sqrt{\frac{\epsilon}{\rho}}$ et les deux dernières lignes par $-i\omega \sqrt{\frac{\rho}{\epsilon}}$ le déterminant ne change pas de valeur, mais prend la forme simple suivante, obtenue en posant :

$$v'_{ijk} = \frac{e'_{ijk}}{\sqrt{\epsilon \rho}} \quad (\text{voir tableau n°2})$$

Таблица n° I

$\frac{C'_{II II}}{\rho} - \frac{\omega^2}{k^2}$	$\frac{C'_{II I2}}{\rho}$	$\frac{C'_{II I3}}{\rho}$	$\frac{i e'_{II 2}}{k \rho}$	$\frac{i e'_{II 3}}{k \rho} \omega$	U_{OI}
$\frac{C'_{I2 II}}{\rho}$	$\frac{C'_{I2 I2}}{\rho} - \frac{\omega^2}{k^2}$	$\frac{C'_{I2 I3}}{\rho}$	$\frac{i e'_{I2 2 \omega}}{k \rho}$	$\frac{i e'_{I2 3 \omega}}{k \rho}$	U_{O2}
$\frac{C'_{I3 II}}{\rho}$	$\frac{C'_{I3 I2}}{\rho}$	$\frac{C'_{I3 I3}}{\rho} - \frac{\omega^2}{k^2}$	$\frac{i e'_{I3 2 \omega}}{k \rho}$	$\frac{i e'_{I3 3 \omega}}{k \rho}$	$U_{O3} = 0$
$\frac{i \omega^2 e'_{2II}}{\epsilon k}$	$\frac{i \omega^2 e'_{2I2}}{\epsilon k}$	$\frac{i \omega^2 e'_{2I3}}{\epsilon k}$	$\frac{\omega^2 \epsilon'_{22}}{k^2 \epsilon} - \frac{I}{\epsilon \mu_0}$	$\frac{\omega^2 \epsilon'_{23}}{\epsilon k^2}$	E_{O2}
$\frac{i \omega^2 e'_{3II}}{\epsilon k}$	$\frac{i \omega^2 e'_{3I2}}{\epsilon k}$	$\frac{i \omega^2 e'_{3I3}}{\epsilon k}$	$\frac{\omega^2 \epsilon'_{32}}{k^2 \epsilon}$	$\frac{\omega^2 \epsilon'_{33}}{\epsilon k^2} - \frac{I}{\epsilon \mu_0}$	E_{O3}

Tableau n°2

$\frac{C'_{II II}}{\rho}$	$\frac{C'_{II I2}}{\rho}$	$\frac{C'_{II I3}}{\rho}$	$\frac{v'_{II2} \omega}{k}$	$\frac{v'_{II3} \omega}{k}$
$\frac{C'_{I2 II}}{\rho}$	$\frac{C'_{I2 I2}}{\rho}$	$\frac{C'_{I2 I3}}{\rho}$	$\frac{v'_{I22} \omega}{k}$	$\frac{v'_{I23} \omega}{k}$
$\frac{C'_{I3 II}}{\rho}$	$\frac{C'_{I3 I2}}{\rho}$	$\frac{C'_{I3 I3}}{\rho}$	$\frac{v'_{I32} \omega}{k}$	$\frac{v'_{I33} \omega}{k}$
$\frac{v'_{2II} \omega}{k}$	$\frac{v'_{2I2} \omega}{k}$	$\frac{v'_{2I3} \omega}{k}$	$\frac{\omega^2 \epsilon'_{22}}{k \epsilon \epsilon \mu_0}$	$\frac{\epsilon'_{32} \omega^2}{k^2}$
$\frac{v'_{3II} \omega}{k}$	$\frac{v'_{3I2} \omega}{k}$	$\frac{v'_{3I3} \omega}{k}$	$\frac{\omega^2 \epsilon'_{32}}{\epsilon k^2}$	$\frac{\omega^2 \epsilon'_{33}}{k^2} - \frac{I}{\epsilon \mu_0}$

= 0



Tableau n° 3

$32,7 \cdot 10^6 - \frac{\omega^2}{k^2}$	0	0	0
$15,3 \cdot 10^6 - \frac{\omega^2}{k^2}$	$6,9 \cdot 10^6$	$\frac{5 \cdot 10^2 \omega}{k}$	0
$6,9 \cdot 10^6$	$22 \cdot 10^6 - \frac{\omega^2}{k^2}$	$\frac{5 \cdot 10^2 \omega}{k}$	0
$5 \cdot 10^2 - \frac{\omega}{k}$	$\frac{5 \cdot 10^2 \omega}{k}$	$\frac{\omega^2}{k^2} - 2 \cdot 10^{16}$	0
0	0	$\frac{\omega^2}{k^2} - 2 \cdot 10^{16}$	$\frac{\omega^2}{k^2} - 2 \cdot 10^{16}$

Déterminons la valeur numérique de ce déterminant pour le quartz. Tous calculs faits, nous trouvons: (tableau n°3).

Habituellement on considère que ce déterminant est constitué à partir de 2 sous-déterminants couplés. Le premier sous-déterminant, composé des trois premières lignes et des trois premières colonnes, est appelé déterminant acoustique. Le deuxième sous-déterminant, constitué par les deux dernières lignes et les deux dernières colonnes, est appelé déterminant électromagnétique.

Les autres termes, appelés termes de couplage, sont faibles quand ils sont comparés aux termes des sous-déterminants définis ci-dessus. Le déterminant général se décompose donc en deux sous-déterminants, ce qui signifie physiquement que les vibrations électromagnétiques et mécaniques propres se propagent indépendamment.

Le déterminant acoustique permet d'étudier la propagation des ondes mécaniques:

$$\begin{vmatrix} 32,7 \cdot 10^6 - v^2 & 0 & 0 \\ 0 & 15,3 \cdot 10^6 - v^2 & 6,9 \cdot 10^6 \\ 0 & 6,9 \cdot 10^6 & 22 \cdot 10^6 - v^2 \end{vmatrix} = 0$$

D'après la forme de ce déterminant nous voyons que la direction Ox_I , est une direction de vibration propre et que la vitesse propre associée est $v = \sqrt{32,7 \cdot 10^6} = 5,7 \cdot 10^3$ m/s

Les autres directions de vibration propre sont situées dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation.

D'après la forme du déterminant électromagnétique, il est évident que les directions propres pour les vibrations électromagnétiques sont les axes 2 et 3 et que la vitesse de propagation propre commune est:

$$v = \sqrt{2} \cdot 10^8 \text{ m/s} = 1,4 \cdot 10^8 \text{ m/s.}$$

Les ondes mécaniques et électromagnétiques sont très faiblement couplées: elles se propagent à des vitesses très différentes. Elles peuvent donc être étudiées séparément. Dans la suite, nous nous limiterons à l'étude de la vibration propre de direction Ox_I , suivant l'axe Ox_I du quartz. Cette vibration est dite "longitudinale".

II - EXCITATION ET PROPAGATION DE LA VIBRATION PROPRE $u_I(x_I, t)$

Pour exciter la vibration propre u_I , nous utilisons les propriétés piézoélectriques du quartz. Un champ électrique E_I induit des tensions dans les directions I et 2 et une torsion autour de I (à cause de la forme particulière des relations $T_{ij} = e_{ikl} E_l$ dans le cas du quartz (Fig. 3) et d'un champ électrique appliqué suivant Ox_I). Il y a donc propagation d'ondes mécaniques longitudinales dans les directions I et 2 et d'une onde de torsion suivant la direction I.

L'onde de torsion est négligeable devant l'onde de compression, puisque $e_{III4} = 0,04$ est inférieur à $e_{III} = 0,113$. Le cristal est un barreau cylindrique d'axe de symétrie Ox_I . Il ne permet d'étudier que la propagation des ondes mécaniques se propageant suivant cet axe, puisque ses faces sont perpendiculaires à cet axe. La vibration de propagation suivant Ox_2 ne pourra être mise en évidence dans les expériences réalisées. Dans la suite, nous nous intéresserons donc à la seule vibration propre $u_I(x_I, t)$.

Etude de la propagation de la vibration propre $u_I(x_I, t)$

La déformation du milieu est caractérisée par $e_{II} = \frac{\partial u_I}{\partial x_I}$

Les tensions s'exerçant dans le milieu sont:

$$T_{II} = C_{II II} \frac{\partial u_I}{\partial x_I} - e_{III} E_I$$

$$T_{22} = C_{22 II} \frac{\partial u_I}{\partial x_I} + e_{III} E_I$$

$$T_{33} = C_{33 \text{ II}} \frac{\partial u_I}{\partial x_I}$$

$$T_{23} = C_{23 \text{ II}} \frac{\partial u_I}{\partial x_I} - e_{23I} E_I$$

$$T_{I3} = T_{I2} = 0$$

A partir des tensions on trouve facilement des forces s'exerçant suivant les directions I, 2, 3 :

$$F_I = \frac{\partial}{\partial x_j} T_{Ij} = \frac{\partial}{\partial x_I} T_{II} \text{ puisque } (T_{I2} = T_{I3} = 0).$$

De même nous trouvons:

$$F_2 = F_3 = 0$$

La seule force agissante est F_I . D'après la loi fondamentale de la mécanique :

$$F_I = \rho \frac{d^2 u_I}{dt^2} = \frac{\partial}{\partial x_I} T_{II} = C_{II \text{ II}} \frac{d^2 u_I}{dx_I^2} - \frac{d}{dx_I} e_{III} E_I$$

E_I est fonction de u_I . Nous pouvons remplacer $e_{III} E_I$ par sa valeur en fonction de u_I et D_I :

$$e_{III} E_I = \frac{e_{III} D_I}{\epsilon_{II}} - \frac{e_{III}}{\epsilon_{II}} \frac{\partial u_I}{\partial x_I}$$

En reportant dans l'équation du mouvement nous trouvons:

$$\rho \frac{d^2 u_I}{dt^2} - \left(C_{II \text{ II}} + \frac{e_{III}^2}{\epsilon_{II}} \right) \frac{d^2 u_I}{dx_I^2} = - \frac{\partial}{\partial x_I} \frac{e_{III}}{\epsilon_{II}} D_I$$

Posons :

$$v^2 = \frac{1}{\rho} \left(C_{II \text{ II}} + \frac{e_{III}^2}{\epsilon_{II}} \right)$$

$$F = \frac{e_{III}}{\epsilon_{II}} \left(C_{II \text{ II}} + \frac{e_{III}^2}{\epsilon_{II}} \right)$$

L'équation du mouvement prend alors la forme suivante:

$$\frac{\partial^2 u_I}{\partial x_I^2} - \frac{I}{v^2} \frac{\partial^2 u_I}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x_I} F D_I$$

Cette équation présente une analogie avec l'équation de propagation des ondes électromagnétiques que l'on obtiendrait à partir d'une source d'onde représentée par le gradient de FD_I . Ce gradient n'est différent de 0 que sur la surface excitée du quartz. Sur cette surface, D_I reste constant mais F subit une discontinuité de première espèce, puisque e_{III} passe de 0 hors du cristal à $e_{III} = 0,113$ dans le cristal. La fonction FD_I subit donc une discontinuité de première espèce à la surface du cristal. Sa dérivée peut être représentée par une fonction de DIRAC. En remplaçant D_I par sa valeur nous obtenons pour le deuxième membre de l'équation d'onde l'expression suivante:

$$\frac{\partial}{\partial x_I} FD_I = \mathcal{R} FD_I \cdot \delta(x_I - x_0) \exp j \omega t$$

\mathcal{R} désigne la partie réelle de l'expression qui suit.

x_0 est l'abscisse de la surface du cristal sur l'axe Ox_I . La solution cherchée est la partie réelle de la solution de l'équation suivante:

$$\frac{d^2 u}{d x_I^2} - \frac{I}{v^2} \frac{d^2 u}{d t^2} = FD_I \delta(x_I - x_0) \exp j \omega t$$

Nous savons que la solution de cette équation est:

$$u_I(x_I, t) = \frac{j}{2k} FD_I \exp - j \left[\omega t \pm k(x_I - x_0) \right]$$

+ pour $x < x_0$
- pour $x > x_0$

La partie réelle de cette expression représente l'onde mécanique se propageant dans le cristal:

$$u_I(x_I, t) = \frac{FD_I}{2k} \sin \left[\omega t \pm k(x_I - x_0) \right]$$

Il y a propagation à partir de la surface du cristal de 2 ondes mécaniques, l'une se propage vers $x_I > x_0$, l'autre vers $x_I < x_0$. La surface du cristal présente également une discontinuité mécanique qui est à l'origine de la réflexion de l'onde mécanique se propageant vers $x_I < x_0$. Cette onde s'ajoute en phase à la précédente. Il y a donc propagation à partir de la surface du cristal de l'onde mécanique:

$$u_I(x_I, t) = \frac{FD_I}{k} \sin(\omega t - k(x_I - x_0))$$

La surface du cristal étudié est donc source d'ondes hypersonores; par suite, le parallélisme des faces extrêmes ainsi que l'orientation de la surface excitée par rapport aux axes cristallographiques revêt une importance fondamentale.

a) Importance de l'orientation des faces par rapport aux axes cristallographiques.

Un cristal anisotrope est caractérisé par le fait qu'une onde mécanique de polarisation donnée ne se propage que suivant certaines directions privilégiées. Nous avons appelé ces directions de propagation, direction de propagation des vibrations propres. La propagation d'une onde dans une direction quelconque est caractérisée par le fait, la direction de propagation de l'énergie acoustique est différente de la normale au plan d'onde. Par suite, pour exciter ou détecter des ondes mécaniques, il faut que la surface du cristal (source des vibrations) soit perpendiculaire à la direction de propagation de vibrations propres correspondantes, si cette condition n'est pas exactement réalisée, une partie du front d'onde est diffusée par les parois du cristal, avant d'arriver sur la surface détectrice. La partie diffusée arrive sur la surface détectrice avec une phase aléatoire et contribue à l'absorption de l'onde mécanique dans le cristal. Si aucune précaution n'est prise, toute l'onde mécanique est diffusée par les parois du cristal et l'on n'observe aucune vibration de la surface détectrice.

b) Importance du parallélisme

Lorsqu'un vecteur d'onde \vec{k} fait un angle de $\beta = \frac{\lambda}{D}$ avec ($\lambda =$ longueur d'onde mécanique), la normale à la face excitée, la moitié de la surface vibre en opposition de phase avec l'autre, il s'en suit dans ce cas une disparition de la polarisation électrique totale sur la surface qui est à l'origine du flux d'énergie électromagnétique détecté dans la cavité. Si $\lambda < \frac{\lambda}{D}$ il y a diminution partielle de la polarisation et on constate, à la réception des irrégularités dans la décroissance des "échos" d'une impulsion électrique. Si l'on veut observer N échos le parallélisme des faces doit être défini à un angle $\beta = \frac{\lambda}{2 ND}$ près (D diamètre du barreau). Voir Fig. n°2

Exemple: Pour $N = 10$ on trouve dans le cas d'un barreau de 6 mm de diamètre à la fréquence 3,3 GHz : $\beta < 3$ secondes d'arc.

III - ASPECT ENERGETIQUE DE LA TRANSFORMATION ELECTROMECHANIQUE HYPER-SONORE.

Montrons d'abord que l'énergie électromagnétique localisée dans le cristal est transformée en énergie mécanique.

La puissance électromagnétique moyenne fournie au cristal est :

$$\overline{P_e} = \text{moyenne temporelle de } \frac{\overline{\vec{E} \cdot d\vec{D}}}{2 dt} \cdot V$$

$$\overline{P_e} = \frac{\overline{\vec{E}}}{2} - \frac{d \overline{\vec{D}}}{d t} V$$

$\overline{\vec{E}}$ est la moyenne spatiale de \vec{E}

$\overline{\vec{D}}$ est la moyenne spatiale de \vec{D}

V est le volume du cristal.

La moyenne spatiale de \vec{E} est :

$$\vec{E}(t) = \frac{I}{(x'_0 - x_0)} \int_{x_0}^{x'_0} \vec{E}(xt) dx$$

x'_0 et x_0 sont les abscisses des extrémités du cristal. $E(xt)$ est fonction de $\vec{D}(xt)$ et de la déformation du cristal.

$$\vec{E}(t) = \frac{I}{(x'_0 - x_0)} \int_{x_0}^{x'_0} \frac{I}{\epsilon_{II}} \left[\vec{D}(xt) - e_{III} \frac{\partial}{\partial x_I} u_I(x_I t) \right] dx$$

Si nous négligeons la variation spatiale de \vec{D} , nous obtenons pour $\vec{E}(t)$:

$$\vec{E}(t) = \frac{\vec{D}}{\epsilon_{II}} - \frac{e_{III} F \vec{D}}{\epsilon_{II} k (x'_0 - x_0)} \sin \omega t$$

A partir de cette expression nous pouvons facilement calculer la moyenne temporelle de la puissance électromagnétique localisée dans le cristal :

Tous calculs faits, nous trouvons :

$$\overline{P_e} = \frac{V}{(x'_0 - x_0)} \frac{e_{III} F D^2 \omega}{4 \epsilon_{II} k}$$

où :

$$\frac{V}{x'_0 - x_0} = S \text{ surface du cristal excitée.}$$

$\omega = kv$ loi de dispersion (v vitesse des hypersons)

D'après l'expression de $u = \frac{FD}{k} \sin \left[\omega t - k (x_I - x_0) \right]$

nous voyons facilement que :

$$\frac{F^2 D^2}{2} = \left| \frac{\partial u}{\partial x_I} \right|^2$$

$$\text{d'où : } \frac{P_m}{P_e} = \frac{S v}{2} \left[C_{II II} + \frac{\epsilon_{III}^2}{\epsilon_{II}} \right] \left(\frac{\partial u}{\partial x_I} \right)^2$$

Nous pouvons identifier le deuxième membre de cette expression avec le flux moyen d'énergie mécanique partant de la surface excitée. L'énergie électromagnétique localisée dans le cristal est donc transformée en énergie mécanique.

Pour évaluer le rendement électromécanique, il nous suffit de calculer le rapport entre l'énergie de l'onde hypersonore créée et l'énergie fournie au résonateur excitant le cristal.

L'énergie de l'onde hypersonore s'exprime aisément en fonction de E et D :

$$\overline{P_m} = S v \left(C_{II II} + \frac{\epsilon_{III}^2}{\epsilon_{II}} \right) \frac{\partial u}{\partial x_I} \neq S v C_{II II} \left(\frac{\partial u}{\partial x_I} \right)^2$$

$$\overline{P_m} = \frac{S v C_{II II} \epsilon_{III}^2 \overline{\vec{E}} \cdot \overline{\vec{D}}}{2 \epsilon_{II}^3}$$

En utilisant la définition classique du coefficient de qualité d'un résonateur $(q)_2$, nous obtenons l'énergie électromagnétique fournie en fonction de $\overline{\vec{E}}$ et $\overline{\vec{D}}$:

$$\overline{P_e} = \frac{W_{em}}{Q}$$

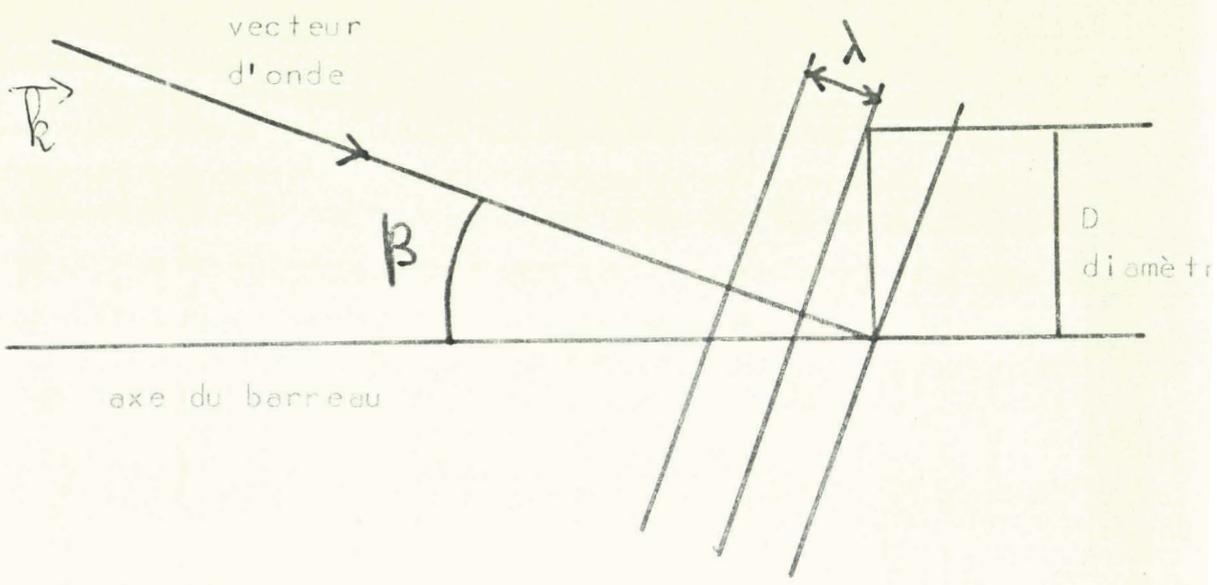


Fig. n° 2 - Effet du non parallélisme des faces

Si l'on considère que l'ensemble des lignes de champ électrique traverse le cristal :

$$W_{em} = \frac{\overline{\vec{E}} \cdot \overline{\vec{D}} V}{2} \quad V \text{ volume du cristal.}$$

$$\overline{P}_e = \frac{\omega \overline{\vec{E}} \cdot \overline{\vec{D}} V}{2 Q}$$

Le rendement prend alors la forme suivante:

$$= \frac{P_m}{\overline{P}_e} = \frac{C_{II II} e_{III}^2 V Q}{\epsilon_{II}^3 \omega l}$$

l est la longueur du cristal.

A 3 GHz, avec $l = 25$ mm et un coefficient de qualité de 10^3 , pour la cavité, nous trouvons un rendement de 10^{-3} .

L'énergie utilisée, dans la transformation électromécanique est donc faible vis à vis de l'énergie perdue par effet de Joule, dans les parois de la cavité. Le cristal de quartz ne perturbera que très peu le fonctionnement de la cavité.

D'autre part, nous avons placé le cristal en un endroit où le champ électrique est maximum et par suite, la valeur de l'impédance (en ce point) élevée; puisque le quartz perturbe très peu le fonctionnement de la cavité, on peut en déduire que son impédance motionnelle est très élevée également (de l'ordre de quelques mégohms).

ABSORPTION

Dans les calculs précédents nous n'avons fait aucune approximation et la théorie prévoit une propagation des ondes mécaniques sans atténuation. Or, ceci n'est pas vérifié expérimentalement, l'absorption observée s'interprète en supposant que les phénomènes de propagation ne se font de

façon ni réversible, ni adiabatique.

Lorsqu'une tranche de solide vibre, elle évolue d'elle-même puisque les forces internes la rappellent vers sa position d'équilibre. Il n'y a donc pas réversibilité, ce qui entraîne une perte d'énergie. Cette perte d'énergie par unité de temps et de volume est proportionnelle au carré des vitesses de déformation. On la représente habituellement par la fonction de dissipation :

$$\Psi = \eta_{ijkl} \frac{\partial e_{ij}}{\partial t} \frac{\partial e_{kl}}{\partial t}$$

Les η_{ijkl} sont des coefficients de viscosité. Pour une onde longitudinale Ψ à la forme suivante :

$$\Psi = \eta_{II II} \frac{\partial e_{II}}{\partial t}^2$$

Les échanges d'énergie ne se font pas de façon adiabatique puisqu'il y a échange de chaleur entre les régions comprimées et les régions dilatées du solide. Ces échanges sont décrits par le flux de chaleur \vec{q} qui circule entre les différentes parties du solide. Le vecteur \vec{q} est lié au gradient de température par la loi suivante :

$$q_i = -K_{ik} \frac{\partial T}{\partial x_k}$$

Il en résulte de ce transport d'énergie entre les différentes parties du solide une élévation d'entropie.

L'entropie locale est liée au flux de chaleur par la loi suivante :

$$T \frac{\partial S}{\partial t} + \text{div } \vec{q} = 0$$

Donc, la variation de l'entropie du cristal entier est :

$$\frac{\partial S_T}{\partial t} = - \int_{\text{Volume du cristal}} \frac{\text{div } \vec{q} dv}{T}$$

$$\frac{\partial S_T}{\partial t} = - \int_{\text{surface}} \frac{\vec{q}}{T} \cdot \vec{dS} + \int_{\text{volume}} \vec{q} \cdot \text{grad.} \frac{1}{T} dv$$

Le flux de chaleur ne sort pas du cristal donc:

$$\int_S \frac{\vec{q}}{T} \cdot \vec{dS} = 0$$

donc:

$$\frac{\partial S'_T}{\partial t} = \int_V \vec{q} \cdot \text{grad.} \frac{1}{T} dv$$

$$\frac{\partial S_T}{\partial t} = - \frac{1}{T^2} \int_V q_i \frac{\partial T}{\partial x_i} dv$$

La variation d'entropie locale est donc:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{K_{ik}}{T^2} \frac{\partial T}{\partial x_i} \frac{\partial T}{\partial x_k}$$

L'énergie perdue par unité de volume et de temps est:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{K_{ik}}{T} \frac{\partial T}{\partial x_i} \frac{\partial T}{\partial x_k}$$

Le flux de chaleur peut être déterminé lorsque l'on connaît l'expression de l'onde de température qui accompagne l'onde mécanique.

La variation de température liée à une déformation adiabatique uniforme du cristal est :

$$T - T_0 = \frac{T_0}{M C} V \left(C_{ijkl} \frac{\partial e_{kl}}{\partial T} \right) e_{ij}$$

T_0 température ambiante

C chaleur spécifique à déformation et champ électrique constant.

M masse du cristal
 V volume du cristal

$\frac{\partial e_{kl}}{\partial T}$ coefficient thermique de déformation.

Cette formule a été établie en négligeant l'énergie électrique mise en jeu dans la déformation du cristal. Elle s'obtient facilement en linéarisant l'expression de dS.

Partant des expressions précédentes, nous pouvons calculer la perte d'énergie dans le cristal par unité de volume et de temps pour la propagation de l'onde longitudinale décrite par : $e_{II} = \frac{\partial u_I}{\partial x_I}$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{K_{II} T_o}{M^2 c^2} v^2 \left[c_{IIkl} \left(\frac{\partial^2 u_I}{\partial x_I^2} \right)^2 \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_I} \right)^2 + \gamma_{II} \left(\frac{\partial^2 u_I}{\partial x_I \partial t} \right)^2 \right]$$

Cette expression permet de calculer la constante d'amortissement de l'onde mécanique dans le cristal qui est définie de la façon suivante:

$$\alpha = \frac{\text{Energie perdue par seconde}}{2 \times \text{flux d'énergie voyageant dans le cristal}}$$

L'expression de l'onde mécanique considérée est de la forme

$$u_I = u_{oI} \sin [\omega t - k (x - x_o)]$$

Le flux d'énergie mécanique accompagnant cette onde est :

$$\frac{V \rho \omega^2 u_{oI}^2}{2}$$

v vitesse de propagation de l'onde mécanique

ρ densité.

A partir de cette expression et de l'expression des pertes, nous trouvons pour valeur de la constante d'atténuation:

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2 v^3 \rho} \left[\gamma_{II} + \frac{K_{II}}{P^2 C^2} \frac{T_0}{v^2} \left(C_{II \text{ kl}} \frac{\partial u_k}{\partial x \rho} \right)^2 \right]$$

Cette expression peut se mettre sous la forme suivante, plus souvent utilisée:

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2 v^3 \rho} \frac{K_{II}}{C_p} \frac{C_{II \text{ II}}^{\text{adiab.}} - C_{II \text{ II}}^{\text{isoth.}}}{C_{II \text{ II}}^{\text{adiab.}}}$$

C_p est la chaleur spécifique à tension constante.

L'expérience montre que cette cause d'atténuation est négligeable à la fréquence de 3 GHz.

Pour interpréter les fortes atténuations observées dans le quartz pour des fréquences supérieures à 1 GHz, il faut étudier l'interaction entre l'onde acoustique qui se propage dans le quartz et les phonons thermiques. La fonction de distribution des phonons thermiques de fréquence inférieure à 10^{12} Hz est modifiée par la perturbation macroscopique qu'est la propagation d'une onde hypersonore dans le cristal. Cette fonction de distribution perturbée par les hypersons est solution de l'équation de transport de BOLTZMANN. Elle est utilisée pour calculer le changement d'entropie de l'ensemble des phonons thermiques considéré comme un gaz parfait. Le coefficient d'atténuation se calcule facilement lorsque l'on connaît la vitesse de variation de l'entropie. Cette théorie a l'avantage de donner des résultats conforme aux résultats expérimentaux, mais nécessite l'introduction de nombreux paramètres.

Les courbes représentant l'absorption des ondes hypersonores longitudinales dans le quartz en fonction de la température avec la fréquence comme paramètre, sont représentées sur la figure n°3. Toutes les courbes sont normalisées. 0 db/cm représente l'atténuation à 4,4°K.

Atténuation
en db/cm

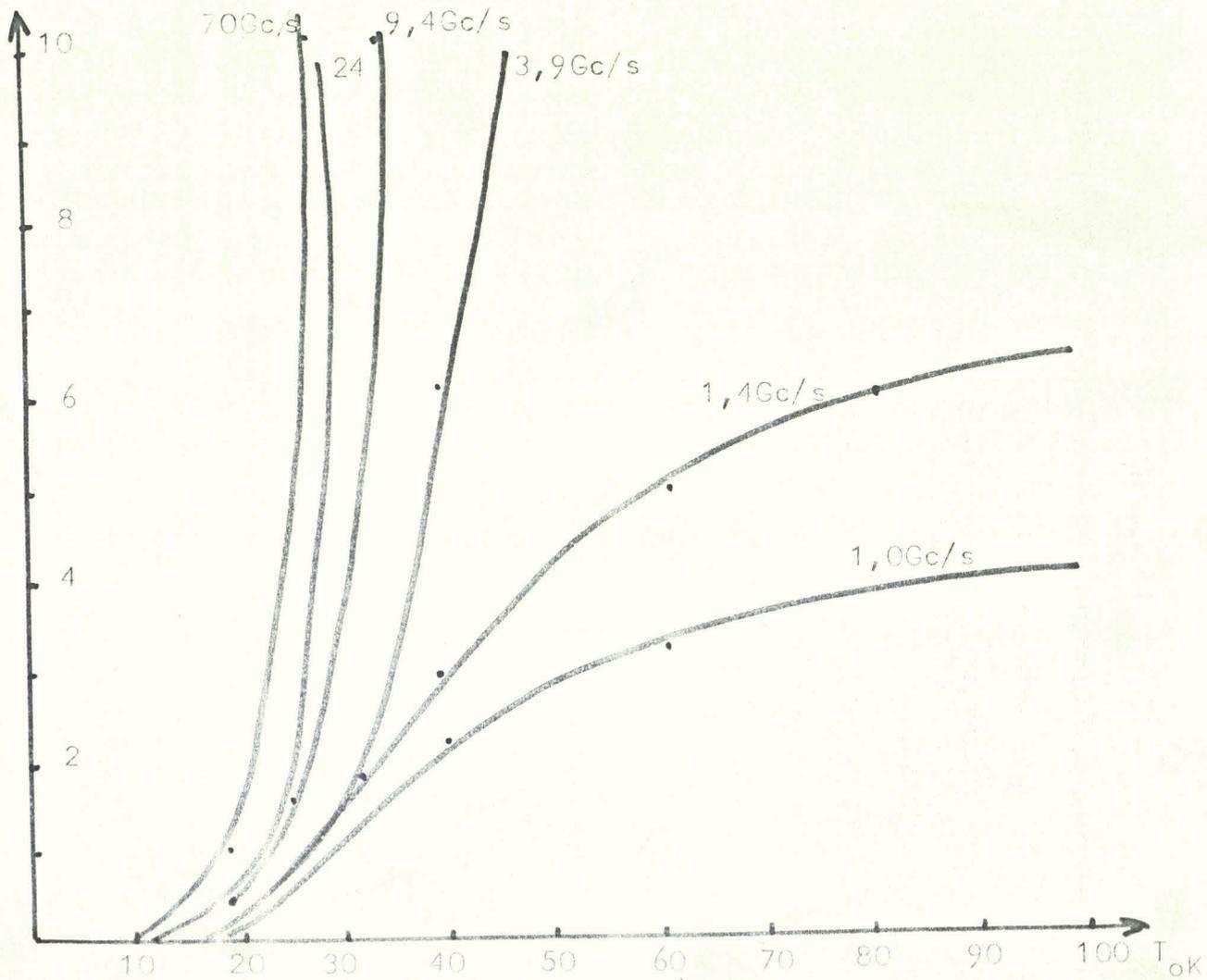


Fig. n°3 - Atténuation (en db/cm) des hypersons dans le quartz en fonction de la température.



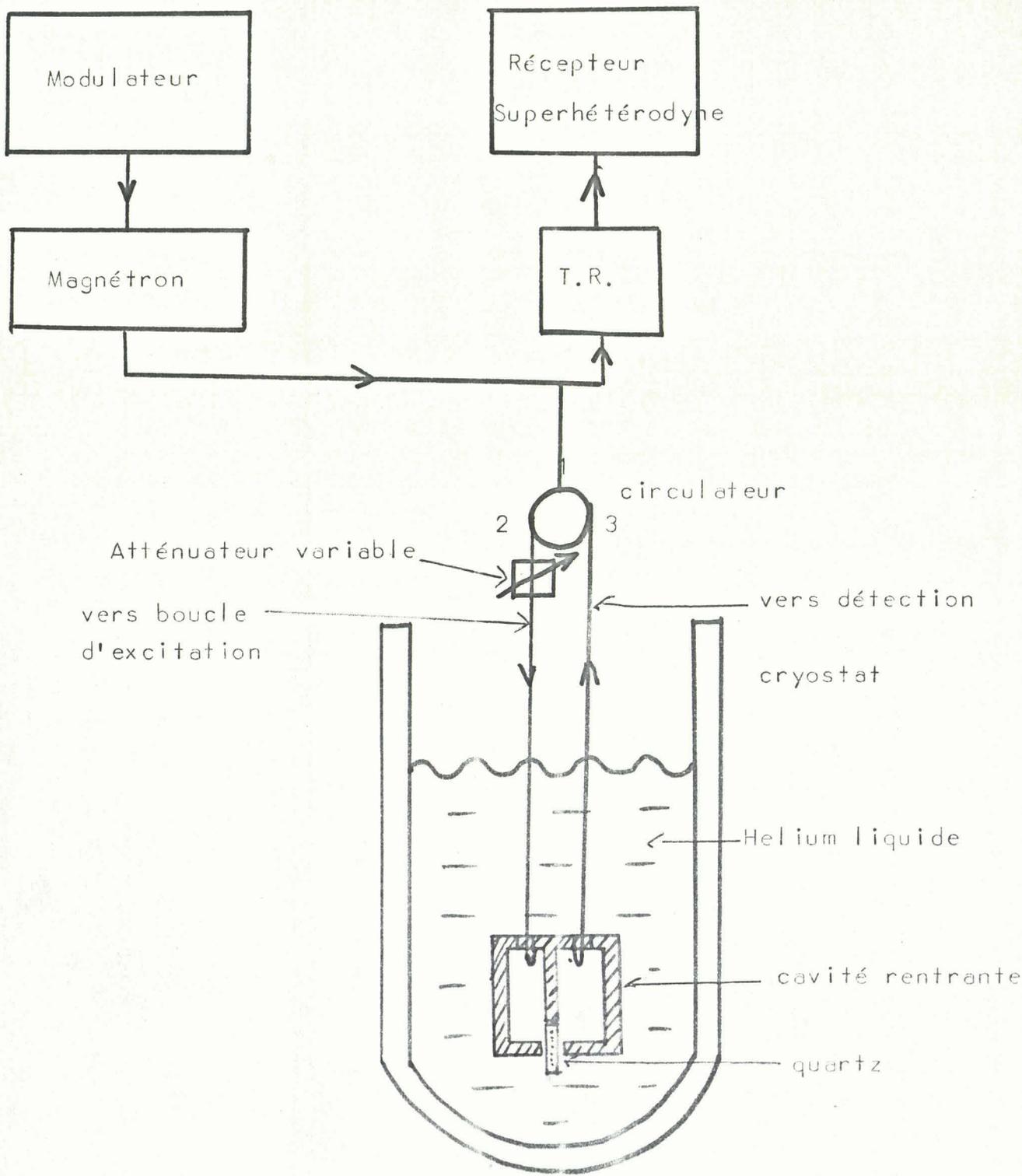


Fig. n° 4 - Schéma d'ensemble du montage



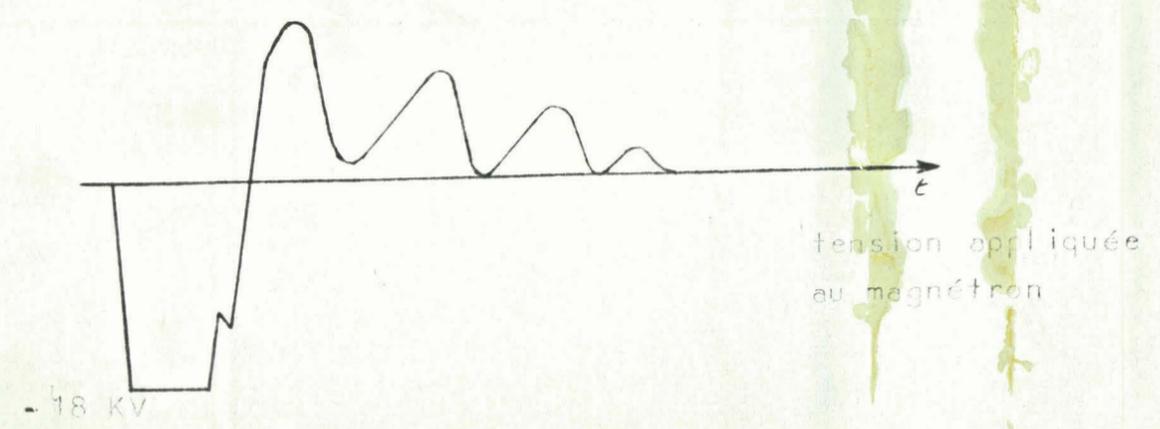
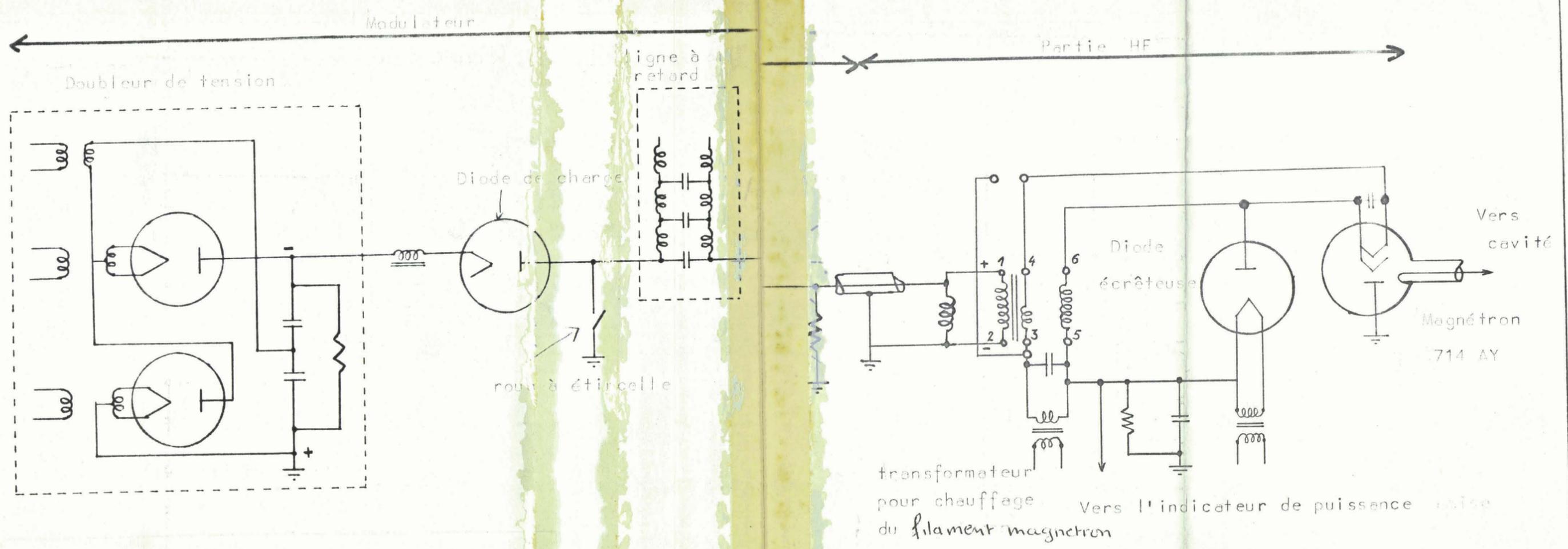


Schéma de l'émetteur d'impulsions H F

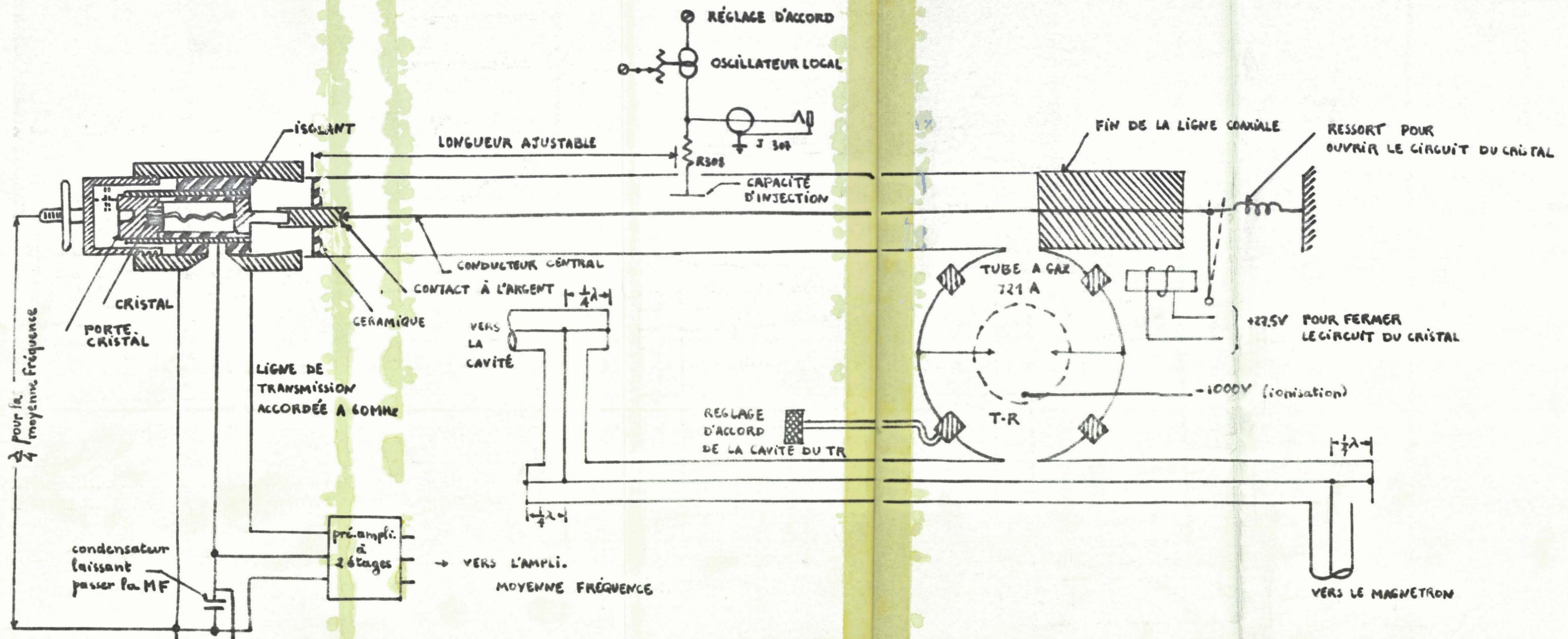


Fig 6. Ensemble détecteur

V - DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET RESULTATS

Pour produire et détecter les hypersons, nous avons utilisé un ensemble comprenant, un émetteur de puissance et un récepteur sensible reliés entre eux et à la cavité couplée au quartz, par des éléments de jonction hyperfréquence. (Fig. n°4).
Cet ensemble assure à la cadence voulue la commutation de la voie émission et de la voie réception sur le système excitant le quartz.

L'émetteur de puissance haute fréquence

Il est principalement constitué par le magnétron 7I4 AY alimenté par un modulateur, l'ensemble émet des impulsions de fréquence: 3,3 Gc/s, sous la puissance de 80 KW crête environ. La largeur des impulsions est 0,75 μ s et la fréquence de répétition 400 Hz.

Le modulateur est constitué par une ligne à retard dont l'entrée est court-circuitée régulièrement par l'arc formé par une roue à étincelles et rechargée entre chaque impulsion, sous une tension de 4 KV. Cette tension est fournie par une alimentation haute tension suivie d'une self doubleuse.

Le récepteur sensible

Les signaux à détecter étant des signaux hyperfréquences ($F = 3,3$ Gc/s); la transposition de fréquence est rendue nécessaire par le fait, que l'on ne dispose pas de moyens simples d'amplifier directement des signaux de fréquence aussi élevée.

On utilise donc un cristal mélangeur, qui reçoit d'une part les faibles impulsions à détecter et d'autre part, l'onde sinusoïdale entretenue d'un klystron oscillateur local, de fréquence F' .

Un phénomène de détection non linéaire donne à la sortie du cristal un signal à la moyenne fréquence $F - F' \approx 60 \text{ Mc/s}$ susceptible d'être amplifié et détecté par un amplificateur moyenne fréquence. Cet ensemble mélangeur est fragile puisque le cristal ne supporte pas de puissance crête supérieure à 1 W.

Après le changement de fréquence, les impulsions reçues sont amplifiées et détectées. La bande passante centrée à 60 Mc/s de cet amplificateur est de 6 Mc/s (largeur prise à 3 db). Le gain de tension de cet amplificateur qui est de 500.000 (115 db) est commandé par une variation de polarisation des deux premières lampes de l'amplificateur.

L'ensemble amplificateur est constitué par un préamplificateur à faible bruit, de gain en puissance 30 db et d'un amplificateur classique à accord décalé de gain 85 db environ.

La sensibilité de l'ensemble détecteur est limitée par le bruit du mélangeur et par celui du préamplificateur moyenne fréquence.

Ces ensembles émetteur et récepteur sont réunis au système à étudier de la façon suivante :

Un élément de ligne coaxiale suivi d'un guide rectangulaire assure la transmission du signal d'émission depuis la boucle de sortie du magnétron, jusqu'au système étudié. L'adaptation du guide au coaxial est réalisée au moyen d'un couplage variable.

Les circuits émission et réception sont branchés sur la même voie, mais il est nécessaire d'établir un "aiguillage" hyperfréquence pour canaliser correctement d'une part, l'énergie émise, d'autre part les signaux reçus.

Cette commutation "émission-réception" est assurée à chaque impulsion par un tube à gaz: le tube TR (anglais = transmitter-receiver).

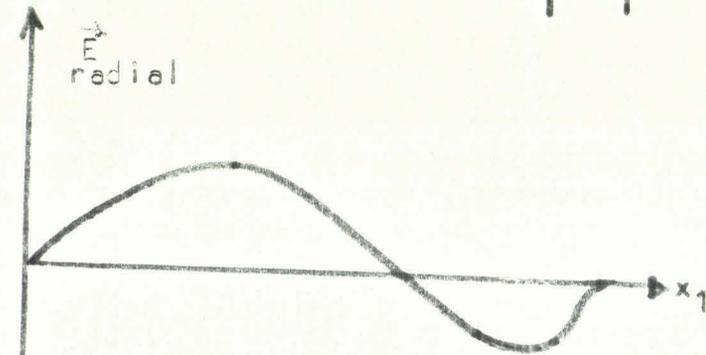
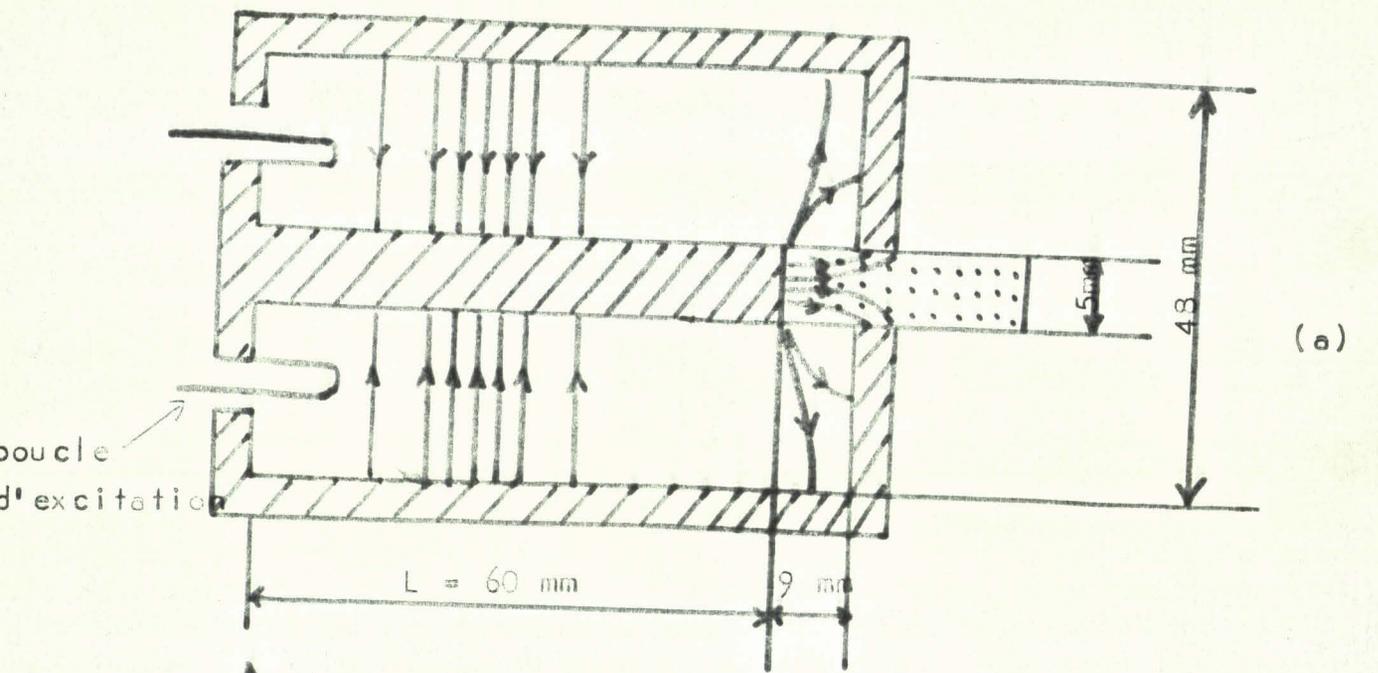
Pendant la durée de l'impulsion d'émission ($0,75 \mu\text{s}$) pratiquement toute l'énergie émise par le magnétron doit être transmise au système excitant le quartz. Le récepteur, qui serait endommagé par un signal d'entrée d'amplitude trop grande, doit se trouver protégé par la fermeture de la voie réception. Sous l'effet de l'impulsion hyperfréquence d'émission, une décharge gazeuse se produit dans le tube TR et court-circuite la voie réception. Toute l'énergie émise se trouve dirigée vers le système à étudier.

Pendant la période séparant les impulsions d'émission successives, les impulsions hyperfréquences de faible niveau, revenant du système étudié traversent le tube TR qui n'est plus ionisé et sortent amplifiées par le récepteur. Le tube TR est placé dans une cavité résonnante de façon à faciliter la transmission des faibles échos.

Après avoir étudié le fonctionnement de l'ensemble émetteur-récepteur de puissance, étudions l'adaptation qui doit être réalisée entre la charge constituée par le barreau de quartz et la ligne amenant la puissance. Il a été indiqué que l'impédance électrique équivalente du quartz était de l'ordre de quelques mégohms. Il faut donc adapter une ligne coaxiale d'impédance caractéristique 50Ω à une impédance de l'ordre du mégohm. Cette adaptation est réalisée au moyen de la cavité résonnante que nous décrivons dans le paragraphe suivant.

Cavité coaxiale

Le modèle de cavité que nous avons utilisé est du type "réentrant" (Fig. 7). Le calcul assimile cette cavité à une ligne coaxiale court-circuitée à un bout et chargée à l'autre extrémité par la capacité du quartz. Lorsqu'il n'y a pas surcouplage entre la boucle d'excitation et la cavité ce système présente une seule fréquence de résonance.



(a) Schéma de la cavité utilisée
 Fig.7 (b)(c) Amplitude des composantes E_r , E_{x_1} du champ électrique \vec{E} le long de l'axe Ox_1

Dimensions de la cavité

Etudions le problème d'une ligne coaxiale de longueur L , court-circuitée à une extrémité et chargée à l'autre par une capacité localisée C . Une telle ligne constitue un circuit résonant HF dont la fréquence de résonance est solution de l'équation:

$$Z_c \operatorname{tg} \frac{2 \pi L}{\lambda} = \frac{1}{\omega C}$$

(en négligeant les pertes par absorption dans la ligne)

L'impédance caractéristique exprimée en fonction de r_1 et r_2 , rayons des conducteurs centraux et extérieur, est donnée par la relation:

$$Z_c = 60 \operatorname{Log} \frac{d_2}{d_1} = 138 \operatorname{Log}_{10} \frac{d_2}{d_1} = 138 \operatorname{Log} 5,5$$

$$Z_c = 110$$

Ces deux relations donnent une idée des dimensions à adopter. Par exemple, si l'on calcule la capacité "en bout" en supposant que la moitié de la longueur réelle du barreau intervient dans la capacité apparente du cristal, on trouve :

$$C = \frac{\epsilon S}{e} = 9 \cdot 10^{-14} \text{ F. } \neq 10^{-13} = 0,1 \text{ pF}$$

Ces valeurs conduisent, pour une fréquence de résonance de 3,3 GHz, à une longueur théorique de ligne:

$$L = 60 \text{ mm}$$

Le calcul ne peut donner que des résultats très approchés. Pour les préciser, nous avons réalisé une cavité munie d'un piston court-circuit mobile et nous avons relevé la courbe donnant la fréquence de résonance en fonction de la longueur L de la ligne. Avec les mêmes paramètres que précédemment, la fréquence de résonance 3,3 GHz est obtenue par une longueur L de 54 mm. L'écart d'environ 10% entre la longueur calculée et la longueur mesurée montre que l'approximation faite dans le calcul est assez grossière. Elle suppose une capacité localisée en bout de coaxial, condition qui n'est pas remplie.

Rendement de la cavité

L'effet piézoélectrique est proportionnel au champ électrique donc proportionnel à la racine carrée de l'énergie réactive W_C emmagasinée dans le cristal. Pour une cavité donnée, on peut définir un rendement :

$$\eta = \frac{W_C}{W_T} = \frac{\text{Energie emmagasinée dans le cristal}}{\text{Energie totale emmagasinée dans la cavité}}$$

Le long du coaxial la tension est donnée par:

$$V(z) = V_0 \sin \frac{2 \pi z}{\lambda}$$

Le champ électrique radial est égal à :

$$E_r = \frac{V}{r \text{ Log } \frac{r_2}{r_1}} = \frac{V_0}{r \text{ Log } \frac{r_2}{r_1}} \sin \frac{2 \pi z}{\lambda}$$

L'énergie électrique W_L emmagasinée dans le tronçon de ligne L s'écrit:

$$W_L = \frac{\epsilon_0}{2} \int_V E^2 dV = \frac{\epsilon_0 V_0^2}{2 \left(\text{Log } \frac{r_2}{r_1} \right)^2} \int \frac{\pi}{r} \sin^2 \frac{2 \pi z}{\lambda} dr dz$$

$$\int_0^L \frac{I}{2} \left[1 - \cos \frac{4 \pi z}{\lambda} \right] dz = \frac{I}{2} \left[L - \sin \frac{4 \pi L}{\lambda} \right]$$

$$W_L = \frac{\pi \epsilon_0 V_0^2}{2 \text{ Log } \frac{r_2}{r_1}} \left[L - \frac{\lambda}{4 \pi} \sin \frac{4 \pi L}{\lambda} \right]$$

L'énergie emmagasinée dans le cristal est :

$$W_c = \frac{I}{2} C V_o^2$$

Avec les dimensions adoptées le rendement de la cavité s'écrit:

$$\eta = \frac{W_c}{W_L + W_c} = \frac{C}{C + \frac{\pi \epsilon_0}{\text{Log} \frac{r_2}{r_1}}} \left[L - \frac{\lambda}{4\pi} \sin \frac{4\pi L}{\lambda} \right]$$

En passant aux valeurs numériques, on trouve:

$$\eta \approx \frac{I}{85}$$

La raison de ce rendement faible est que la cavité résonne en $3\lambda/4$ et que seule une faible partie de l'énergie électromagnétique est localisée dans le quartz.

A partir de l'expression du rendement, il est évident que le rendement décroît si la longueur L augmente. Une augmentation de la longueur L étant due à une augmentation de la longueur du cristal dans la cavité, nous aurons intérêt lorsque nous disposons d'une puissance d'excitation donnée à ne placer qu'une faible partie du quartz dans la cavité.

Ce problème ne s'est pas posé pour nous, puisque nous disposions d'une puissance électrique suffisante pour provoquer l'ionisation du gaz situé dans la cavité à la résonance. Nous avons donc limité la puissance d'excitation à 1 KW crête environ.

Réglage à basse température

La fréquence du magnétron utilisé étant fixe, nous avons dû rendre variable la fréquence de la cavité, car la contraction thermique des parois était à l'origine d'une augmentation de la fréquence de résonance de la cavité.

Nous avons utilisé dans ce but une tige métallique fixée sur la tête de cryostat et qui plongeait plus ou moins dans l'enceinte résonnante.

Nous avons eu soin de veiller à l'étanchéité de cette cavité afin qu'une variation du niveau d'hélium dans le cryostat n'entraîne pas une variation de la fréquence de résonance de la cavité.

La variation absolue de fréquence obtenue avec ce système était de 100 Mc/s et la variation de fréquence due aux contractions thermiques était de l'ordre de 10 Mc/s. Le coefficient de couplage n'a pas subi de variation sensible lors de la descente en température puisque la largeur de bande de l'adaptation était supérieure à 10 Mc/s.

Adaptation

L'adaptation de la cavité résonnante au coaxial amenant la puissance HF a été réalisée au moyen d'une boucle de couplage variable. Pour réaliser les conditions de couplage critique, nous avons utilisé la méthode dynamique suivante : (Fig. 8).

Les sorties 1, 2, 3 d'un circulateur sont respectivement connectées à un générateur modulé en fréquence, à la cavité et à une détection adaptée. Nous avons modifié le couplage de façon à obtenir l'adaptation à la fréquence d'accord de la cavité. Le détecteur adapté, connecté à un oscilloscope balayé en synchronisme avec le wobulateur permet le repérage de cette adaptation, elle a lieu lorsque l'amplitude détectée à la fréquence d'accord f est égale à celle que l'on obtient en remplaçant la cavité par une charge adaptée.

La bande passante de la cavité obtenue après réglage au couplage critique était suffisante pour que les impulsions de 0,75 μ s utilisées soient transmises sans déformation. La largeur à 3 db d'une courbe de résonance de la cavité était:

$$2 \Delta f \approx 5 \text{ Mc/s}$$

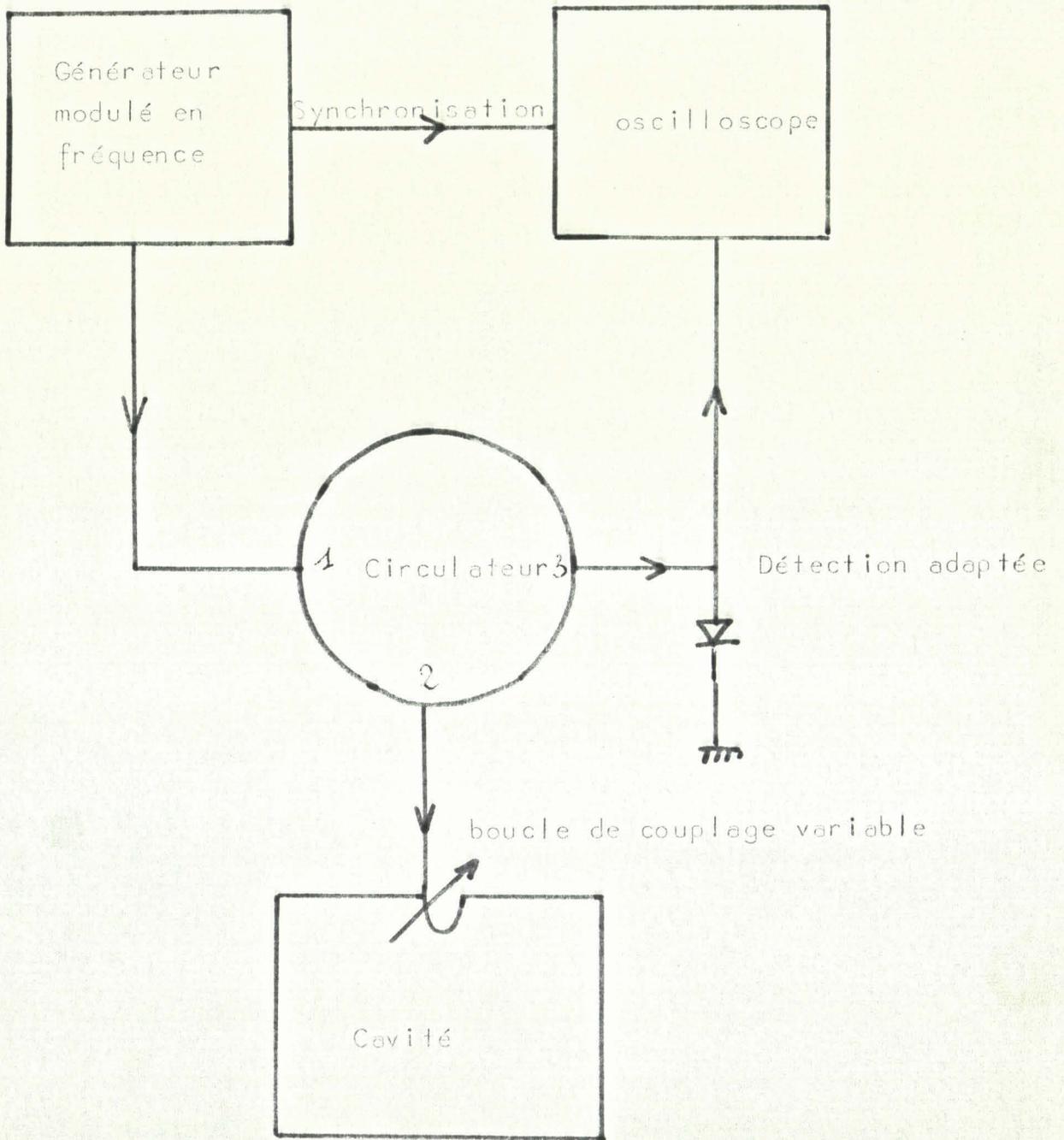
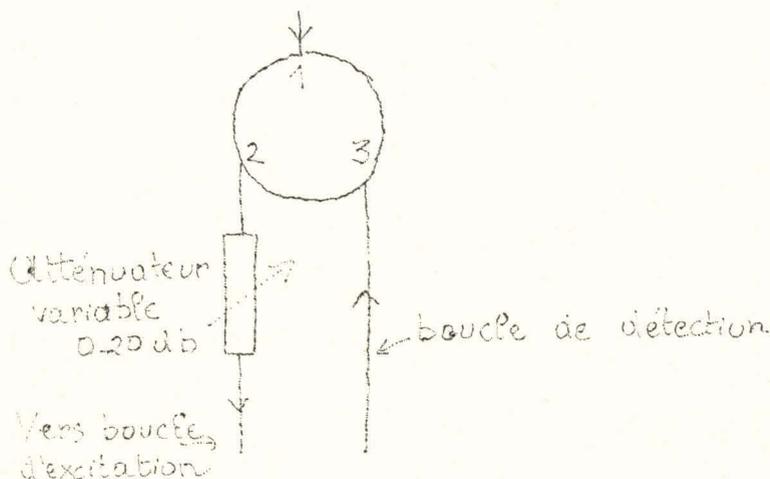


Fig. n°8 - Montage permettant de régler l'adaptation de la cavité

Liaison entre le guide amenant la puissance et la cavité

Cette liaison est réalisée au moyen d'un circulateur et d'un atténuateur. Cet ensemble permet d'atténuer la puissance incidente dans une gamme variant de 0 db à 20 db sans atténuer les échos détectés. Le circulateur introduit une perte de 0,7 db dans la transmission des échos réfléchis.



Nous avons constaté que les cavités utilisées pouvaient être excitées avec une puissance de l'ordre du Kilowatt crête. Nous avons vérifié également que le système de détection permettait de détecter des échos de puissance crête voisine de 10 picowatts dans la cavité.

REALISATION DE L'APPAREILLAGE ET MANIPULATION

Nous avons placé la cavité et le cristal à étudier dans un cryostat à hélium, monté par M. MARTIN et déjà décrit par ailleurs (Réf.n°10): après un premier essai peu concluant, les "circuits de froid" furent modifiés. De multiples "transferts" ont été maintenant opérés: une bouteille d'hélium liquide (de contenance approximative dix litres) permet 3 ou 4 refroidissements, jusqu'à quelques degrés Kelvin, en plusieurs jours....

Lorsque le système "coaxial + cavité + cristal " est parvenu à la température de l'hélium liquide (Fig. 4), nous alignons la fréquence de la cavité refroidie sur la fréquence d'émission du magnétron, en utilisant le système de réglage décrit précédemment. Avec une puissance crête d'excitation inférieure à un kilowatt, nous avons pu observer une vingtaine d'échos hypersonores; les premiers étaient écrêtés par le système de détection. La décroissance exponentielle des échos suivants, nous montrait que le cristal utilisé était correctement taillé. Nous remercions Monsieur le Professeur Y. LE CORRE, qui nous a permis de contrôler l'état des cristaux utilisés et de les comparer avec ceux taillés dans son laboratoire d'Ultrasons.

L'intervalle de temps séparant les échos correspondait à la propagation d'ondes longitudinales pures: le champ électrique à l'extrémité de la cavité était donc pratiquement uniforme, puisqu'aucune onde transversale ne semble avoir été excitée.

Nous avons constaté également qu'en augmentant la puissance d'excitation des hypersons, l'intensité des échos augmentait proportionnellement. Il semble donc que l'atténuation hypersonore ne soit pas fonction de la puissance des ondes mécaniques transmises dans le quartz.

CONCLUSIONS

Nous avons étudié théoriquement et expérimentalement la production d'ondes hypersonores par effet piézoélectrique dans la gamme de fréquences s'étendant de 1 à 4 gigahertz environ.

Après avoir montré, qu'il peut y avoir propagation d'une onde hypersonore de type longitudinal pur, suivant l'axe électrique du cristal utilisé, nous décrivons l'excitation et la propagation de cette vibration longitudinale dans un cristal de quartz taillé perpendiculairement à l'axe électrique.

L'étude énergétique de la transformation électroacoustique permet de montrer que le rendement de cette transformation reste faible (de l'ordre de 10^{-3}). L'examen de l'absorption des hypersons au sein du quartz permet de déterminer quelques facteurs intervenant dans l'absorption des ondes hypersonores; notamment le rôle de la fréquence; α croît aussi vite que le carré de ω .

Nous décrivons enfin, les premiers résultats obtenus: l'obtention d'échos hypersonores à 3,3 gigahertz vers 4° Kelvin. Soulignons que le mode de vibration excité est "apériodique" (non résonnant).

Indiquons que nous avons également obtenu quelques échos hypersonores à une fréquence voisine de 1 gigahertz à la température ambiante. Cette étude sera développée ultérieurement. Nous nous proposons en effet d'étudier systématiquement la production et les propriétés des hypersons à des fréquences de plus en plus grandes obtenues dans d'autres types de cristaux isolants.

BIBLIOGRAPHIE

- I - LANDAU and E.M. LIFSHITZ - "Théorie of elasticity" Pergamon Press
London 1950.
- 2 - J. de KLERK D.I. BOLEF - Pulsed hypersonic technique and same atténua-
tion measurements in quartz at low temperatures.
I.E.E.E. Transactions on ultrasonic engineering
1963.
- 3 - GALIBERT - Production, détection et utilisation des hypersons par l'étude
des propriétés des solides. Métaux Corros. Indust. Fr. 1965
40 n°483.
- 4 - E.H. JACOBSEN - Sources of sound in piézoélectric cristals . Journal of
the acoustical society of America . Vol. 32 n°8 1960
- 5 - E.H. JACOBSEN - Experiments with phonons at microwave frequencies. Pro-
ceedings of the international on quantum électronique.
September 1959.
- 6 - H.E. BOMMEL and DRANSFELD - Excitation and attenuation of hypersonic
waves in quartz. Phys. Rev. Letters Vol. II7
n°5 1960.
- 7 - H.E. BOMMEL and K. DRANSFELD - Attenuation of hypersonic waves in quartz.
Phys. Rev. Letters Vol. 2 n°7 1959.
- 8 - J.B. THAXTER and P.E. TANNENWALD - Temperature dependence of attenuation
of 70 Gc/sec acoustic waves in quartz.
Applied Physics Letters Vol. 5 n°4
1964.
- 9 - TOURNIER - "Le quartz piézoélectrique " 1942.
- 10 - MARTIN - D.E.S. Lille Décembre 1966.
Etude et mise au point d'un cryostat à hélium en vue de la propa-
gation d'ultrasons et hypersons dans les solides aux très bas-
ses températures.
- II - AARHUS Summer School Lecture 1963. Phonons ans phonons interactions .
Thor A Bak Editor.

