

50376  
1966  
15

50376  
1966  
15

UNIVERSITÉ DE LILLE

FACULTÉ DES SCIENCES

---

CENTRE DE 3<sup>e</sup> CYCLE D'ÉLECTRONIQUE

**THÈSE DE 3<sup>e</sup> CYCLE**

---



Contribution à l'amélioration  
d'un spectromètre Stark par asservissement  
de la fréquence de la source

---

Membres du Jury : M. GABILLARD, Président  
M. LEBRUN, Examineur  
M. WERTHEIMER, Examineur

Présentée à Lille, le 12 Juillet 1966

par

Alain DUBRULLE

DOYENS HONORAIRES :

MM. PRUVOST, LEFEBVRE, PARREAU.

PROFESSEURS HONORAIRES :

MM. ARNOULT, BEGHIN, CAU, CHAPOLON, CHAUDRON, CORDONNIER,  
 DEHUVELS, DEHORNE, DOLLE, FLEURY, GERMAIN, KOURGANOFF,  
 LAMOTTE, LELONG, Mme LELONG, MM. MAZET, NICHEL, NORMANT,  
 PARISIELLE, PASCAL, PAUTHENIER, ROIG, ROSEAU, ROUBINE,  
 WIEMANN, ZAMANSKY, KAMPE DE FERLET.

DOYEN :

Monsieur TILLIEU, Professeur de Physique

ASSESSEURS :

MM. DURCHON                                    Professeur de Zoologie  
 HEUBEL                                        Professeur de Chimie Minérale

PROFESSEURS :

MM. BACCHUS	Astronomie Calcul Numérique
BECART	Physique
BERKER	Mécanique des Fluides
BLOCH	Psychophysiologie
BONNEMAN-BEMIA	Chimie et Physico-Chimie Industrielle
BONTE	Géologie appliquée
BOUGHON	Mathématiques
BOUISSET	Physiologie animale
BOURIQUET	Botanique
CÉLET	Géologie
CORSIN	Paléobotanique
DECUYPER	Mathématiques
DEDEKER	Professeur associé de Mathématiques
DEFRETIN	Biologie marine
DEHORS	Physique Industrielle
DELATRE	Géologie
DELEAU	Géologie
DELHAYE	Chimie Minérale
DESCOMBES	Calcul différentiel et intégral
FOURET	Physique
GABILLARD	Radioélectricité et Electronique
GERMAIN	Chimie Générale et Chimie Organique
GLACET	Chimie
GONTIER	Mécanique des Fluides

MM	HEIM DE BALZAC	Zoologie
	HOCQUETTE	Botanique générale et appliquée
	LEBEGUE	Botanique
Mme	LEBEGUE	Physique
Mr	LEBRUN	Radioélectricité
Melle	LENOBLE	Physique
MM	LIEBART	Radioélectricité
	LINDER	Botanique
	LUCQUIN	Chimie Minérale
	MARION	Chimie
Melle	MARQUET	Mathématiques
MM	MARTINOT-LAGARDE	Mécanique des Fluides
	MAUREL	Chimie
	MENESSIER	Géologie
	MONTREUIL	Chimie Biologie
	MORLAMEZ	Physique
	PARREAU	Mathématiques
	PEREZ	Physique
	PHAM MAU QUAN	Mécanique rationnelle et expérimentale
	POUZET	Calcul Numérique
	PROUVOST	Géologie
	SAVARD	Chimie Générale
	SCHALLER	Zoologie
	SCHILTZ	Physique
Mme	SCHWARTZ	Analyse supérieure
MM	TRIDOT	Chimie
	VIVIER	Biologie animale
	WATERLOT	Géologie et Minéralogie
	WERTHEIMER	Physique

MAITRES DE CONFERENCES :

MM	BEAUFILS	Chimie Appliquée
	BLANCHARD	Chimie Générale
	BOILLET	Physique
	BUI TRONG LIEU	Mathématiques
	CHASTRETTE	Chimie Générale
	COMBET	Mathématiques
	CONSTANT	Physique
	DERCOURT	Géologie et Minéralogie
	DEVRAINNE	Chimie Générale
Mme	DRAN	Chimie Appliquée
MM	FOATA	Mathématiques
	GAVORET	Physique
	HERZ	Mathématiques
	HUARD DE LA MARRE	Calcul Numérique
	LACOMBE	Mathématiques

MAES	Physique
METTETAL	Zoologie
MONTARIOL	Chimie
MOUVIER	Chimie
NGUYEN PHONG CHAU	Physique
PANET	Electromécanique
RAUZY	Mathématiques
SAADA	Physique
SEGARD	Chimie Biologique
TUDO	Chimie Minérale Appliquée
VAZART	Botanique
VAILLANT	Mathématiques
VIDAL	Physique Industrielle

---

SECRETARE GENERAL, ATTACHE PRINCIPAL : Monsieur LEGROS

ATTACHES D'ADMINISTRATION :

Messieurs COLLIGNON  
FACON  
JANS  
LEROY

-----

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne du Département de Physique de la Faculté des Sciences de L'Université de Lille, sous la direction de Monsieur le Professeur Wertheimer, à qui je tiens à exprimer mes sentiments de vive gratitude.

Je remercie tout particulièrement Monsieur le Professeur Gabillard, directeur du Centre de 3ème cycle d'Electronique de Lille, 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.

J'adresse également mes remerciements à mon collègue et ami, G. Journal qui a, par sa collaboration, permis de mener à bien la réalisation de ce travail.

Mes remerciements vont encore à Messieurs Rosseels et Vanhoutte pour les conseils et l'aide constante qu'ils m'ont apportés, ainsi qu'au Personnel de l'atelier pour les réalisations mécaniques de ce travail.

I N T R O D U C T I O N  
=====

L'étude de la structure quadripolaire dans le spectre de rotation du chlorure de thionyle , nous impose l'utilisation d'un spectromètre de grande sensibilité présentant un bon pouvoir de résolution.

Le spectromètre stark répond aux conditions de sensibilité, mais son pouvoir de résolution dans des conditions normales d'utilisation est assez faible.

Pour pallier à ce défaut nous avons réaliser un dispositif permettant un balayage très lent de la fréquence de la source hyperfréquence.

SOMMAIRE

Un procédé de balayage lent de la fréquence de la source hyperfréquence ne présente, en spectrométrie stark, que des avantages puisque sensibilité et résolution de l'appareillage sont alors augmentées.

La réalisation d'un tel procédé impose la réduction des variations aléatoires de la fréquence d'oscillation du klystron à des valeurs faibles devant la largeur des phénomènes observables.

Pour cela deux ondemètres en transmission, dont les fréquences d'accord sont légèrement décalées, définiront une fréquence d'oscillation du klystron. Tout écart de fréquence sera traduit par deux courants détectés variant en sens inverse.

Après amplification, la différence de ces courants sera transformée en effet correcteur de la fréquence d'oscillation de la source soit, par l'intermédiaire d'un champ magnétique agissant sur le faisceau électronique du klystron soit par variation de la tension réflecteur du klystron, la liaison amplificateur réflecteur étant réalisée par un dispositif opto-électronique.

Le balayage linéaire de la fréquence sera provoqué par déplacement lent de la fréquence d'accord des ondemètres.

Nous avons utilisé ces procédés à l'étude des conditions physique et électronique permettant d'obtenir des largeurs de raies voisines de celles prévues comme minimum par la théorie.

Pour augmenter la sensibilité des spectromètres, on est conduit à séparer les causes de bruits en deux catégories, l'une liée au spectre du signal et l'autre liée à la fréquence moyenne de ce spectre.

Pour cela il suffit de moduler l'absorption à la fréquence  $f_0$ . La bande passante du quadripole de sortie sera alors déterminée par la vitesse de balayage tandis que le bruit de cristal qui n'est pas un bruit blanc dépendra de la fréquence de modulation  $f_0$ . Pour réaliser cette modulation nous utilisons un spectromètre à effet stark. En absence de champ électrique apparait le phénomène d'absorption tandis qu'en présence d'un champ électrique la dégénérescence des niveaux de rotation est plus au moins levée et l'absorption se répartie entre un nombre plus important de raies. Pratiquement en modulant avec un signal carré, la demi période correspondant à l'absence de champ donne le spectre de la molécule en milieu isotrope ; l'autre demi période donnant son spectre stark. Les fréquences des raies du second spectre dépendent de l'intensité du champ électrique appliqué.

Influence de la vitesse de balayage sur la largeur des raies (1)

Soit  $S_0 \cdot e^{i\theta}$  le signal émis par un klystron  $\theta$  désigne la phase du signal.

$\frac{d\theta}{dt} = \omega$  représente la pulsation instantanée

si le klystron est balayé linéairement en fréquence on a  $\omega = \omega_0 + bt$  et

$$\theta = \omega_0 t + \frac{1}{2} bt^2$$

La transformée de Fourier nous donne le spectre de ce signal soit :

$$\begin{aligned} g(\omega) &= \frac{S_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i(\omega_0 t + \frac{bt^2}{2})} e^{-i\omega t} dt \\ &= \frac{S_0}{2\pi} \sqrt{\frac{2\pi i}{b}} e^{-i \frac{(\omega_0 - \omega)^2}{2b}} \end{aligned}$$

La raie du gaz a étudier constitue un filtre pour le signal envoyé.

La réponse en amplitude de ce filtre est donnée par :

$$H(\omega) = 1 - \exp \left[ -\frac{1}{2} \text{Log} 2 \left( \frac{\omega_0 - \omega}{\Delta\omega} \right)^2 \right]$$

si l'on admet pour la raie une forme de Gauss

où  $\Delta\omega$  est la largeur qui correspond à une amplitude  $\frac{1}{\sqrt{2}}$  fois l'amplitude du maximum.

La réponse de ce filtre à une tension d'entrée de la forme  $g(\omega)$  sera :

$$V(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega) H(\omega) e^{i\omega t} d\omega$$

$$V(t) = \left[ \frac{1 + i\gamma}{1 + \gamma^2} \right]^{1/2} e^{-\frac{\gamma}{2(1+\gamma^2)} bt^2} e^{i \left[ \omega_0 t + \frac{bt^2}{2(1+\gamma^2)} \right]}$$

$$\text{avec } \gamma = \left[ 4 \log 2 \right] \frac{b}{\Delta\omega^2}$$

Le module de cette expression détermine l'amplitude du signal de sortie. Il apparaît donc que la largeur apparente de la raie augmente avec la vitesse de balayage.

#### Nécessité du balayage lent en spectrométrie stark

Un balayage très lent aura donc pour effet :

- 1°) De diminuer la largeur apparente des raies
- 2°) De diminuer le bruit à la sortie du quadripole amplificateur puisque la bande passante de l'amplificateur de sortie sera d'autant plus réduite que la vitesse de balayage est lente.

Cela se traduit par une augmentation de la sensibilité du spectromètre.

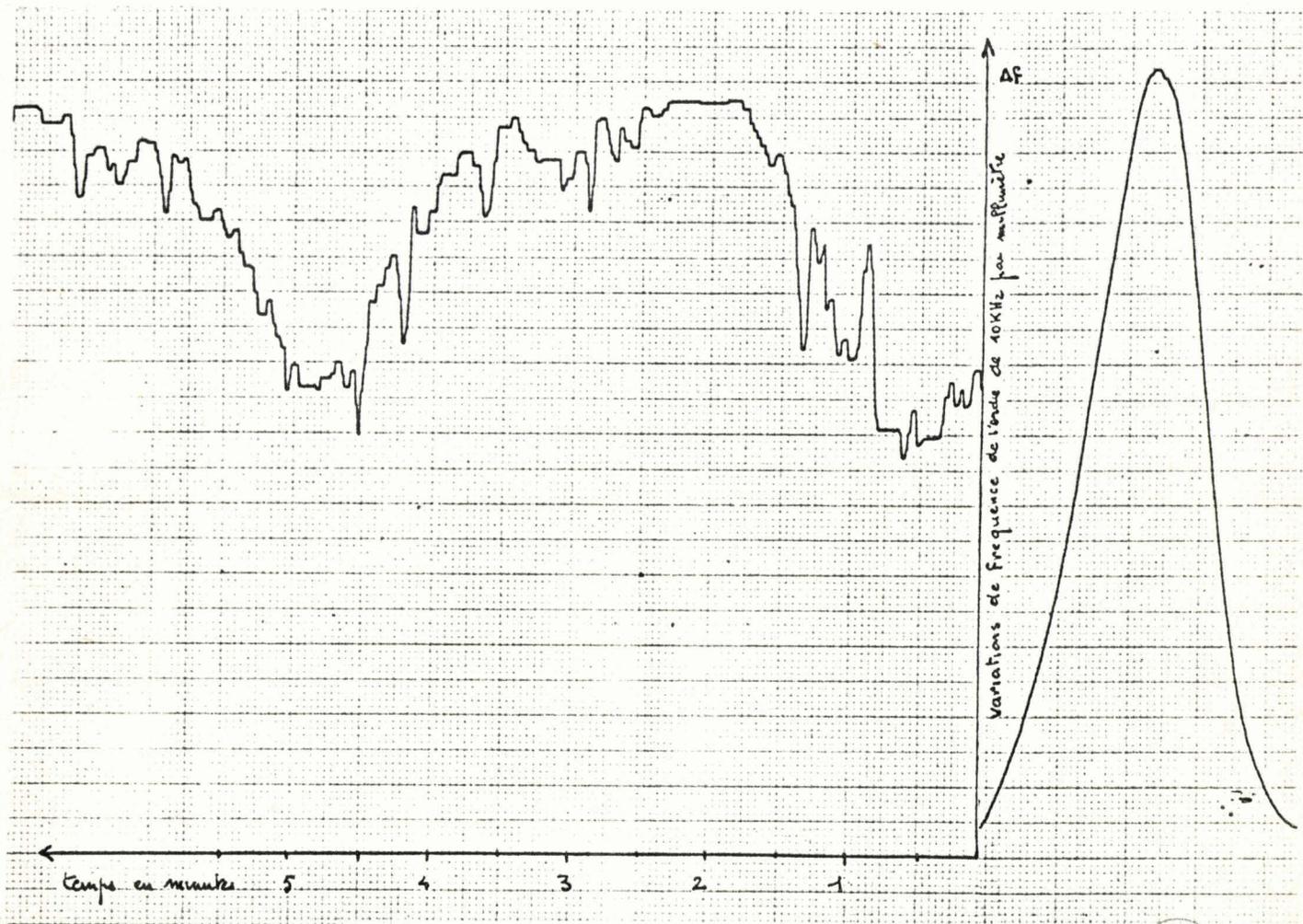
#### Nécessité d'une stabilisation de la fréquence d'oscillation de la source hyperfréquence.

Nous venons de voir la nécessité d'un balayage lent pour augmenter la sensibilité et la résolution des spectromètres stark. Or, la fréquence d'oscillation des klystrons varie aléatoirement au cours du temps.

Le chauffage du filament du klystron, les variations possibles des tensions d'alimentation, les déformations de la cavité dues aux effets thermiques, sont sans doute les principales causes de variation de la fréquence d'oscillation des klystrons.

Pour un klystron 8 mm Philips, ces dérives atteignent plusieurs centaines de Kilohertz par minute et l'enregistrement (1) traduit ce fait (la détection des variations de fréquence étant faite à partir du flanc d'un ondemètre en transmission qui joue le rôle de discriminateur).

Il apparait donc nécessaire de réduire ces variations de fréquence à une valeur très inférieure à la largeur des raies à étudier.



Courbe de variation de la fréquence  
d'oscillation d'un klystron 3mm en  
fonction du temps

(1)

BUS  
LILLE

CHAPITRE - II -

## Procédés de stabilisation

Deux procédés sont utilisés pour stabiliser la fréquence d'oscillation d'un klystron.

Stabilisation de phase

La figure (2) représente une chaîne de stabilisation de phase. Un signal, issu d'un oscillateur étalon stable en fréquence, est après multiplication mélangé au signal H.F. issu du klystron à stabiliser.

On recueille à la sortie du cristal mélangeur un signal de fréquence  $(F_0 - N F_e)$ ,  $F_0$  doit être telle que  $(F_0 - N F_e)$  est voisin d'une fréquence intermédiaire  $F_i$ .

Le signal de fréquence  $F_i$  est alors amplifié, mis en forme et l'on compare la phase de ce signal à la phase d'un signal de référence issu de l'étalon de fréquence.

A la sortie du comparateur de phase on recueille une tension continue d'erreur qui est appliquée au réflecteur du klystron.

La phase de la source hyperfréquence est donc verouillée sur celle de l'étalon de fréquence et la stabilité relative en fréquence du klystron est celle du pilote.

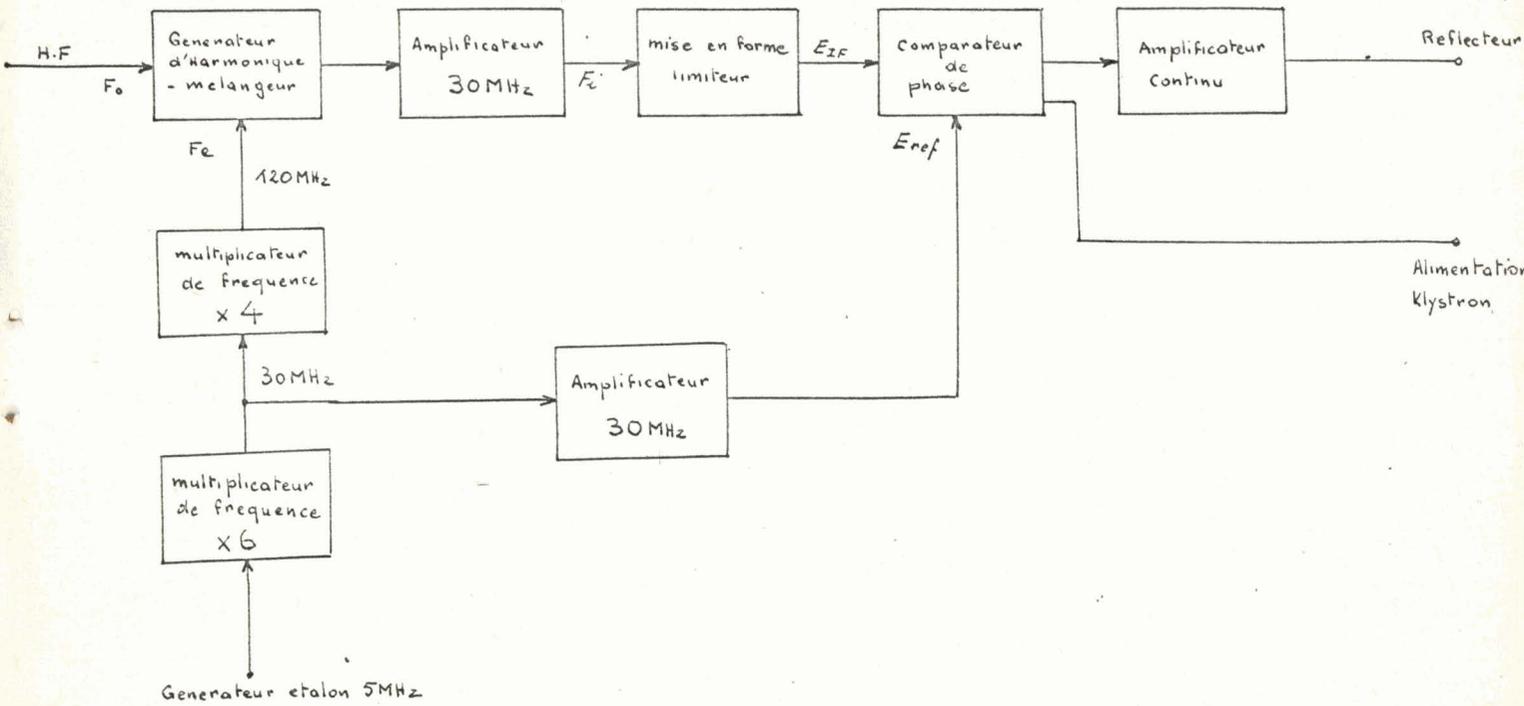
Il est possible d'obtenir par ce procédé une stabilité caractérisée par un  $\frac{\Delta F}{F}$  de l'ordre de  $10^{-11}$ .

Stabilisation de Fréquence

Un dispositif détecte les variations de fréquence autour d'une fréquence d'oscillation du klystron choisie. Ce signal d'erreur correctement amplifié est transformé en effet correcteur de fréquence par un servo mécanisme qui ramène la fréquence d'oscillation du klystron au voisinage du point de fonctionnement choisi. La qualité de la stabilisation est liée au gain de la chaîne et la correction de fréquence n'intervient par l'intermédiaire du servo

# STABILISATION DE PHASE

$$F_0 = n \cdot 120 = \pm 30 \text{ MHz}$$



## Comparateur de phase

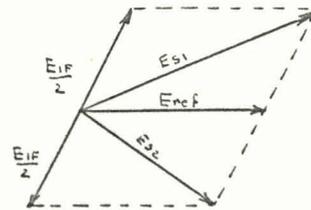
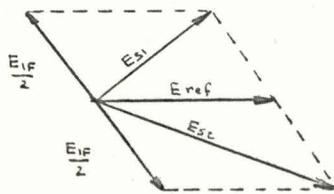
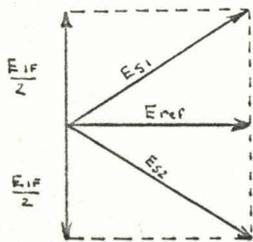
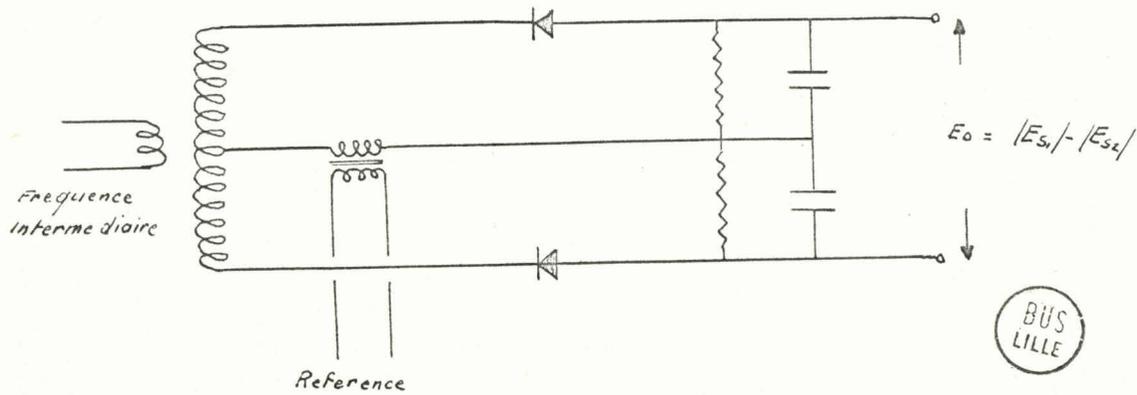


Figure 2

mécanisme, que lorsqu'il y a eu variation de fréquence.

Un procédé de stabilisation de fréquence maintient donc la fréquence d'oscillation d'un klystron dans une bande plus ou moins étroite suivant la qualité de la chaîne de stabilisation.

Il est possible d'obtenir par cette méthode une stabilité caractérisée par un  $\frac{\Delta F}{F}$  de l'ordre de  $10^{-8}$ .

La résolution maximum des spectromètres Stark dans la gamme de fréquence qui nous intéresse est de l'ordre de la centaine de kilohertz. Aussi, un procédé de stabilisation de fréquence permettant une stabilité de la source de l'ordre du kilohertz nous apparait elle comme suffisante.

CHAPITRE - III -

Détection du signal d'erreur

La détection du signal d'erreur dans le procédé de stabilisation de fréquence choisi se fera par la méthode suivante, imaginée par le Professeur GOZZINI.

Sur une voie dérivée du klystron nous placons en parallèle deux ondemètres en transmission dont les fréquences d'accord sont légèrement décalées. La différence  $S_1 - S_2$  entre les signaux détectés à la sortie de chaque ondemètre constituera le signal d'erreur. (Fig. 3)

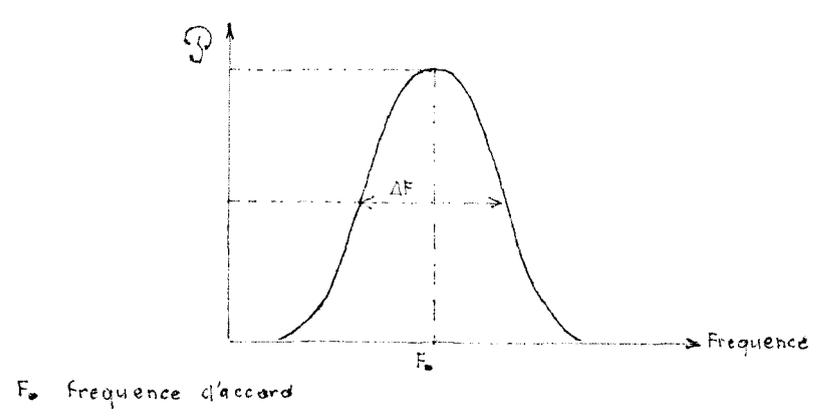
Ondemètre en transmission (2)

Ils sont constitués: d'un corps en laiton, cylindrique, couplé au guide principal par deux trous, distants de  $\lambda_g/2$ , percés dans le petit coté du guide ; d'un guide de sortie faisant un angle de  $45^\circ$  avec l'axe du guide principal couplé au corps de l'ondemètre par un trou percé dans la paroi latérale du cylindre.

Dans le mode  $TE_{01}$  utilisé, le facteur de qualité à vide est supérieur à  $10^4$ .

Les figures (4, 5, 6) donnent les plans de construction de ces ondemètres.

La caractéristique puissance transmise en fonction de la fréquence de la source est donnée par le schéma suivant



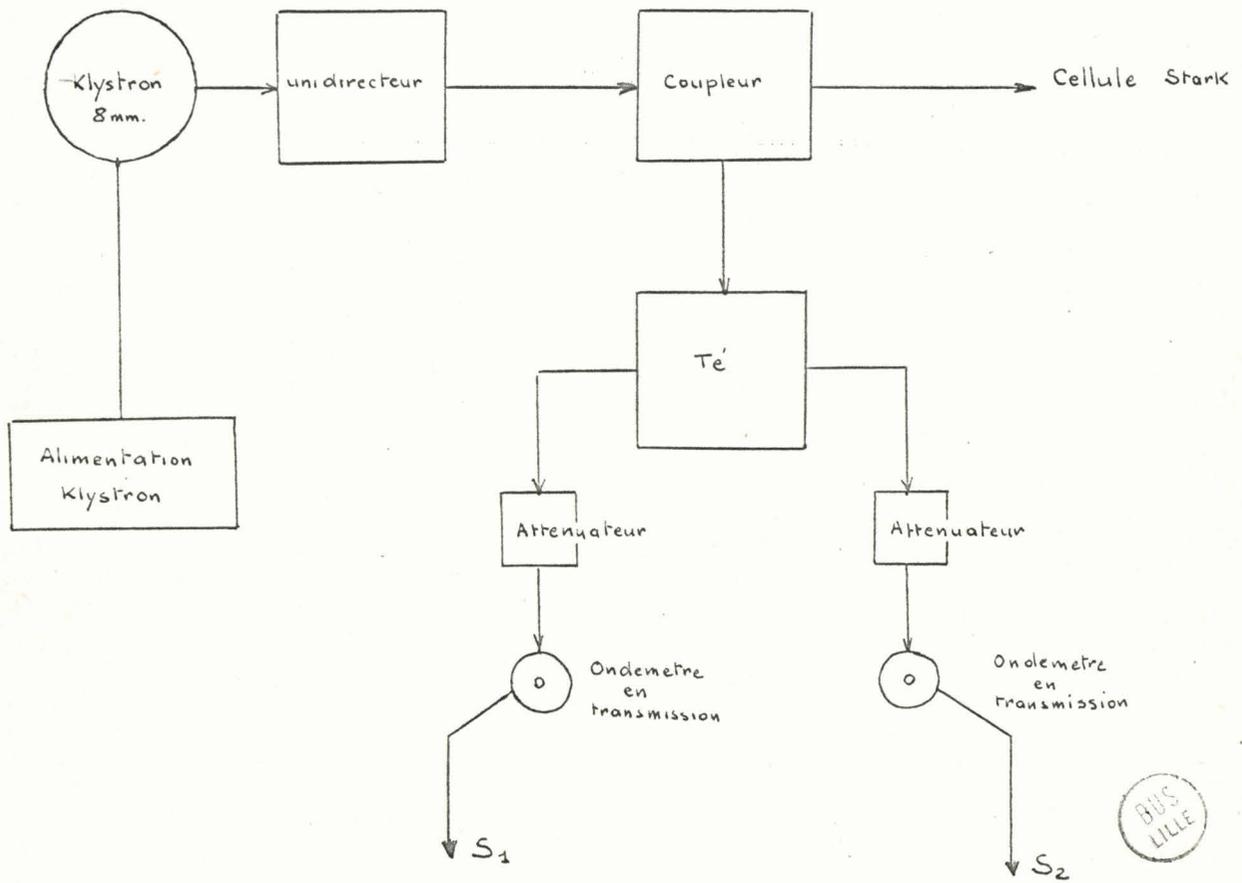
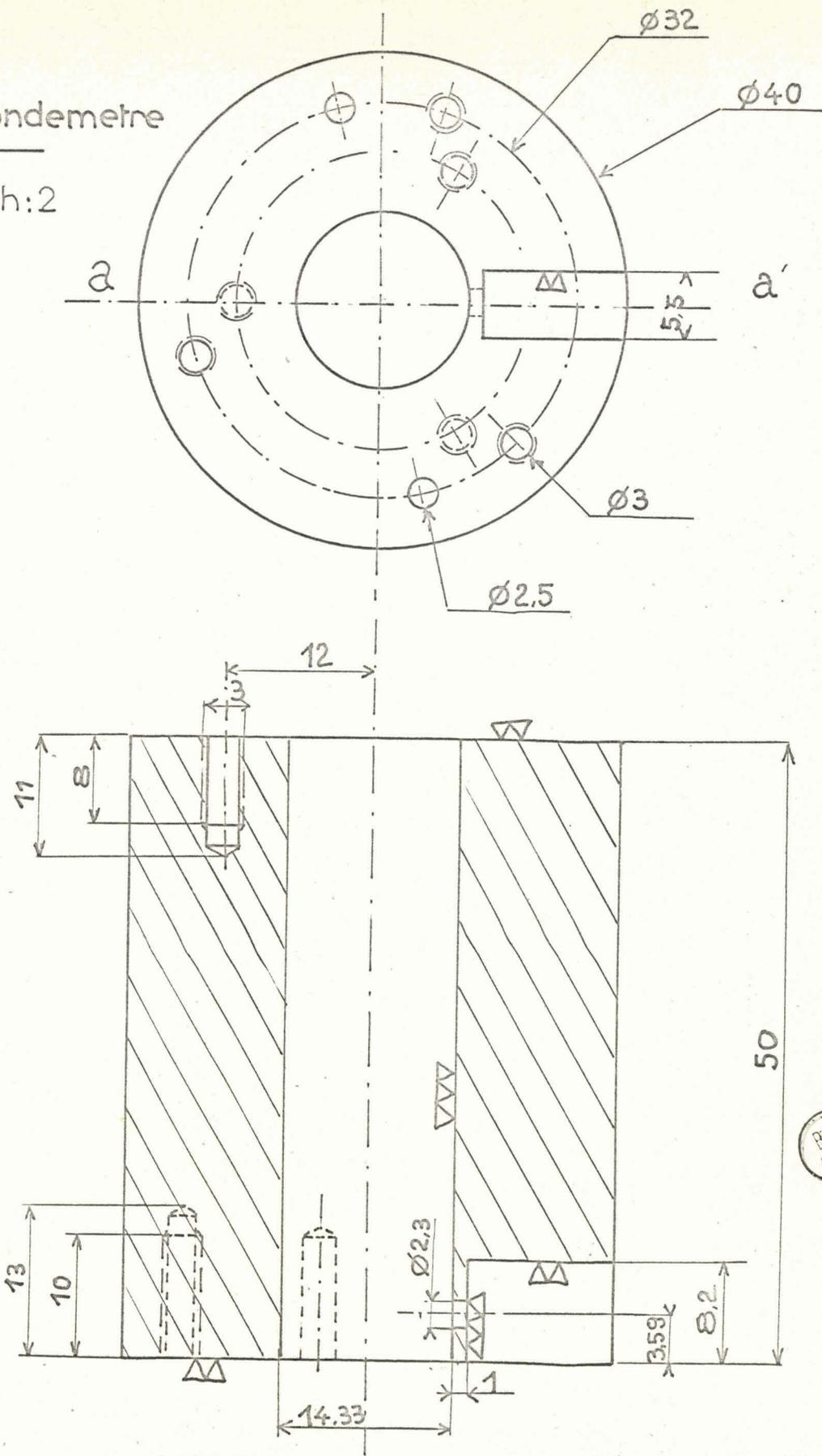


Figure 3

Corps d'ondemetre

Laiton —ech:2

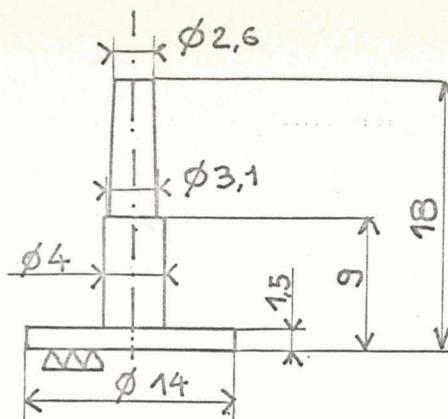


Coupe aa

Fig 4

Piston

Laiton — ech.: 2



Bague de fixation  
pour  
butée micrométrique

Laiton ech: 2

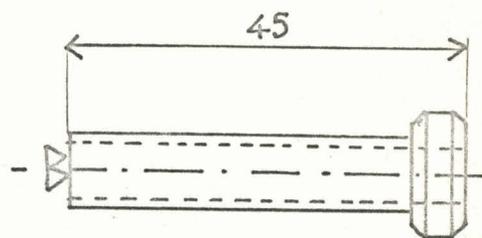
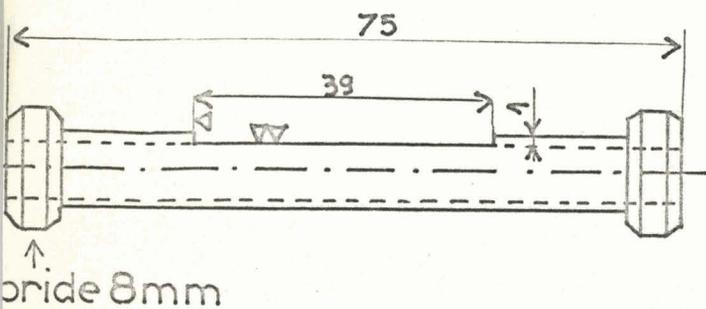
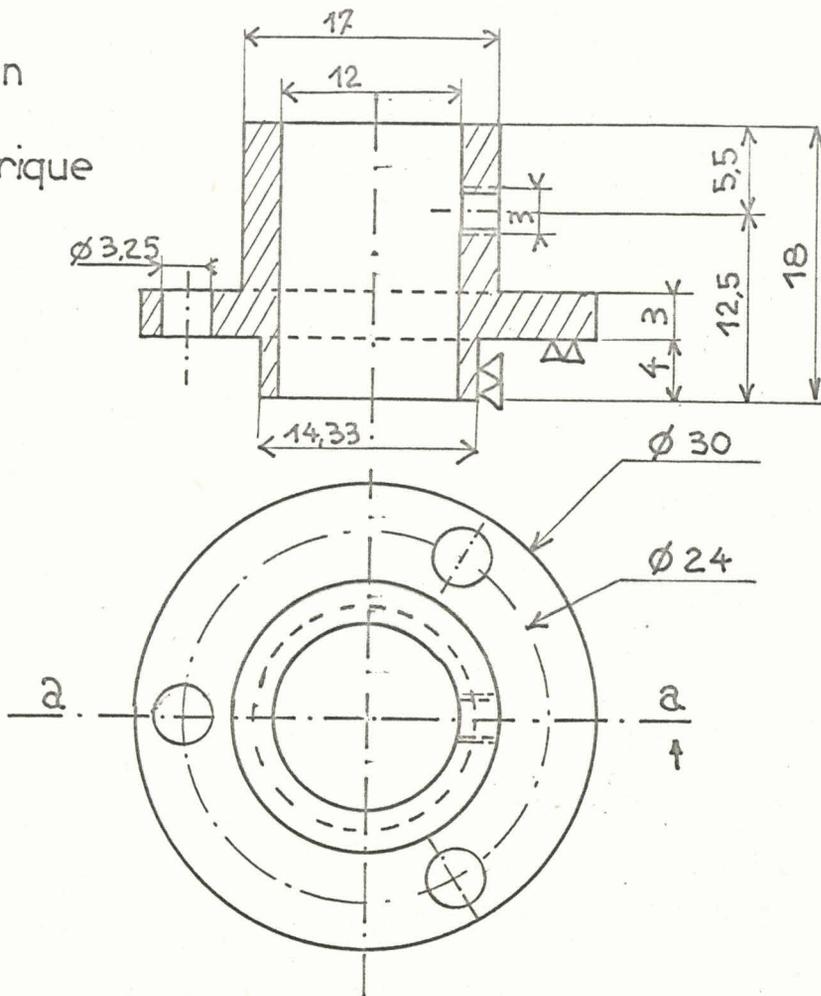
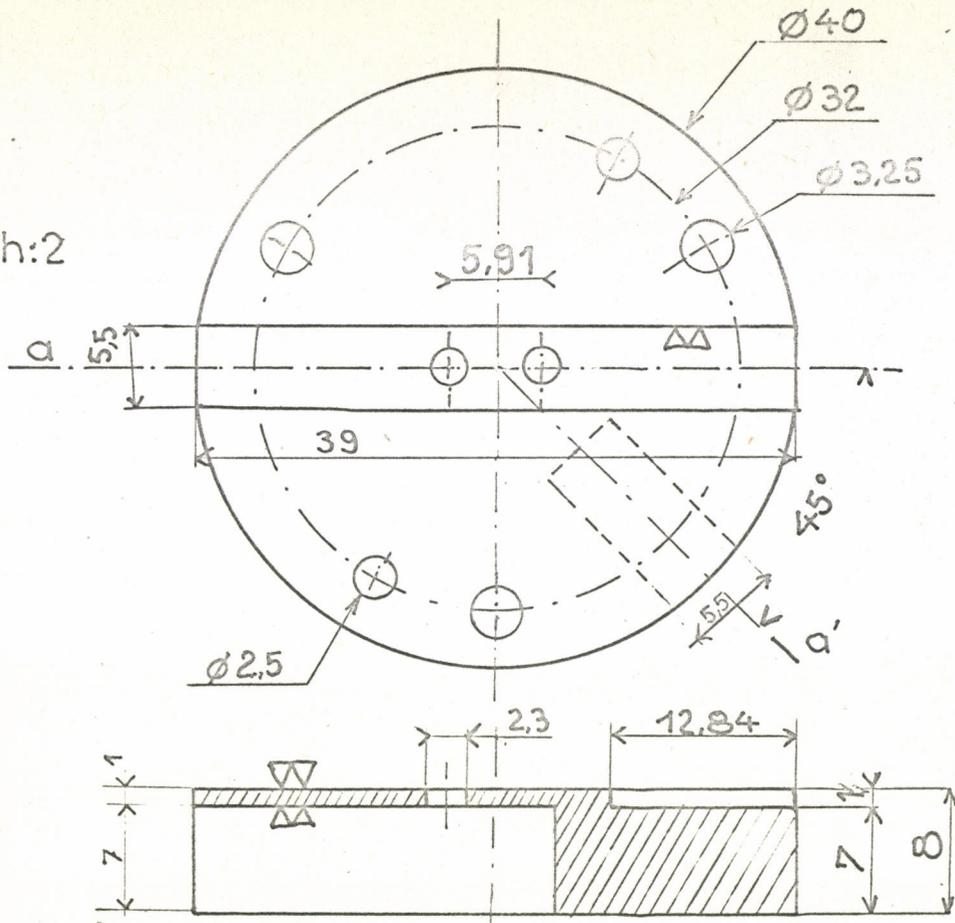


Fig 5

Guide 8mm pour raccord

Semelle

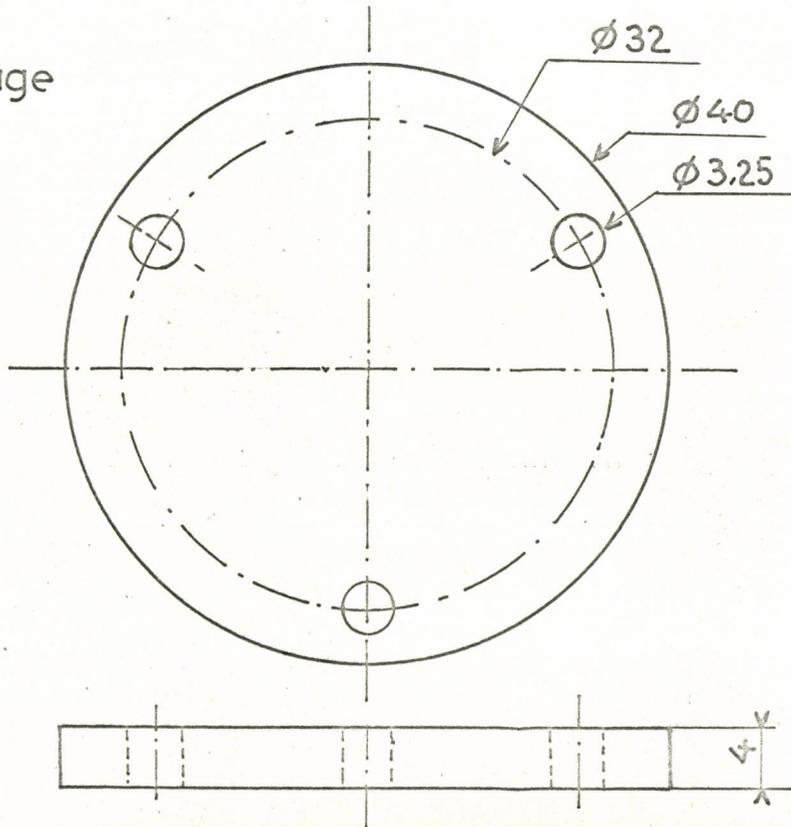
Laiton — ech:2



Coupe aa'

Rondelle de serrage

Laiton — ech: 2



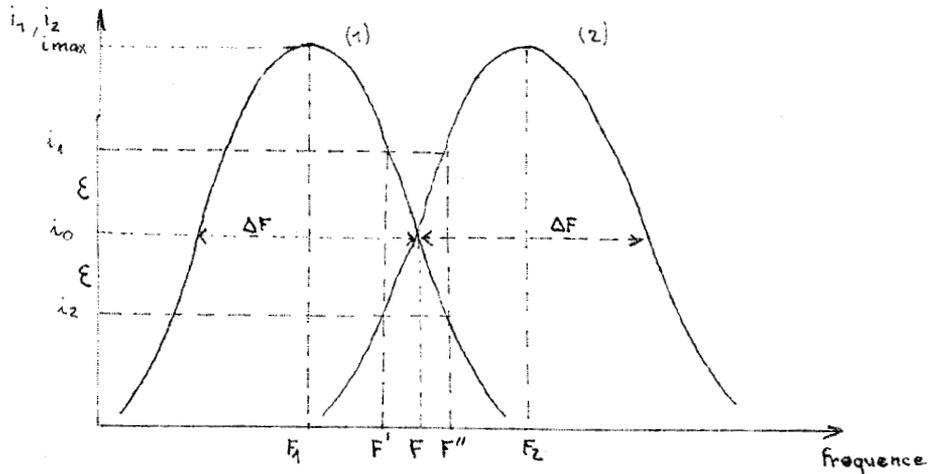
BUS  
LILLE

fig 6

## Détection du signal d'erreur

Nous décalons les fréquences d'accord des deux ondemètres de  $\Delta f$ .

Si nous représentons sur un même diagramme les courants détectés  $S_1$  et  $S_2$  à la sortie de chaque ondemètre en fonction de la fréquence d'oscillation de la source hyperfréquence nous obtenons



$F_1$  et  $F_2$  fréquence d'accord des ondemètres  $F_2 \approx F_1 + \Delta F$

$$i_0 \approx \frac{i_{max}}{2}$$

L'intersection des caractéristiques des ondemètres détermine une fréquence de stabilisation  $F$ . Au voisinage de cette fréquence la variation  $\frac{\Delta i}{\Delta F}$  est toujours sensiblement linéaire.

Lorsque le klystron oscille à la fréquence  $F$  nous détectons deux signaux  $S_1 \approx S_2 = i_0$

Si la fréquence d'oscillation du klystron s'écarte de  $F$  et devient  $F'$  inférieur à  $F$  on aura alors  $S_1 = i_1$  et  $S_2 = i_2$ . Si l'on admet les caractéristiques d'ondemètres comme rectiligne au voisinage de  $F$  on aura  $S_1 - S_2 = i_1 - i_2 = 2\varepsilon$

Pour un point d'oscillation  $F''$  supérieur à  $F$  le signe de cette différence sera négatif  $S_1 - S_2 = -2\varepsilon$

La différence  $S_1 - S_2$  représente donc un signal caractéristique des fluctuations autour de la fréquence d'oscillation choisie  $F$ .

Il est à noter que l'écart séparant les fréquences d'accord des deux cavités doit être supérieur à l'écart résiduel de fréquence possible en régime stabilisé.

CHAPITRE - IV -

Stabilisation de la fréquence  
d'oscillation d'un klystron par système  
magnétique

Action d'un champ magnétique sur la fréquence d'oscillation d'un  
klystron 8 mm Philips

Comme cela nous a été suggéré par le Professeur GOZZINI, nous avons constaté qu'un champ magnétique perpendiculaire à l'axe du faisceau électronique d'un klystron 8 mm Philips provoque une variation de la fréquence d'oscillation de celui-ci.

Une bobine à point milieu constituée de deux fils de 18/100e enroulés ensemble sur un mandrin de 26 mm de diamètre et, comprenant 1 500 tours permet, lorsque chaque enroulement est parcouru par un courant, d'appliquer sur le klystron un champ magnétique.

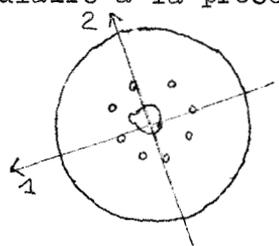
Un noyau constitué de toles au silicium permet une meilleure définition de ce champ (Fig. 7) L'impédance de l'ensemble est de la forme

$$Z = (144 + j 0,8 \omega) \Omega$$

Les sens des courants dans les deux enroulements sont opposés; la différence  $(I_1 - I_2)$  de ces courants définit le sens et l'intensité du champ magnétique appliqué au klystron.

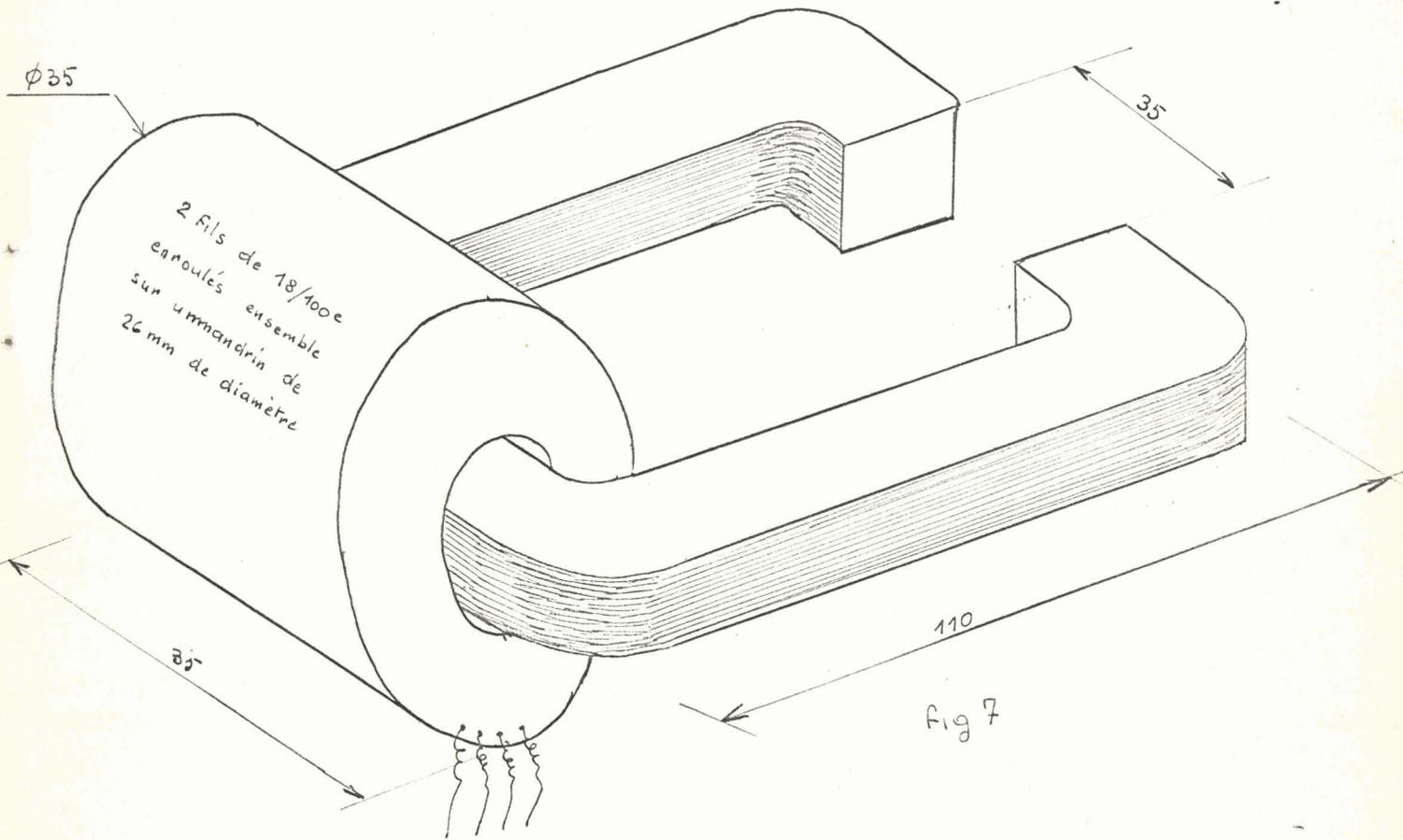
Influence du champ magnétique sur la fréquence

Nous avons constaté que pour un champ magnétique constant appliqué dans la zone correspondant à l'intervalle cathode-cavité du klystron, il existe une position (1) pour laquelle la variation de la fréquence d'oscillation est maximale. Pour une position (2) perpendiculaire à la précédente l'écart de fréquence est insignifiant.



Pour la position (1) privilégiée l'écart de fréquence est lié au sens du champ magnétique.

# Systeme magnetique



Courbe  $\Delta f = f(I)$  autour d'une fréquence d'oscillation F d'un Klystron 8mm Philips

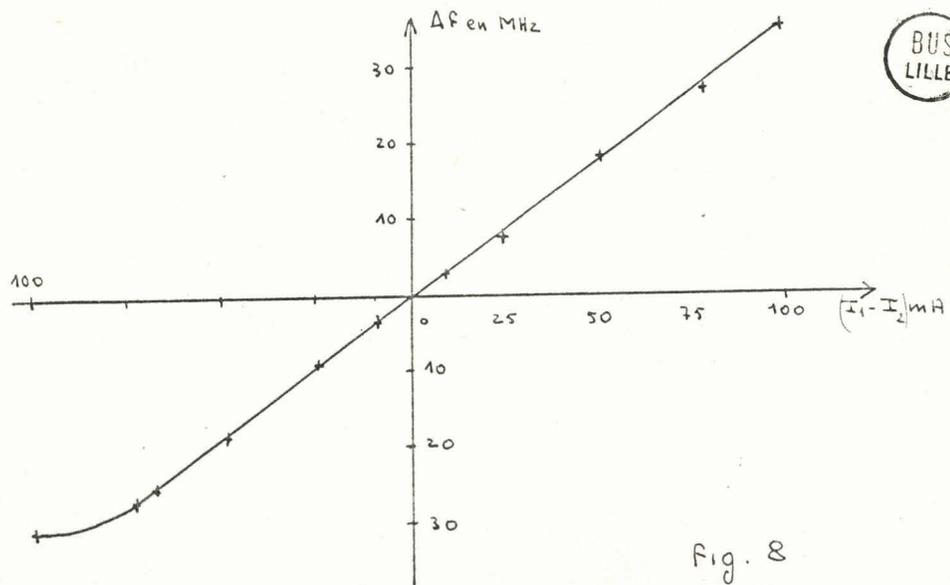


Fig. 8

La courbe (8) traduit pour la position 1 l'écart de fréquence d'oscillation du klystron en fonction de la différence ( $I_1 - I_2$ ) des courants dans la bobine.

Cet effet du champ magnétique sur la fréquence du klystron ne peut être expliquée si l'on considère une théorie simplifiée du klystron reflex qui suppose :

- un temps de transit infiniment court dans l'espace H.F
- un champ de freinage uniforme
- un faisceau électronique cylindrique parallèle à l'axe du tube
- l'élimination des électrons après avoir franchi l'espace H.F

Une théorie dite "du second ordre" amène l'introduction d'un certain nombre de paramètres définissant plus précisément le fonctionnement d'un klystron reflex.

Ces différents paramètres sont :

- $\alpha$  - La fraction du courant cathodique qui traverse effectivement le champ H.F au retour, lié à l'opacité des grilles et à la qualité de l'optique électronique.  $\alpha I_0$  est le courant utile dans l'espace H.F
- $\beta = \frac{V_{ev}}{V_{HF}}$  - Le coefficient de modulation lié au temps de transit non négligeable dans l'espace H.F
- $V_{ev}$  - correspond à l'amplitude de la modulation de vitesse exprimée en volt
- $V_{HF}$  - correspond au terme de modulation dû au champ électrique H.F sur l'axe de la cavité ( $\beta = 1$  pour un espace H.F infiniment court).
- $\phi$  - Le coefficient d'abberation de phase, lié au fait que toutes les trajectoires électroniques dans le faisceau ne sont pas parallèles à l'axe.
- $I_0$  - le courant cathodique
- $F$  - le coefficient caractérisant la non uniformité du champ pendant le groupement des électrons. Il peut être considéré en première approximation comme le produit d'un coefficient  $F_1$  lié au temps de transit fini dans l'espace H.F, par un coefficient  $F_2$  lié au phénomènes de charge d'espace

$\theta$  - le temps de transit **moyen** des électrons pendant le groupement compté au milieu de l'espace H.F

$V_0$  - la tension d'accélération

Dans ces paramètres  $\alpha$   $\phi$   $\beta$   $F$   $\theta$  sont susceptibles de subir l'influence d'un champ magnétique perpendiculaire à la trajectoire des électrons.

Mais seule, une variation du coefficient  $\phi$  entraînant une variation de  $\theta$  permet d'expliquer le phénomène expérimental. En effet, si l'on admet que le faisceau électronique présente en l'absence de champ une certaine obliquité (et cela a été constaté sur certain klystron par **MISSON - GENON, METIVIER (3)**); il est alors possible que pour une certaine direction du champ magnétique on augmente ou diminue celle-ci suivant le sens du champ magnétique. Pour une position perpendiculaire du champ l'effet devenant négligeable. Ces variations d'obliquité entraînant une variation de  $\theta$  donc une variation de la fréquence d'oscillation du klystron pouvant atteindre plusieurs dizaines de mégahertz.

L'action du champ magnétique sur les autres paramètres caractéristiques du klystron se traduit par une variation de puissance, ce que l'on constate expérimentalement.

Il est à remarquer que l'action d'un champ magnétique sur la fréquence d'oscillation d'un klystron dépend des caractéristiques technologiques de celui-ci; pratiquement nous n'avons constaté un effet de variation de fréquence utilisable que sur les klystrons Philips 8 mm et 4 mm.

Chaine de stabilisation

Le signal d'erreur détecté par les deux ondemètres croisés sera après amplification, utilisé à créer un champ magnétique corrigeant la fréquence d'oscillation du klystron.

Détection du signal d'erreur

Les deux cavités délivrent  $S_1$  et  $S_2$  caractéristiques des écarts de fréquence autour du point de fonctionnement  $F$  choisi correspondant à  $S_1 = S_2$ .

Le niveau moyen  $S_1 = S_2$  est ramené par action sur les atténuateurs à deux courants  $I_1 = I_2 = 10 \mu A$  lorsque chaque cristal détecteur est fermé sur un galvanomètre de 20  $\Omega$  de résistance interne.

Amplification (Fig. 9)

Un amplificateur continu symétrique comprend : un double étage amplificateur ; un étage séparateur branché en collecteur commun ; un étage de sortie branché en émetteur commun permet de conserver le rapport  $S_1 - S_2 / I_1 - I_2$  sensiblement constant lorsque la vitesse des écarts de fréquence évolue.

Le transistor  $T_3$  est utilisé en injecteur de courant, il permet de maintenir constante la valeur moyenne des tensions collecteurs de  $T_1$  et  $T_2$ , soit  $\frac{V_{c1} + V_{c2}}{2}$ , du fait des deux résistances reliant ces deux collecteurs à la base de  $T_3$ .

Pour  $S_1 = S_2$  on a  $I_1 = I_2 = 25 \text{ m A}$ , d'autre part  $I_2 - I_1 \text{ maximum} = 30 \text{ mA}$

Correction de la fréquence d'oscillation du klystron

En choisissant convenablement le sens du courant dans chaque enroulement de la bobine pour  $S_1 = S_2$  le champ magnétique appliqué au klystron est nul puisque  $I_1 = I_2 = 25 \text{ m A}$ .

Tout écart entre les signaux d'entrée  $S_1$  et  $S_2$  sera traduit par une différence entre les courants  $I_1$  et  $I_2$  d'où application d'un champ magnétique sur le klystron, ayant le sens de la variation  $S_1 - S_2$  et tendant à corriger la fréquence d'oscillation.

Caractéristiques de la chaîne de stabilisation

- La courbe (10) représente les variations du rapport  $\Delta i$  (différence entre signaux d'entrée de l'amplificateur) et  $\Delta I$  (différence entre les courants traversant deux résistances de  $72 \Omega$  remplaçant le système magnétique) pour des fréquences de variation de  $\Delta i$  différentes.
- La courbe (11) représente les variations du rapport écart de fréquence détecté sur correction de fréquence appliquée par des vitesses d'écart différentes.
- La stabilité de la source hyperfréquence est de l'ordre de  $10^{-7}$ .

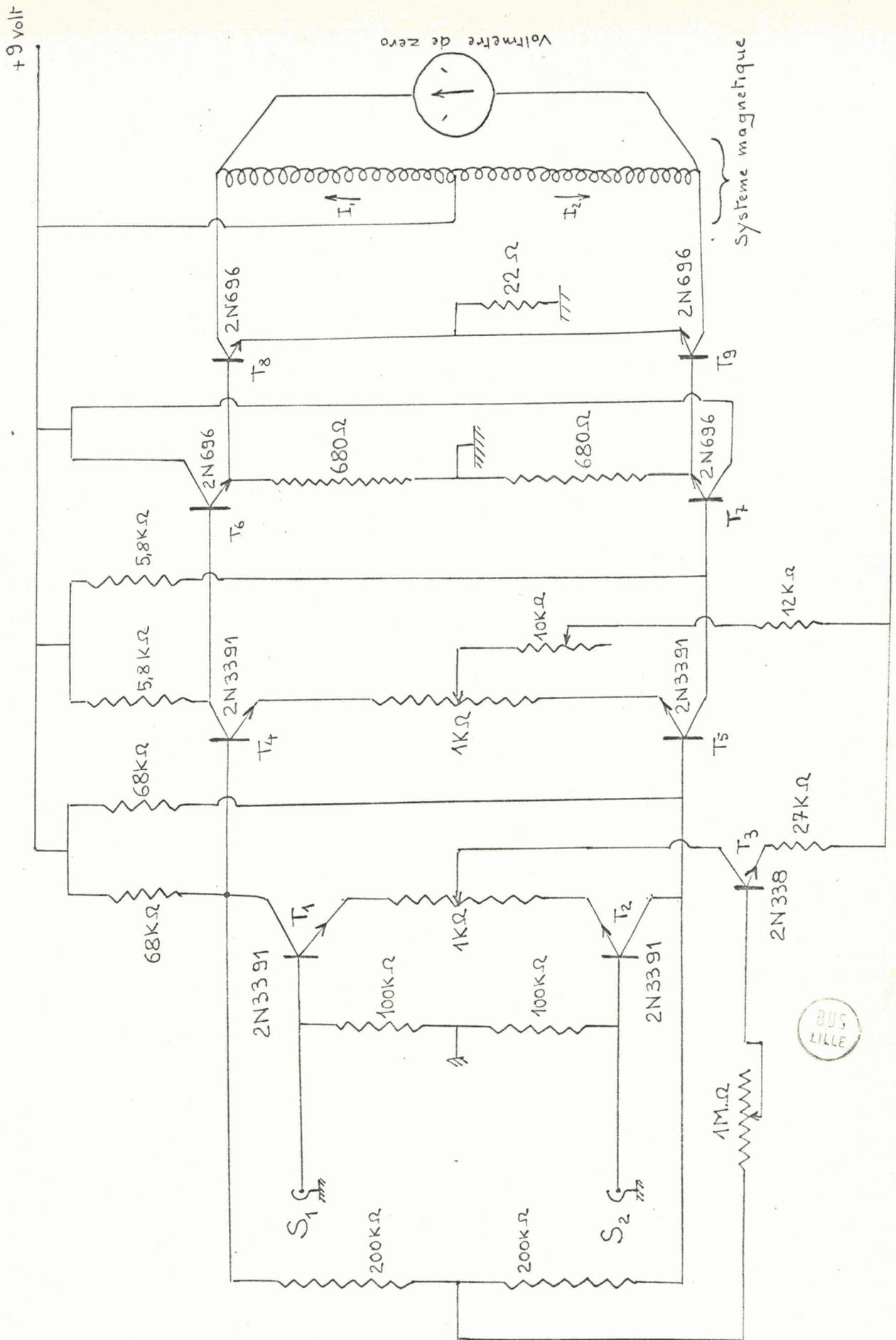
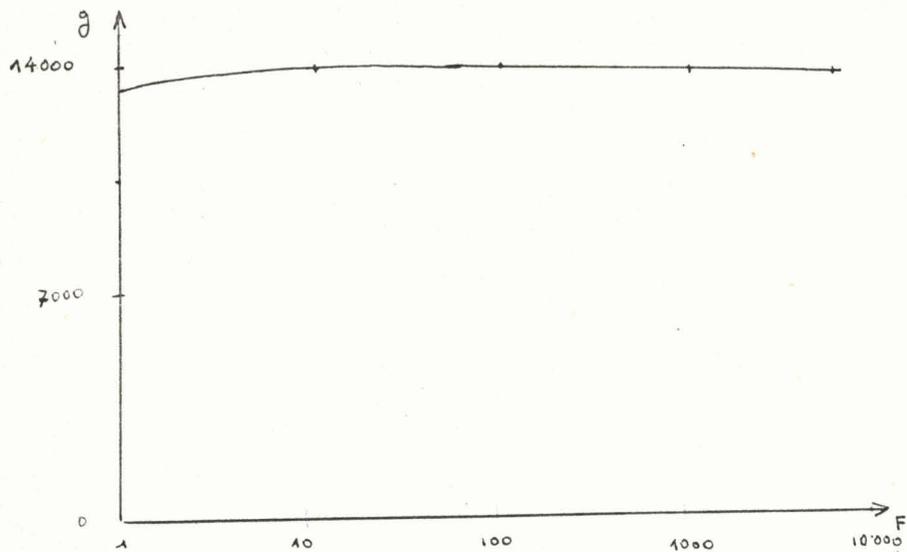
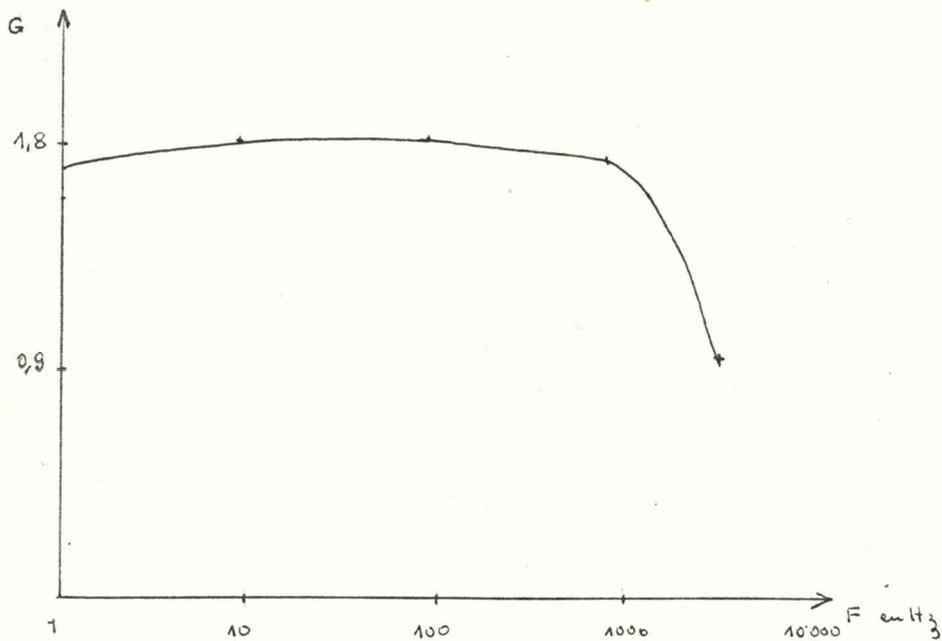


Fig. 9



Courbe 10



Courbe - 11



CHAPITRE - V -

Stabilisation de la fréquence d'oscillation  
d'un klystron par action sur la tension réflecteur

Le signal d'erreur issu des deux ondemètres croisés sera après amplification transformé en tension correctrice appliquée au réflecteur du klystron.

La difficulté se trouve dans la réalisation d'une liaison amplificateur réflecteur qui fonctionne encore à fréquence nulle. Le réflecteur est en effet d'un potentiel de - 2000 V par rapport à la masse. Nous avons tourné cette difficulté grâce à un dispositif optoélectronique à fort isolement qui répond aux exigences de la liaison.

Détection du signal d'erreur

C'est le même procédé que pour la chaîne de stabilisation précédente

Amplification (Fig. 12)

Le schéma de l'amplificateur continu symétrique est donné par la fig. 12. Les trois étages constituant cet amplificateur sont identiques à ceux de l'amplificateur décrit dans la chaîne de stabilisation précédente.

Une diode est placée dans le circuit émetteur de  $T_7$ . Le courant moyen qui la traverse pour  $S_1 = S_2$  est de 8 mA. . Pour  $S_1 \neq S_2$  ce courant pourra varier de 4 à 12 mA.

Liaison opto-électronique

Une excitation électrique (polarisation en directe) peut créer pour certain semi conducteur une condition équivalente à l'inversion de population pour les matériaux à structure de bande. La recombinaison des paires électrons trous au niveau de la jonction est alors radiative pour l'arseniure de Gallium et il y a apparition d'une émission de lumière avec  $\lambda = 9\ 000\ \text{Å}$ .

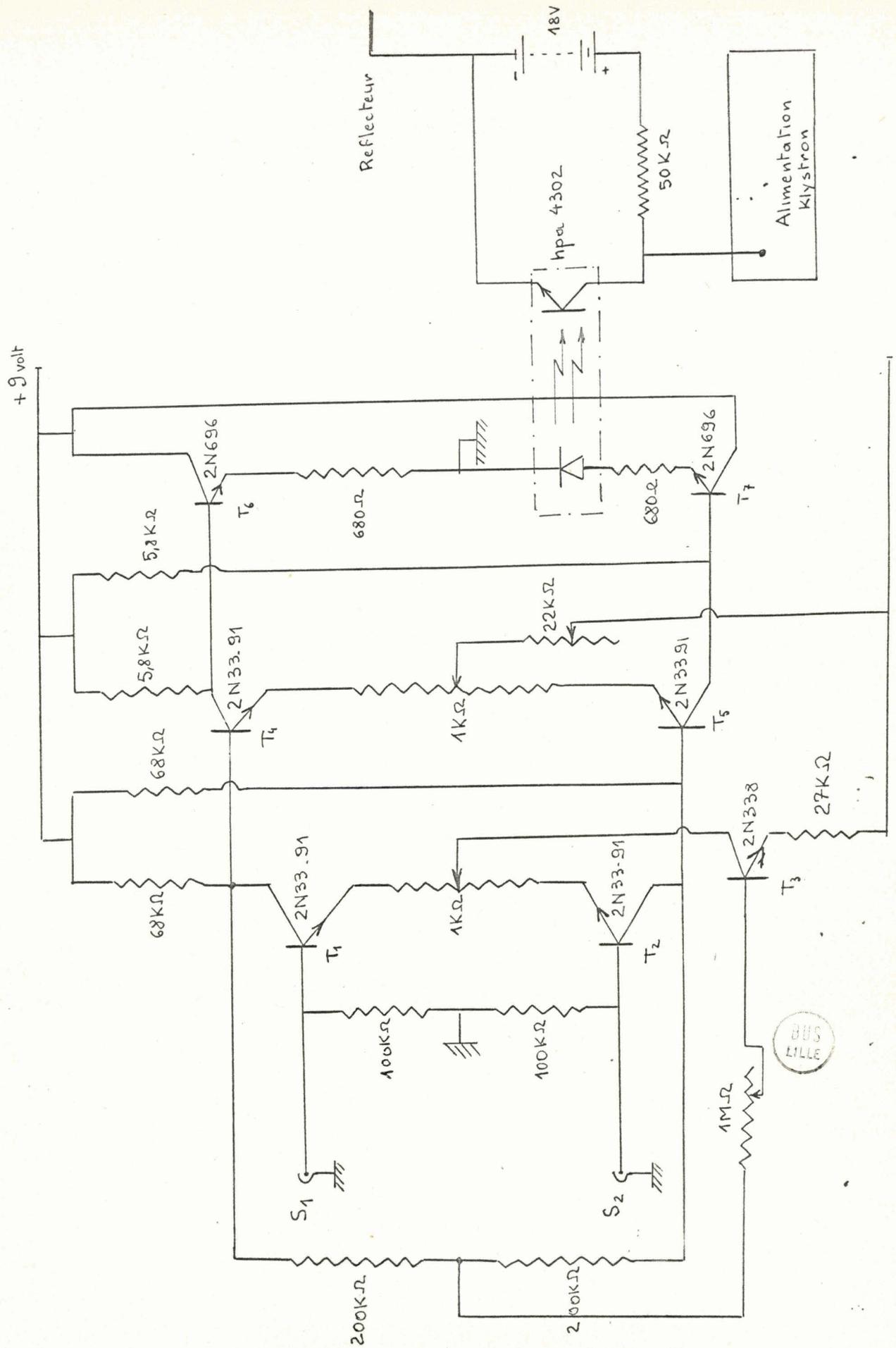


Fig 12

L'intensité de l'émission lumineuse est proportionnelle à l'excitation. C'est une diode de ce type qui est placée dans le circuit émetteur de T<sub>7</sub>. L'émission lumineuse est sensiblement proportionnelle au courant qui traverse la diode. La caractéristique électrique de cette diode est donnée par la Fig. (14).

Un photo transistor au silicium recevra la lumière émise par la diode et la figure (15) donne la caractéristique de transfert de l'ensemble diode-photo transistor.

L'isolement diode photo transistor est supérieur à 10<sup>11</sup> volts.

L'ensemble constitue un dispositif commercialement disponible, celui que nous avons utilisé est le hpa 4302 de Hewlett Packard (Fig. 13).

La tension réflecteur est un organe de commande de la fréquence d'oscillation du klystron pour le 8 mm Philips on a  $\frac{\Delta f}{\Delta V} = 0,8 \text{ MHz/volt}$  et l'excellent isolement qui caractérise le système opto électronique permet d'inclure le photo transistor dans le circuit réflecteur.

Une résistance de 50 K  $\Omega$  dans le circuit collecteur transforme les variations de courant collecteur en variation de tension appliquée au réflecteur.

La courbe (16) donne les tensions de correction appliquées au réflecteur en fonction du courant I<sub>1</sub> qui traverse la diode émettrice de lumière.

Caractéristiques de la chaîne de stabilisation

- La courbe (17) représente les variations du rapport  $\Delta i$  (différence entre signaux d'entrée de l'amplificateur) et  $\Delta I$  (différence entre les courants traversant la diode I - I moyen), pour des fréquences de variations de  $\Delta i$  différentes.

- La courbe (18) représente les variations du rapport écart de fréquence détecté sur correction de fréquence appliquée pour des vitesses d'écart différentes.

- La stabilité de la source hyperfréquence est de l'ordre de 10<sup>-7</sup> mais la bande passante de ce servomécanisme est bien supérieure à celle du système magnétique.

# Systeme Opto - electronique (hpa 4302)

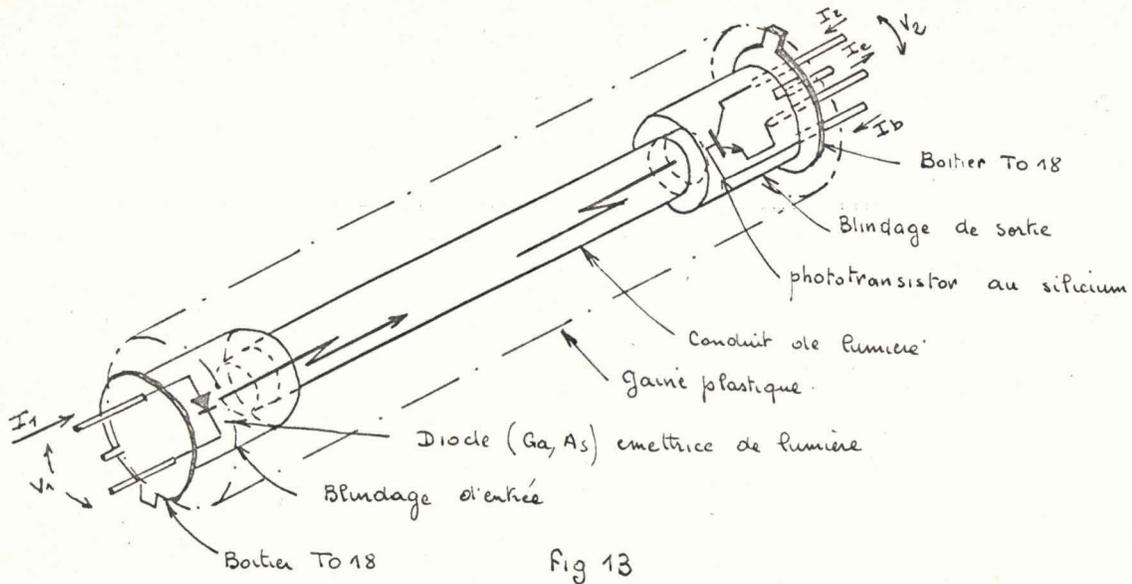


Fig 13

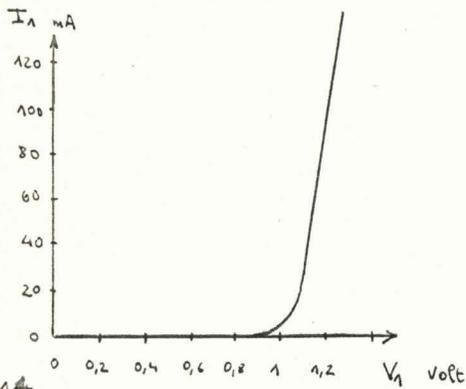


Fig 14

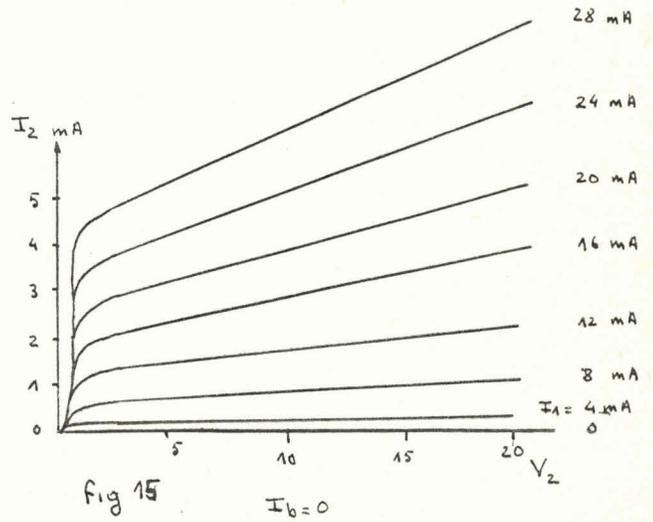


Fig 15

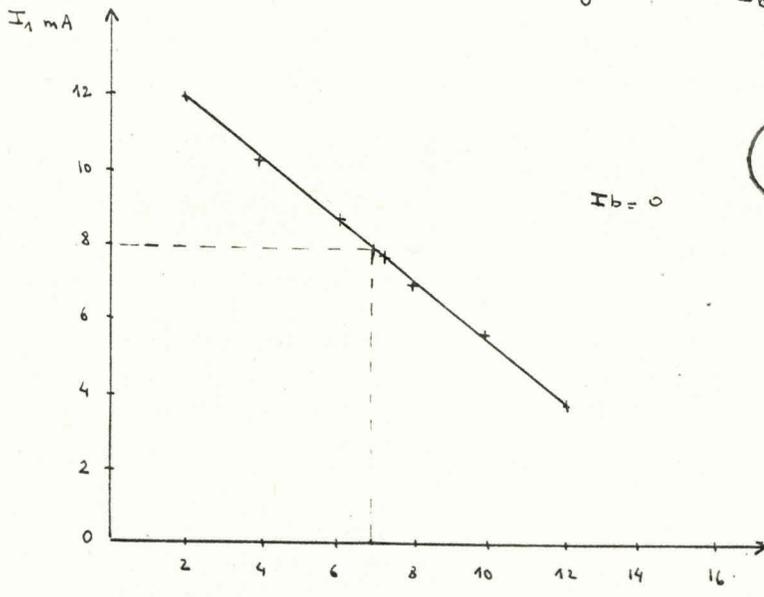
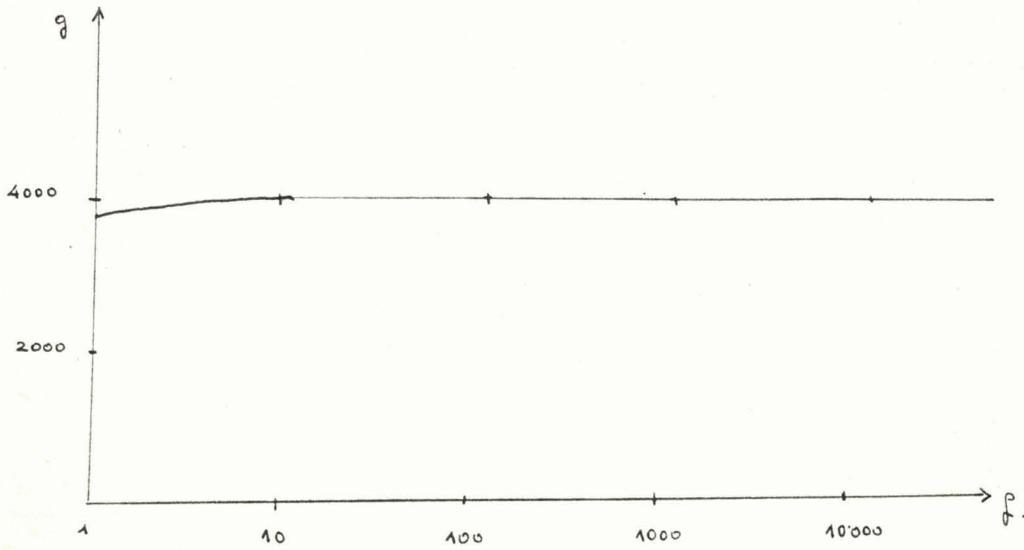


Fig 16

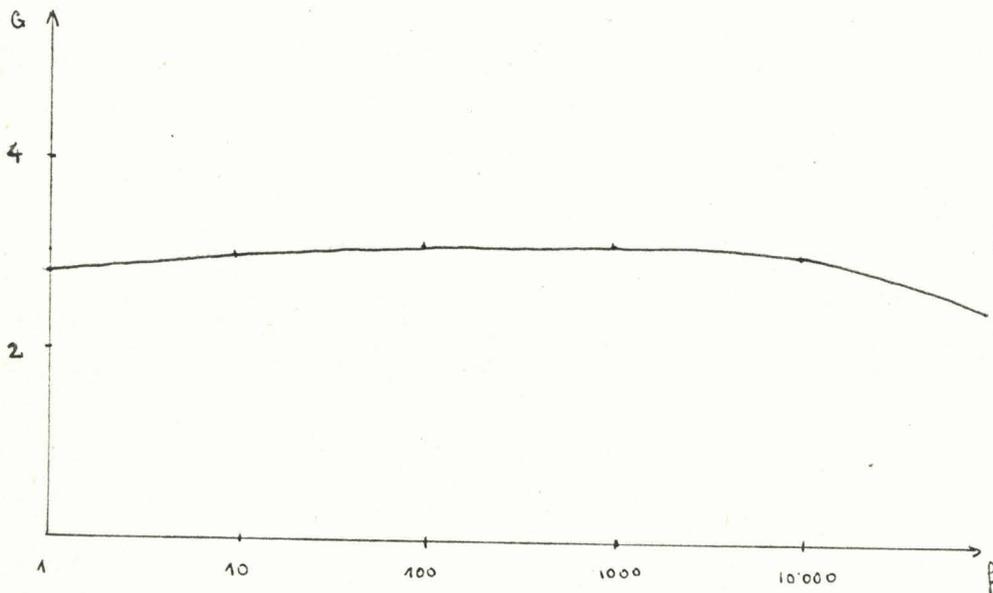


I<sub>b</sub> = 0

V<sub>correction</sub> en Volt



Courbe 17



Courbe 18

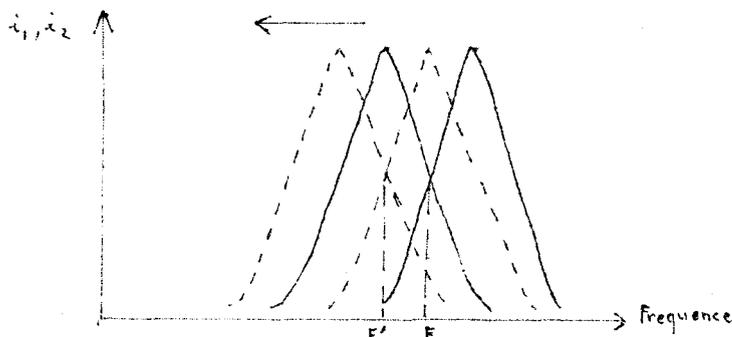
CHAPITRE -VI -

## Balayage lent de la fréquence de la source

Les chaînes de stabilisation précédemment décrites, permettent de maintenir les écarts de fréquences dans une bande de quelques kilohertz autour du point de fonctionnement choisi.

Si l'on déplace le point de fonctionnement  $F$  correspondant à la croisée des ondemètres, la chaîne de stabilisation entrainera la fréquence d'oscillation du klystron vers le nouveau point de fonctionnement. C'est le principe du balayage lent réalisé.

Nous déplacerons lentement le point de fonctionnement en chauffant de façon identique, les ondemètres. Les fréquences d'accord des cavités se déplacent ainsi que le point correspondant à la croisée des ondemètres.



Il suffit d'un chauffage relativement peu puissant (10 w) pour obtenir un balayage en fréquence de plusieurs Mégahertz.

La courbe (19) traduit l'évolution du balayage pour des puissances de chauffage des corps d'ondemètres différentes.

Courbe d'évolution du balayage en fonction de la puissance de chauffage

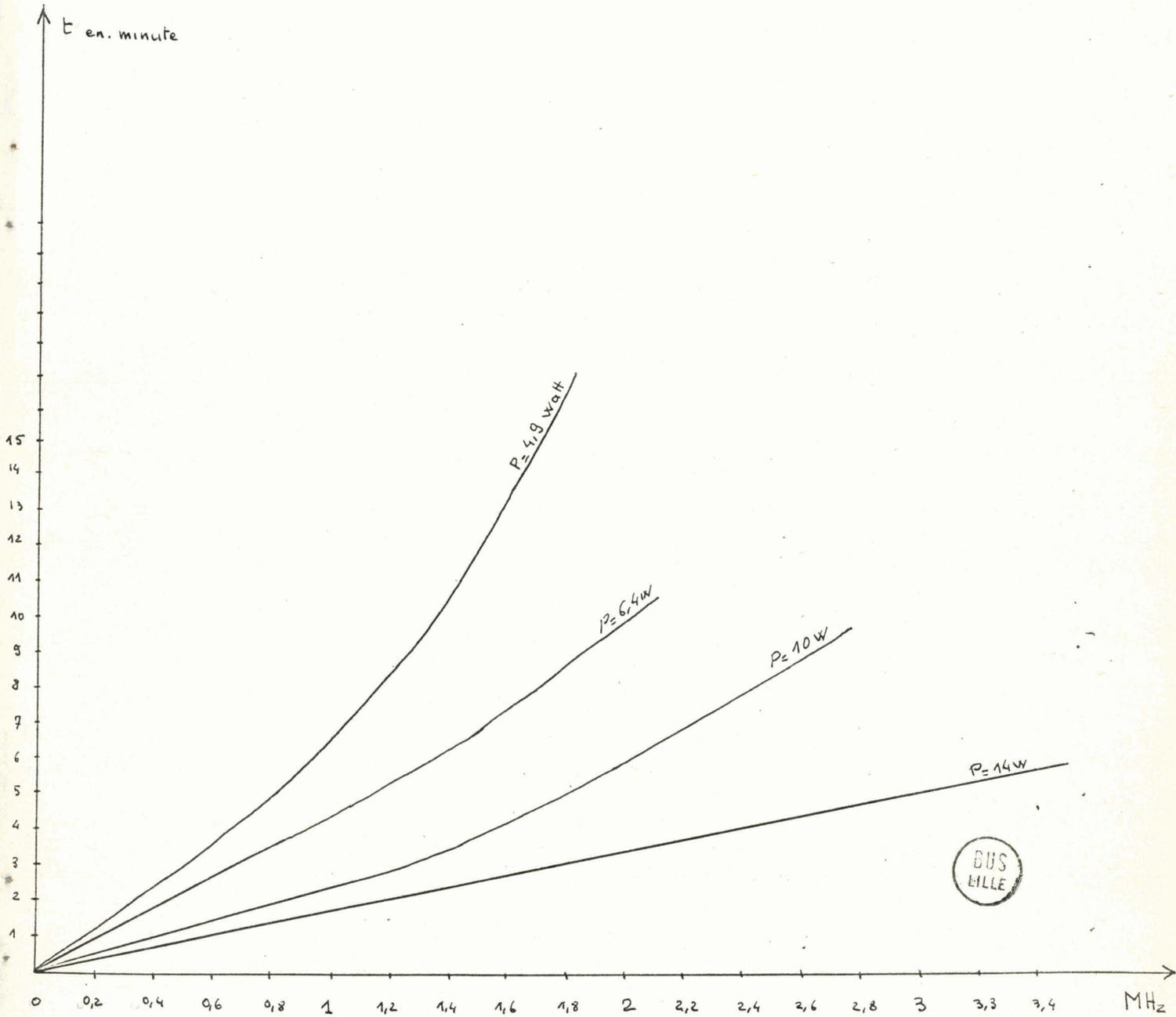


fig. 19

18

CHAPITRE - VII -

Appareillage

---

Spectromètre Fig. 19

Il est constitué ; d'une source hyperfréquence accompagnée du système de balayage lent ; d'une cellule d'absorption, à effet stark, de deux mètres de longueur ; d'un modulateur stark carré fonctionnant à la fréquence de modulation de 100 KHz et, capable d'assurer sous 1200 volt la charge et la décharge de la capacité que constitue la cellule ; d'un détecteur à cristal (IN 26) ; d'un amplificateur sélectif accordé sur la fréquence de modulation stark de 1500 hz, de bande passante et enfin, d'un détecteur de phase dont la bande passante définie par  $B = \frac{\pi}{RC}$  est liée à la vitesse de balayage.

Le détecteur de phase réduit, la bande passante utile du récepteur, sans pour autant exiger des conditions de stabilités sévères pour la fréquence de modulation stark ainsi que pour l'accord du récepteur. Enfin il fait apparaître différemment la spectre stark et le spectre correspondant au champ nul puisque le maximum d'amplitude de l'un correspond au minimum d'amplitude de l'autre et lorsque à l'accord, signal et référence sont en phase, le signal correspondant au spectre stark sera lui en opposition de phase avec la référence.

A la sortie les tensions correspondantes du détecteur de phase seront donc de signe opposés.

Marquage en fréquence Fig. 19

Pour associer à ce spectromètre une échelle de marquage de fréquence nous avons réalisé le procédé suivant :

Un cristal 1 N 26 assure la génération d'harmoniques et le mélange de deux signaux de fréquences différentes ; un signal issu d'un klystron "Férisol" stabilisé en phase sur une fréquence F voisine de 3 GHz et, un signal de fréquence 400 KHz.

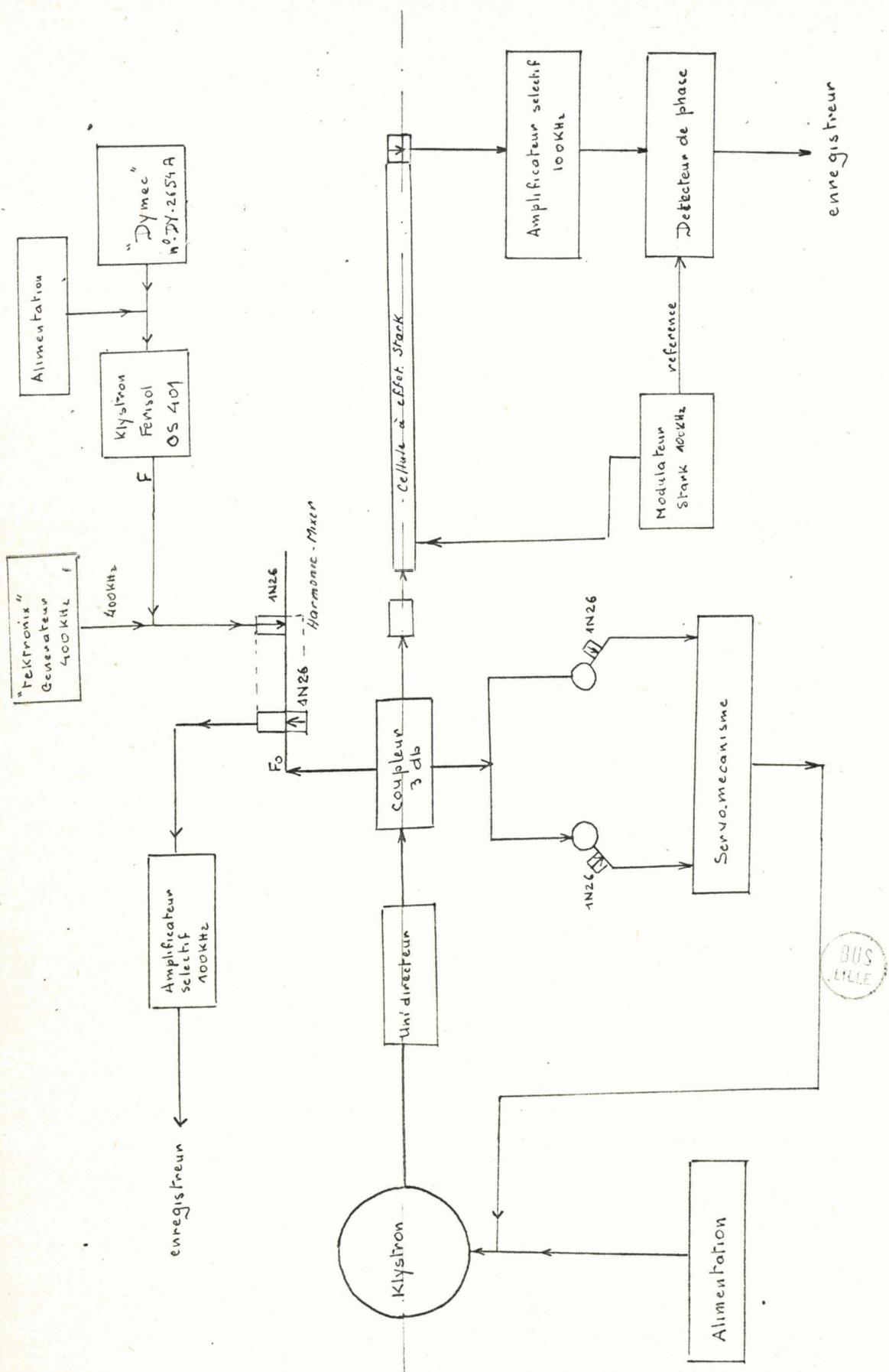


Fig. 19

BUS LILLE

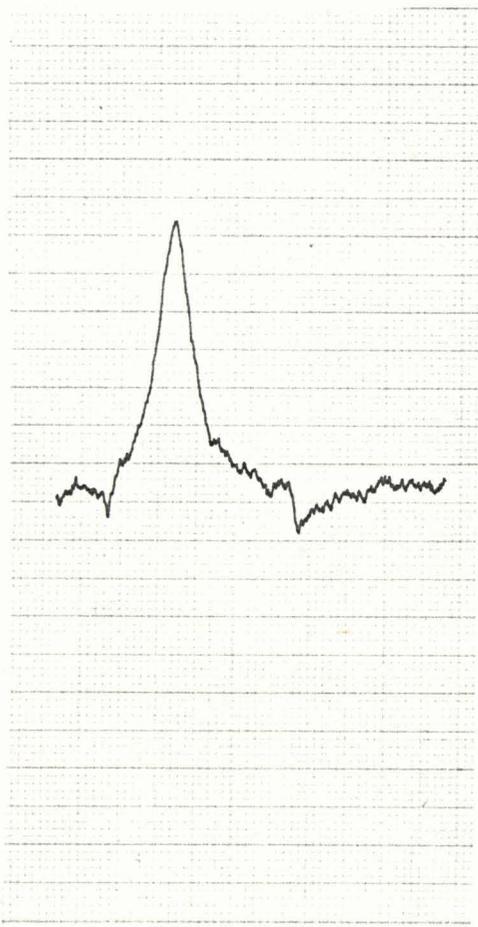
Le signal obtenu se propage dans un tronçon de guide qui élimine toutes les fréquences parasites inférieures à la fréquence de coupure du guide (4). Il est appliqué ainsi que la signal de fréquence  $F_0$  provenant du klystron à un cristal mélangeur 1 N 26.

Le battement résultant est reçu par un amplificateur sélectif 100 KHz qui délivre un transitoire chaque fois que l'on vérifie la relation

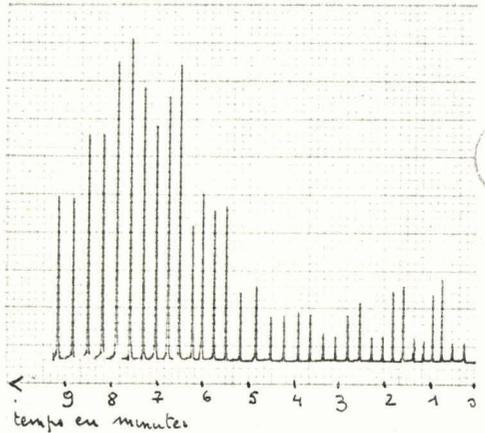
$$\pm 100 \text{ KHz} = F_0 - nF \pm n_1 \cdot 400 \text{ KHz} \quad n, n_1 \text{ entiers}$$

Les marqueurs obtenus sont distants de 200 KHz et la Fig. 20 donne un enregistrement d'une échelle de marqueur au voisinage de la fréquence 34.097.720 MHz.

La difficulté de réalisation est liée à l'adaptation des différents générateurs utilisés.



raie d'absorption du  $\text{SO}_2$   
 $f = 34.097,72 \text{ MHz}$



echelle de frequence à 200kHz

fig. 20

CHAPITRE - VIII -

## Résultats

Pour juger le matériel réalisé nous avons eu bon d'évaluer la résolution du spectromètre en comparant la largeur théorique d'une raie d'absorption de l'anhydride sulfureux à sa largeur enregistrée expérimentalement.

Largeur d'une raie d'absorption

Lorsqu'un ensemble de molécules absorbe de l'énergie électromagnétique, l'absorption couvre une bande de fréquence centrée sur la fréquence  $F_0$ .

La largeur de la raie est alors la largeur naturelle augmentée des causes physiques d'élargissement : effet Doppler, collision entre molécules, chocs sur les parois, saturation, toutes choses qui dépendent, la pression, la température et la puissance d'irradiation.

Cette largeur peut être réduite à 80 KHz pour la raie étudiée par un choix convenable de la pression du gaz et de la puissance H.F qui traverse la cellule.

Pratiquement la pression sera de l'ordre de  $10^{-2}$  mm de mercure et la puissance H.F détectée en bout de cellule correspond à un courant de 10  $\mu$ A lorsque le cristal est fermé sur un galvanomètre de résistance interne 20  $\Omega$ .

Élargissement lié à la modulation stark.

La modulation stark est équivalente à une modulation d'amplitude à la fréquence  $f_0$  du phénomène d'absorption de fréquence  $F_0$ .

Il apparaît donc autour de la fréquence centrale de la raie  $F_0$  deux bandes latérales  $F_0 - f_0$  et  $F_0 + f_0$  qui entraînent un élargissement apparent de la raie égal à deux fois la fréquence de modulation stark.

La fréquence de modulation utilisée étant de 100 KHz la largeur de la raie dans les conditions définies précédemment sera donc de l'ordre de 280 KHz.

Choix de la bande passante du détecteur de phase (5)

Lorsqu'on balaye en fréquence un klystron la vitesse de balayage est déterminée par la largeur du signal, elle-même déterminée par la bande passante du détecteur de phase  $B_p = \frac{\pi}{RC}$  soit  $RC = \tau$  si la tension d'entrée du détecteur de phase est  $v_i(t)$ , à la sortie on a

$$v_o(t) = \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^t e^{-\frac{t-t'}{\tau}} v_i(t') dt' \quad (1)$$

si l'on balaye une raie d'absorption la tension d'entrée peut s'écrire

$$v_i(t) = V / \left( 1 + \left( \frac{t - t_0}{\Delta t} \right)^2 \right) \quad (2)$$

avec  $t_0$  l'instant de passage au maximum d'absorption.

$\Delta t$  le temps mis pour décrire la demi largeur de raie.

La combinaison des relations (1) et (2) donne le réseau de courbe de la figure- 21 ... où il apparait pour  $\Delta t > \tau$  un déplacement de la raie ainsi qu'un élargissement électronique lié à une diminution du maximum de tension de sortie.

Pour que ces effets soient négligeables Strandberg conseille une constante de temps  $\tau = RC$  20 à 50 fois plus faible que le temps de passage sur la raie à mi-hauteur.

Utilisation du balayage lent

Notre procédé de balayage lent sera utilisé pour l'étude de la raie  $27_{5,23} \rightarrow 26_{6,20}$  de l'anhydride sulfureux. La fréquence d'absorption correspondant à cette transition a été mesurée en vidéo par J. Bellet (6) qui donne comme valeur  $F = 34.097.720 \pm 30$  KHz.

La largeur optimum de cette raie compte tenu de l'élargissement stark est de 280 KHz.

La pression du gaz dans la cellule est de  $10^{-2}$  mm de mercure environ, la puissance H.F est volontairement amenée à une valeur faible pour éviter la saturation (10  $\mu$ A de courant détecté lorsque le cristal détecteur est fermé sur un galvanomètre de résistance interne 20  $\Omega$ )

Le champ stark appliqué (1200 volt) est tel que le spectre des composantes n'apparait pas dans la plage de fréquence balayée.

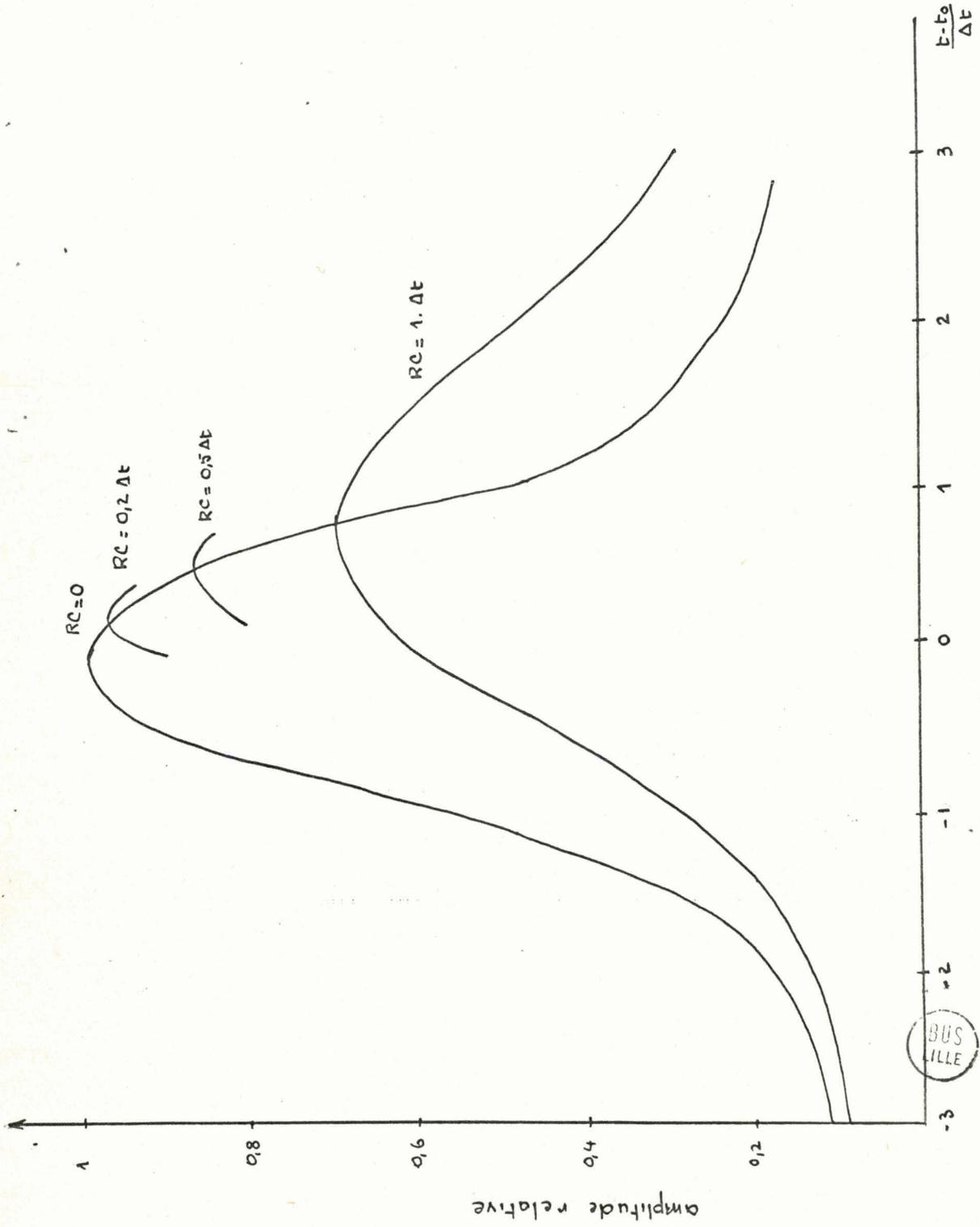


Fig. 21

BUS  
LILLE

Dans l'enregistrement (22) la vitesse de balayage en fréquence est de 200 KHz par minute et la constante de temps à la sortie du détecteur de phase est de 10 secondes.

La largeur apparente de la raie est alors d'environ 500 KHz. L'effet d'élargissement très net est lié à la vitesse de balayage encore relativement importante eu égard au fait que la valeur de la constante de temps choisie n'est qu'une dizaine de fois inférieure au temps de passage sur la raie à mi-hauteur.

Dans l'enregistrement (23) nous avons conservé la même constante de temps  $\tau = 10$  secondes et nous avons diminué la vitesse de balayage à 60 KHz par minute. Le temps  $\Delta t$  de passage sur la raie à mi-hauteur est de 300 secondes et la relation  $0,02 \Delta t < \tau < 0,05 \Delta t$  est alors parfaitement vérifiée.

Dans ces conditions la largeur mesurée est de  $290 \pm 10$  KHz ce qui rejoint la valeur prévue théoriquement. Il apparaît donc que des vitesses de balayage de l'ordre de grandeur de celle correspondant à cet enregistrement suffisent pour rendre négligeable l'effet d'élargissement lié à la vitesse de balayage.

D'autre part le choix judicieux de la constante de temps à la sortie du détecteur de phase nous permet d'envisager une mesure absolue de la fréquence d'absorption ; en effet, la fréquence de l'étalon 3 GHz stabilisée en phase étant parfaitement déterminée il nous est facile d'identifier chaque marqueur.

La courbe (24) représente l'évolution du balayage en fonction du temps ; elle nous permet par interpolation d'obtenir la fréquence du maximum d'absorption soit  $34\ 097.750 \pm 30$  KHz. La valeur de l'erreur étant liée à l'appréciation de la position des marqueurs et du maximum d'absorption de la raie.

La fréquence mesurée  $34\ 097.750 \pm 30$  KHz recouvre bien la valeur trouvée (en vidéo et l'on peut considérer que l'on obtient ainsi une bonne mesure de la fréquence des raies d'absorption en spectrométrie stark.

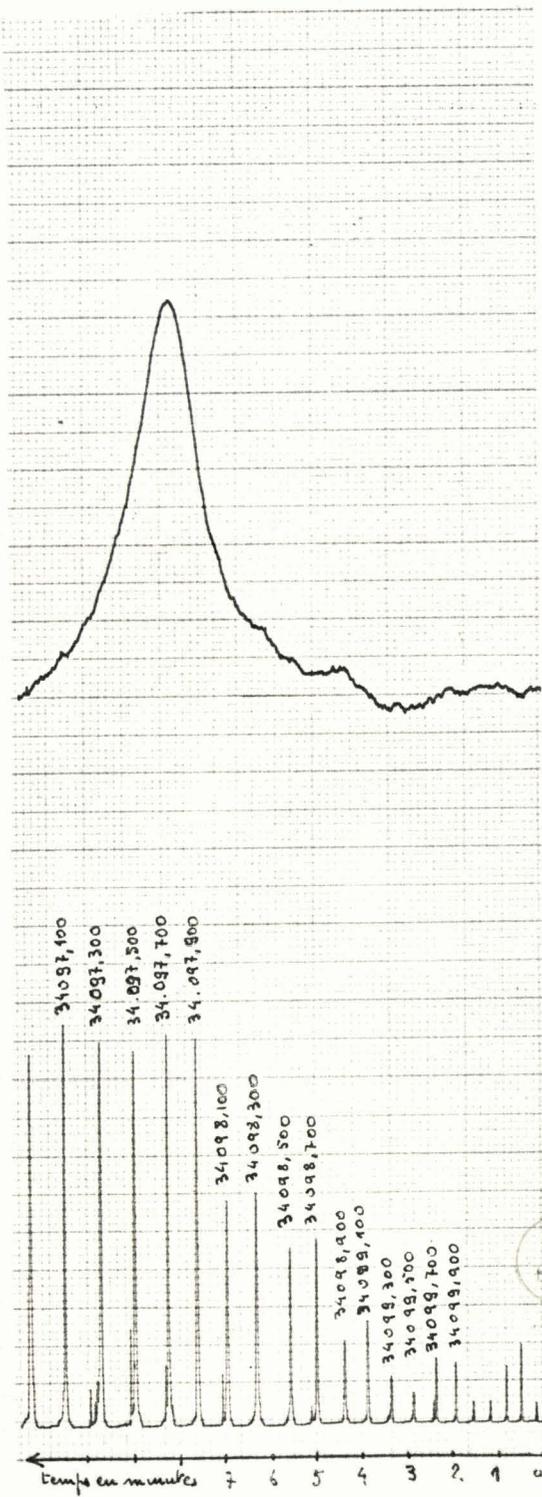
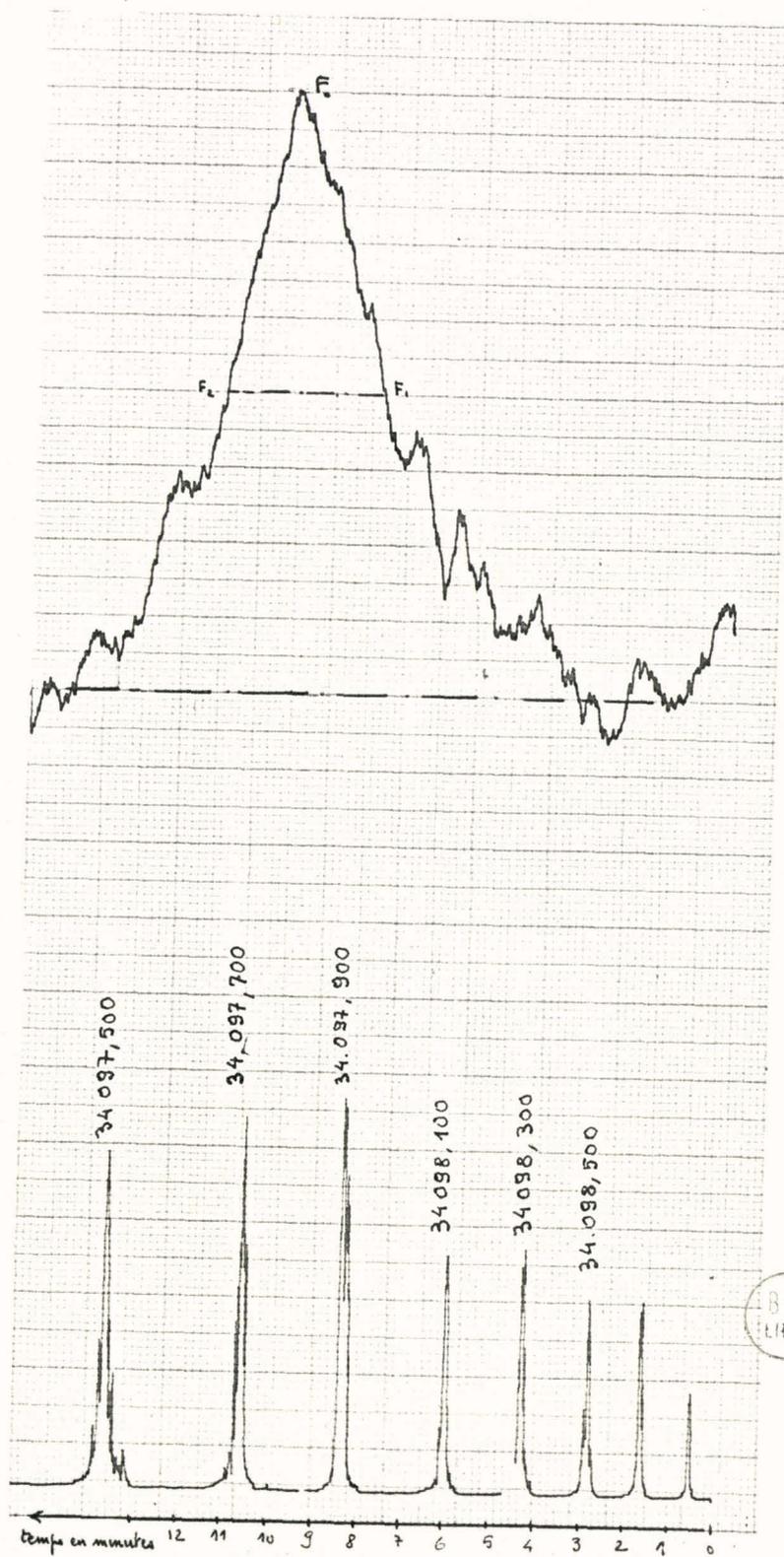


Fig 22



BUS  
LILLE

Fig. 23

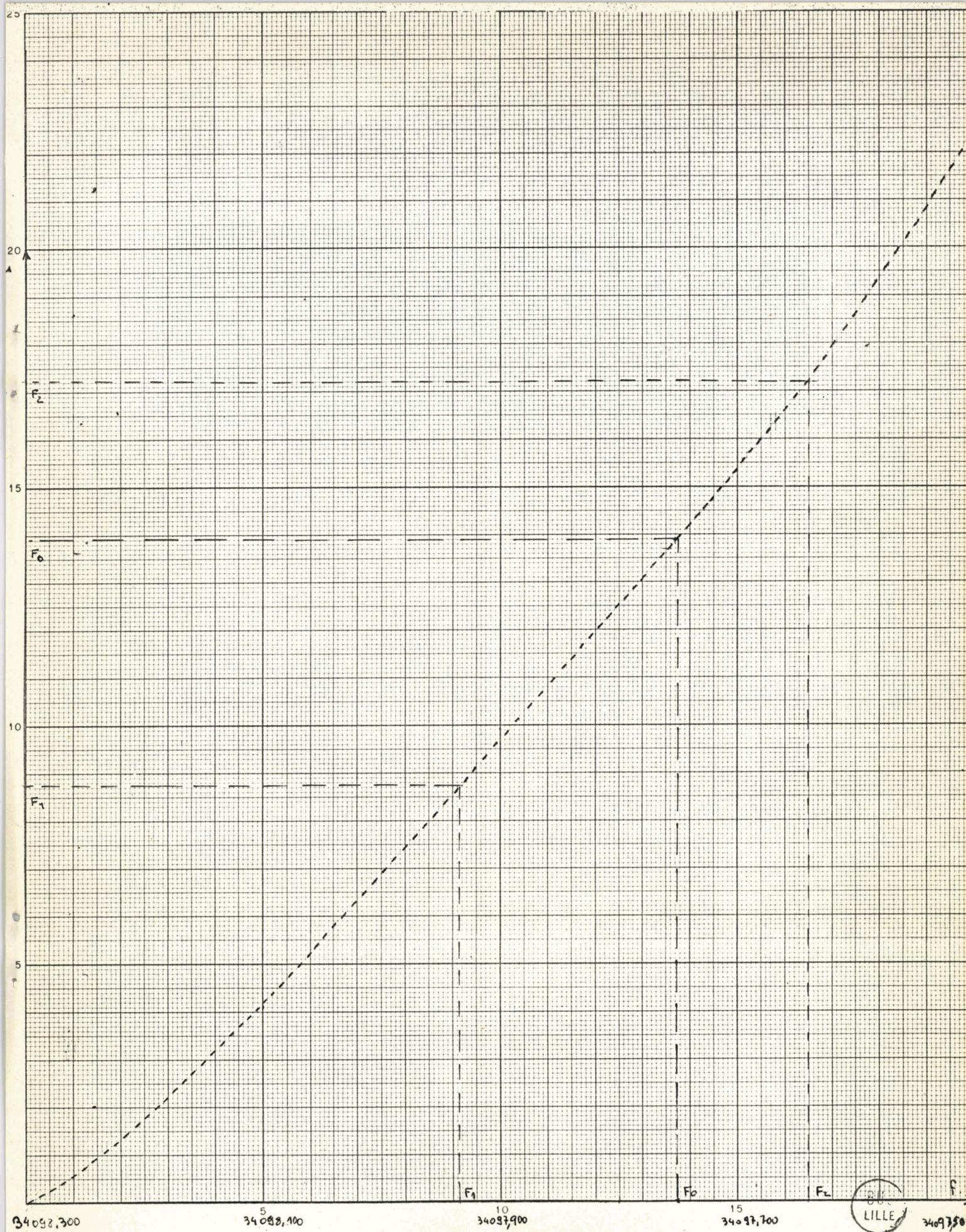


Fig. 24

### Conclusion

Nous pensons avoir réalisé un appareillage avec lequel les principales causes d'élargissement des phénomènes d'absorption sont supprimées.

Il est possible d'amener le pouvoir de résolution du spectromètre stark à des valeurs plus faibles en diminuant la fréquence de modulation.

Une fréquence de modulation stark de 30 KHz nous permettant d'espérer une résolution de l'ordre de 150 KHz sans diminution notable de la sensibilité du spectromètre.

La nécessité d'un tel appareillage s'impose lors de résolution de la structure quadripolaire ; aussi prévoit-on l'extension de ces procédés de balayage lent à des gammes de fréquences différentes.

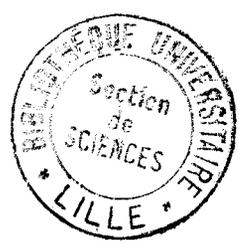
## Bibliographie

-----

- 1 - Montgomery      Tech. mesures micro ondes P. 247
  - 2 - Waché      Thèse de 3ème cycle 1964
  - 3 - Musson-Genon et Metivier      Onde électrique 1957
  - 4 - Macke, **Messelyn**, Wertheimer      Onde électrique 1966
  - 5 - Strandberg      Microwave spectroscopy
  - 6 - Bellet      Thèse de doctorat 1965
- Cours de Monsieur Wertheimer      3ème cycle de spectroscopie hertzienne.

Table des matières

- Introduction
- Sommaire
- CH. 1 - Spectrométrie stark
  - influence de la vitesse de balayage
  - nécessité d'un balayage lent
  - nécessité d'une stabilisation de fréquence
- CH. II - Procédés de stabilisation
  - stabilisation de phase
  - stabilisation de fréquence
- CH. III - Détection du signal d'erreur
- CH. IV - Stabilisation de la fréquence d'oscillation d'un klystron par système magnétique
  - action du champ magnétique
  - chaîne de stabilisation
- CH. V - Stabilisation de la fréquence d'oscillation d'un klystron par procédé opto-électronique
  - système opto-électronique
  - chaîne de stabilisation
- CH. VI - Balayage lent
- CH. VII - Appareillage
  - spectromètre
  - système de marquage
- CH. VIII - Résultats
- Conclusion.



TITRE DE LA THESE DE 3ème CYCLE "Mention Electronique"

Contribution à l'amélioration d'un spectromètre STARK par  
asservissement de la fréquence de la source

Vu et approuvé

Lille, le 24 Juin 1966

Le Doyen de la Faculté des Sciences de Lille ,

Pour le Doyen empêché  
L'Assesseur.



Vu et permis d'imprimer

Le Recteur de l'Académie de Lille ,

