

N° d'ordre :

THÈSE

présentée à la
Faculté des Sciences d'Orsay
Université de Paris

pour obtenir

Titre de Docteur de l'Université
(Mention : SCIENCES)

par

Jean SEGUIN

Laboratoire AIME COTTON C.N.R.S.

Sujet de la Thèse : Sur quelques problèmes d'électronique posés
par la spectroscopie laser infrarouge.

Soutenue le

1969 devant la commission d'Examen

M. BERTEINPrésident

MM. BROCHARD..... }
CONNES..... } Examineurs

MICHEL.....Invité

ORSAY 1969

INTRODUCTION.

Ce travail a facilité la mise au point de nouvelles méthodes d'étude à haute résolution de transitions laser dans l'infra-rouge moyen, méthodes permettant notamment la résolution de structures isotopiques serrées.

Dans un premier chapitre, nous rappellerons le principe et le but des méthodes expérimentales de spectroscopie laser. Le second chapitre présentera le système de détection et d'amplification du signal infra-rouge utilisé dans les expériences de spectroscopie laser du laboratoire, les dispositifs électroniques particuliers à chaque méthode étant décrits dans les troisième et quatrième chapitres.

CHAPITRE I

RAPPEL SUR LE PRINCIPE

DES METHODES EXPERIMENTALES DE SPECTROSCOPIE LASER.

I - BUT DES METHODES.

I - 1 - Introduction.

Les méthodes de spectroscopie laser présentées dans ce chapitre permettent l'analyse de profils, de structures hyperfines et de déplacements isotopiques ; les études ont été importantes surtout dans ce dernier domaine dont, pour situer notre travail, nous allons exposer les grandes lignes.

I - 2 - Le déplacement isotopique.

A la structure hyperfine près, dans l'approximation d'un noyau ponctuel de masse infinie, tous les isotopes d'un même élément ont même spectre, et, pour les noyaux ayant un spin, ce spectre est celui des centres de gravité des multiplets hyperfins (la structure hyperfine ne déplace ni les centres de gravité des niveaux, ni ceux des raies).

Les valeurs finies non nulles, et différentes d'un isotope à l'autre, de la masse et du volume nucléaires entraînent l'effet

isotopique qui se manifeste par de légères différences de longueur d'onde entre les raies émises par les différents isotopes.

L'effet isotopique se sépare en effet de masse et effet de volume.

I - 2 - a - l'effet de masse

Il correspond à l'entraînement du noyau qui, par suite de sa masse finie, ne coïncide pas avec le centre des masses.

Pour décrire l'atome réel, la correction à apporter à l'hamiltonien se sépare d'elle-même en deux parties de nature très différente ce qui conduit à distinguer deux effets : l'effet de masse normal et l'effet de masse spécifique.

- l'effet de masse normal.

Il se calcule en remplaçant la masse m de l'électron par la masse réduite $= \frac{m M}{m + M}$, M étant la masse du noyau.

On a alors : $E = \frac{\mu}{m} E_{\infty}$, E_{∞} étant l'énergie d'un niveau de l'atome de masse infinie.

Remarque : Les résultats expérimentaux étant obtenus par comparaison de deux isotopes, l'effet mesuré n'est qu'une faible fraction de la correction sur l'énergie totale d'un isotope donné.

- l'effet de masse spécifique.

Il correspond à un terme correctif apporté à l'hamiltonien qui est traité comme une perturbation.

On démontre que la différence des effets de masse de deux atomes de nombres de masse respectifs A_1 et A_2 peut se mettre sous la forme de deux termes :

a) - le facteur nucléaire qui est banal et s'écrit : $\frac{A_1 - A_2}{A_1 A_2}$

On voit que ce facteur décroît rapidement avec A . Il en résulte que l'effet spécifique, comme l'effet normal d'ailleurs, est surtout important dans les atomes légers.

b) - le facteur électronique K .

Pour le calculer avec précision il faudrait disposer d'excellentes fonctions d'onde radiales car la remarque faite à propos de l'effet normal s'applique à l'effet spécifique. De plus cet effet peut être altéré par des corrections, notamment des corrections relativistes, encore plus difficiles à évaluer.

I - 2 - b - L'effet de volume.

Le noyau, qui occupe un certain volume, ne constitue pas une charge ponctuelle. Il en résulte une modification du potentiel électrostatique qui, pratiquement, n'affecte que la région centrale occupée par le noyau (propriété rigoureuse pour une couche à symétrie sphérique). L'effet de cette perturbation très locale est évidemment faible, mais il n'est pas nul car certains électrons ont une probabilité de présence non nulle même au centre du noyau. Même dans une hypothèse simple telle que la répartition uniforme des charges, le volume du noyau n'intervient pas seul ; toute déformation équivaut à un accroissement de son volume. On retrouve encore ici le produit d'un facteur nucléaire par un facteur électronique. Le facteur nucléaire s'exprime au moyen des variations de volume apparent, et contient donc des renseignements sur le noyau.

L'étude du déplacement isotopique permet surtout une vérification des théories car la superposition des différents effets rend difficile la détermination directe des effets nucléaires ; on peut néanmoins déduire des résultats des mesures, certaines propriétés dues à l'un ou l'autre isolément dans le cas où on dispose de plus de deux isotopes. Il est intéressant, entre autres, de voir comment évolue le volume "apparent" du noyau lorsque varie le nombre de neutrons. On étudiera donc de préférence les éléments ayant un grand nombre d'isotopes.

Les mesures de déplacements isotopiques ainsi que l'analyse de la structure hyperfine nécessitent l'emploi d'appareils à haute résolution. Elles se font principalement en utilisant le spectromètre Fabry-Pérot (1) (2) ou, dans l'infra-rouge, le SISAM (3) (4) qui ne permet pas d'atteindre d'aussi hautes résolutions mais est beaucoup plus lumineux.

Depuis la découverte des laser à gaz (5), il est possible d'utiliser la finesse et l'intensité des raies émises pour étendre ces mesures à des structures très serrées, en particulier dans le domaine des longueurs d'onde infra-rouges où les transitions font intervenir des configurations quelquefois difficiles à atteindre par l'étude des raies visibles, et où la largeur Doppler est réduite. Il est alors apparu intéressant, en ce qui concerne l'analyse du noyau, d'étudier les gaz rares qui présentent un grand nombre de raies infra-rouges intenses, faciles à exciter, et dont l'intérêt provient de ce que certains, comme le Xénon, possèdent un nombre important d'isotopes au voisinage d'un nombre magique.

Dans ce but plusieurs méthodes expérimentales ont été mises au point au laboratoire AIME COTTON par J. BROCHARD, R. VETTER, S. LIBERMAN ; j'ai étudié et réalisé l'appareillage électronique qui leur est associé. Ces expériences présentent l'avantage, devant d'autres méthodes de spectroscopie laser que nous allons maintenant exposer, de permettre une étude plus extensive des raies et de faciliter ainsi les études théoriques.

II - METHODES EXPERIMENTALES DE SPECTROSCOPIE LASER.

II - 1 - Méthodes d'"hétérodynage".

Ces méthodes utilisent la cohérence temporelle du faisceau laser et mesurent des fréquences.

Si on mélange les signaux issus de deux oscillateurs de fréquences légèrement différentes, on peut, par une méthode de battement

bien connue en radioélectricité, mesurer l'écart qui sépare ces deux fréquences. Deux laser séparés contenant des isotopes différents fortement enrichis ont des fréquences d'oscillation légèrement différentes ; par une méthode d'"hétérodynage" on peut mesurer l'écart de ces fréquences, c'est-à-dire le déplacement isotopique.

Chaque laser oscille en mode unique et la fréquence de chacun est amenée à coïncider avec le centre de la raie. Pour cela, on asservit la cavité laser de façon à faire coïncider la fréquence d'oscillation avec la fréquence correspondant au centre du "Lamb dip". Les faisceaux des deux laser sont alors mélangés sur la photocathode d'un photomultiplicateur (6). Pour que ce mélange de fréquences soit correct, il faut, non seulement que les deux faisceaux laser couvrent la même surface de la photocathode, mais aussi que les fronts d'ondes des faisceaux incidents restent parallèles : (fig. 1) . La différence des fréquences est mesurée en analysant le battement en sortie du photomultiplicateur à l'aide d'un récepteur radio. Par cette méthode qu'ils ont mise au point, A. SZOKE et A. JAVAN (7), en utilisant des échantillons fortement enrichis de Ne^{20} et de Ne^{22} , ont étudié en 1963 le déplacement isotopique de la transition $1,15\mu\text{m}$, la valeur mesurée étant :

$$261 \pm 3 \text{ M Hz } (8,7 \pm 0,1 \text{ mK}).$$

De la même façon, il est possible de mesurer ou de contrôler tout ce qui entraîne des variations de fréquence de l'oscillation laser, par exemple les variations de pression (10).

Un inconvénient de cette méthode réside dans la nécessité d'utiliser des isotopes très purs. En effet, dans un laser à gaz opérant en mode unique asservi au centre du "Lamb dip", la fréquence d'émission est indépendante de l'intensité de la décharge dans le tube (fig. 2a), mais uniquement lorsqu'on utilise un isotope pur, par exemple le Ne^{20} à 99 %. Sinon, comme le montrent les graphiques de la figure 2b obtenus avec un laser contenant un mélange de 91 % de Ne^{20} et de 9 % de Ne^{22} , le centre du "Lamb dip", donc la fréquence d'émission du

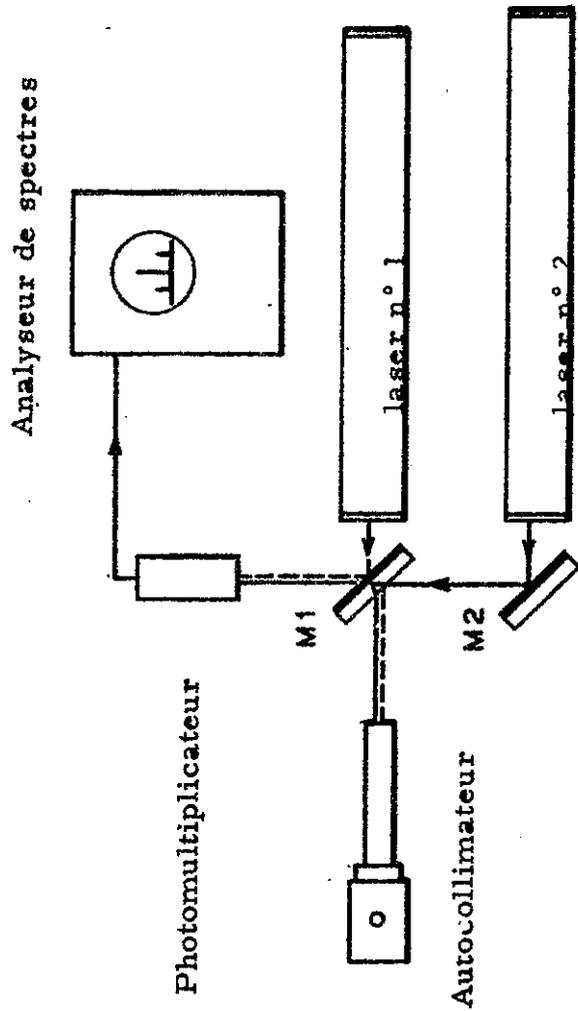


Fig. n°1 METHODE D'HETERODYNAGE DES
 FREQUENCES D'OSCILLATION DE
 DEUX LASER.

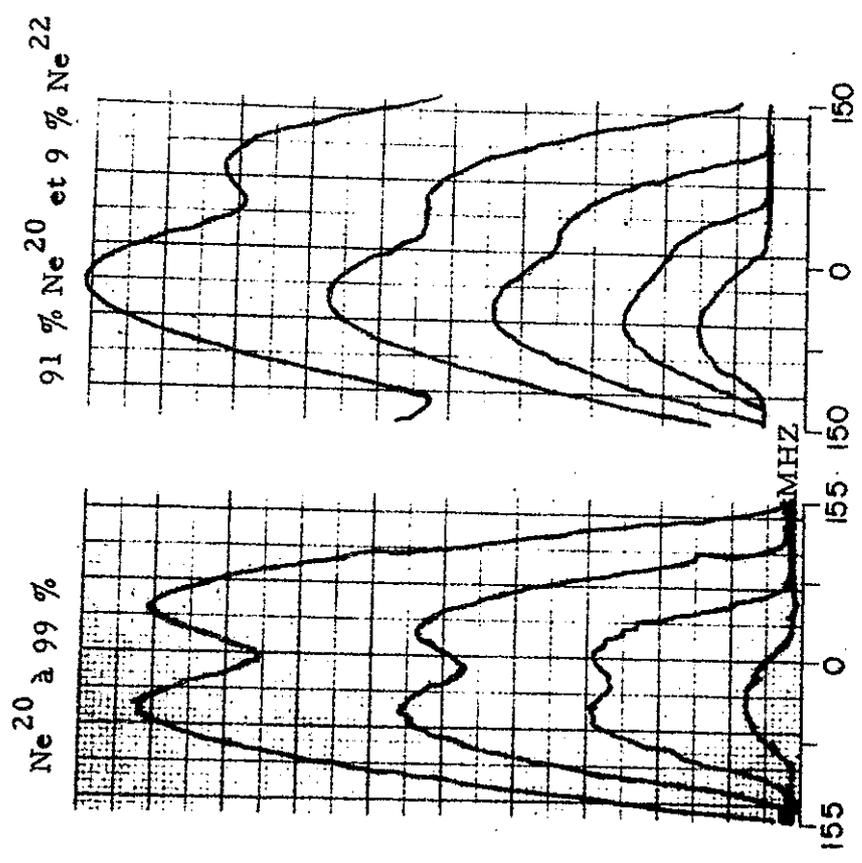


Fig. n°2 PUISSANCE DE SORTIE EN FONCTION DE
 LA FREQUENCE D'OSCILLATION D'UN
 LASER He Ne A 1, 15 μ m SUIVANT LES
 NIVEAUX D'EXCITATION DU TUBE A
 DECHARGE.

laser asservi, ne correspond plus, ni à la fréquence centrale de la raie émise par l'isotope dominant, ni à celle du centre de gravité de la structure isotopique ; elle n'est même pas fixe et dépend largement des conditions expérimentales.

Cette méthode est également limitée par les récepteurs. En effet, il n'existe pas jusqu'à maintenant de récepteurs ayant un temps de réponse assez court et une sensibilité suffisante pour permettre la détermination d'une fréquence de battement élevée, supérieure à 800 M Hz. De plus le domaine spectral de sensibilité des photomultiplicateurs ne s'étend pas au delà de $1\mu\text{m}$ environ. Ainsi lors de l'étude du déplacement isotopique de la transition laser He Ne 6328 \AA (8), il n'était plus possible d'utiliser un photomultiplicateur, la fréquence de battement étant trop élevée : 875 M Hz . La sensibilité des photodiodes utilisées restait trop faible pour détecter le signal avec des laser oscillant en mode unique. En augmentant le courant de l'un des laser jusqu'à observer cinq modes longitudinaux, il a toutefois été possible de mesurer le battement entre la fréquence centrale du mode le plus éloigné des cinq et celle fournie par le laser à mode unique.

En plus de ces limitations, cette méthode, bien que séduisante, reste difficile à mettre en oeuvre tout en ne dépassant pas en précision les méthodes optiques.

II - 2 - Méthodes "classiques" d'analyse des profils avec des laser multimodes.

Il s'agit là vraiment de méthodes classiques appliquées au cas particulier des laser qui fournissent une forte énergie dans une faible étendue de faisceau, et facilitent ainsi l'emploi d'un Fabry-Pérot à haute résolution. Elles consistent à analyser les structures fournies par un laser fonctionnant en multimode à l'aide d'un spectromètre Fabry-

Pérot externe. Cependant les modes n'étant jamais extrêmement nombreux, leur distribution au sein d'une raie simple influe légèrement sur la position du centre de gravité de la raie enregistrée et, de plus, la structure en modes et ses instabilités altèrent le profil. Les erreurs qui en résultent sont faibles et aléatoires ; elles peuvent donc être éliminées par des moyennes sur de nombreux enregistrements. Il reste toutefois qu'il n'est pas possible d'analyser avec précision une structure mal résolue car l'émission laser ne respecte pas la distribution spectrale de l'intensité qu'au sein du profil.

Ainsi R. L. BYER, W. E. BELL, E. HODGES et A. L. BLOOM (9), ont étudié en 1965 la transition laser visible 6150 \AA de Hg II avec un laser à cathode creuse contenant un mélange hélium-mercure excité par impulsions. L'analyse du signal laser se fait par l'intermédiaire d'un interféromètre Fabry-Pérot photographique, le relevé au densitomètre permettant d'en déduire les valeurs des déplacements isotopiques. Pour cette transition du mercure ionisé les mesures ont porté sur les isotopes 198-200-202-204.

De la même façon, au laboratoire, S. LIBERMAN (11) avec une cavité laser de 7m, et en utilisant un Fabry-Pérot externe à balayage par pression, a étudié, par enregistrement direct du signal fourni par un récepteur infra-rouge, la structure de 20 raies entre 2 et $9 \mu\text{m}$ du Xe 129 et pu en déduire la structure hyperfine des niveaux.

II - 3 - Deux méthodes de mesure permettant l'étude de déplacements isotopiques, de structures hyperfines et de profils de raies ont été développées dans le laboratoire par J. BROCHARD et R. VETTER (12).

Elles sont purement optiques et permettent de faire une étude extensive des raies :

- La première est dite d'"autoexploration avec excitation alternée des isotopes". Deux tubes à décharge contenant chacun un isotope pur sont

alignés dans la même cavité laser et excités alternativement sur un seul mode. Le déplacement d'un miroir de la cavité permet de reconstituer le profil fourni par chaque isotope et de mesurer le déplacement isotopique. On a pu ainsi faire une étude étendue de 6 raies de l'argon (13) et de 20 raies du xénon (14) entre 2 et 7^{μ} m.

L'utilisation de laser monomodes donne une grande précision sur les fréquences, mais l'effet laser introduit une distorsion sur les échelles amplitude et fréquence, distorsion qui n'intervient cependant pas si les raies sont bien séparées.

~ La deuxième méthode permet l'étude directe des profils en émission induite. Elle est analogue à une méthode d'absorption menée en émission induite. La source de lumière est constituée par un tube à décharge traversé par une radiation monochromatique issue d'un laser à gaz travaillant en mode unique et dont la fréquence est variable dans un certain domaine spectral. Le balayage en fréquence permet l'enregistrement du profil de la raie faiblement amplifiée par le tube ; des structures hyperfines simples et serrées peuvent aussi être étudiées. L'utilisation de plusieurs tubes en parallèle rend possible l'étude de déplacements isotopiques et facilite celle des effets de pression. Des premières mesures ont été faites sur le déplacement isotopique dans le xénon.

Dans cette expérience, l'échelle des fréquences est également distordue ; il est nécessaire de prévoir un étalonnage de l'intervalle spectral étudié.

Les détecteurs et les systèmes d'amplification du signal sont semblables dans ces deux méthodes aussi les étudierons-nous dans le deuxième chapitre avant d'analyser les particularités électroniques de chaque expérience respectivement dans les troisième et quatrième chapitres.

Des méthodes semblables ont été étudiées par différents auteurs (15), (16), (17), (18), (19). Le balayage se fait par champ magnétique, ce qui permet d'explorer une bande de fréquences nettement plus large, mais la structure Zeeman de la raie apporte une grande complication et nuit à l'émission laser.

II - 4 - Méthode de mesure du déplacement isotopique utilisant le profil étroit induit par effet laser.

Cette méthode plus élaborée a été mise au point par R. H. CORDOVER, P. A. BONCZYK et A. JAVAN (20) en 1967 pour effectuer des mesures précises de déplacements isotopiques pour deux transitions du néon ayant un niveau commun : $0,6 \mu\text{m}$ et $1,15 \mu\text{m}$.

Un laser He Ne oscille en mode unique sur la transition $1,15 \mu\text{m}$. On observe l'émission spontanée à 6096 \AA à travers un miroir de sortie (les miroirs du laser sont transparents à $0,6 \mu\text{m}$). Les signaux sont analysés à haute résolution par un spectromètre Fabry-Pérot suivi d'un photomultiplicateur. Le laser est modulé par des signaux carrés appliqués au transducteur supportant l'un des miroir laser ; cette modulation, faite à une audio fréquence, permet une détection synchrone à bande étroite du signal.

Lorsqu'un laser contenant un seul isotope oscille à une fréquence proche de la fréquence centrale de la raie Doppler $1,15 \mu\text{m}$, la largeur de la raie à $0,6 \mu\text{m}$, analysée dans l'axe optique, apparaît comme un étroit profil Lorentzien superposé à un large profil Doppler gaussien, les fréquences centrales coïncidant. Si maintenant la fréquence laser est légèrement éloignée du centre de la raie Doppler $1,15 \mu\text{m}$, le profil Lorentzien se sépare symétriquement de part et d'autre de la fréquence centrale. (fig. 3a) On peut expliquer ce phénomène de la façon suivante : l'émission laser dépeuple le niveau supérieur au profit du niveau inférieur seulement pour les atomes qui ont (à la largeur Lorentz près) une vitesse telle que leur fréquence d'émission coïncide

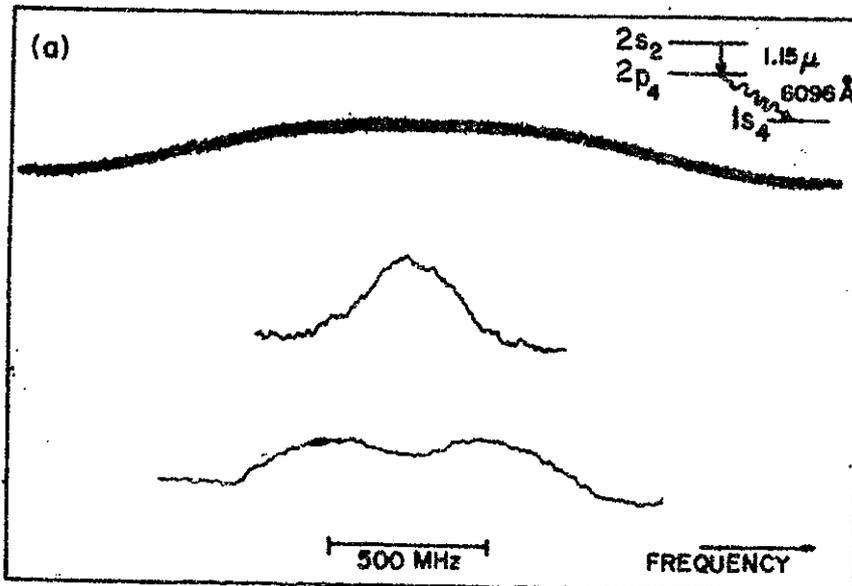


FIGURE N°3a

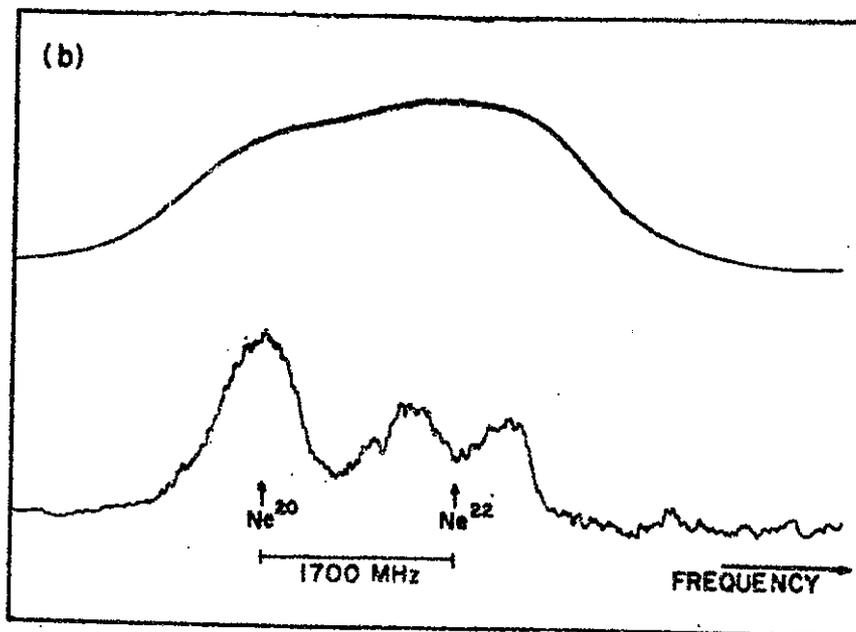


FIGURE N°3b

avec celle de l'émission laser. Comme les deux sens de propagation sont équivalents pour l'émission laser, il s'agit de 2 bandes de vitesses longitudinales symétriques :

$(V_z = \pm c \times \delta\sigma / \sigma \quad \delta\sigma \text{ étant l'écart de fréquence entre l'émission laser et le centre de la raie naturelle}).$

Les classes d'atomes dont le peuplement est ainsi favorisé ont une émission accrue sur la raie de fluorescence, ce qui se traduit par deux bosses d'émission surajoutées au profil Doppler, symétriques par rapport au centre de la raie et dont la largeur est approximativement la somme des largeurs Lorentz de la raie laser et de la raie de fluorescence.

Lorsque le tube laser contient un mélange de 2 isotopes, dans le cas de la figure 3 b du Ne^{22} et du Ne^{20} , en centrant la fréquence laser $1,15 \mu\text{m}$ sur le profil Doppler de l'un, le profil à $0,6 \mu\text{m}$ de l'autre est scindé et, de plus il s'y ajoute un déplacement entre les milieux respectifs des deux profils. Ainsi, R. H. CORDOVER et ses collaborateurs ont mesuré les déplacements isotopiques pour $1,15 \mu\text{m}$ et $0,6 \mu\text{m}$.

$257 \pm 8 \text{ MHz}$ ou $8,6 \pm 0,27 \text{ mK}$ pour $1,15 \mu\text{m}$
 $1706 \pm 30 \text{ MHz}$ ou $56,9 \pm 1 \text{ mK}$ pour $0,6 \mu\text{m}$

Remarque : Un phénomène analogue pourrait se détecter en dehors du laser sur un tube à décharge traversé par un faisceau laser. En analysant la lumière de fluorescence dans l'axe du tube, on observerait alors une seule bosse d'émission, la deuxième s'observerait au contraire dans l'autre sens.

C H A P I T R E II

TRAITEMENT DU SIGNAL INFRA-ROUGE

La spectroscopie laser, comme nous l'avons vu, a surtout présenté l'intérêt de permettre l'étude à haute résolution de radiations infra-rouges ce qui était jusqu'alors difficile ; les études de déplacements isotopiques entreprises au laboratoire se situent dans ce domaine de longueurs d'onde. Elles nécessitent des détecteurs spéciaux et des systèmes électroniques d'amplification appropriés.

I - LES DETECTEURS INFRA-ROUGES.

I - 1 - Généralités.

On distingue deux grandes catégories de détecteurs de rayonnement infra-rouge :

- les détecteurs quantiques où le rayonnement agit photon par photon sans que pour autant tous les photons soient efficaces ;
- les détecteurs thermiques, pour lesquels l'énergie reçue produit une élévation de température.

I - 1 - a - Grandeurs caractéristiques.

Quelle que soit la catégorie à laquelle il appartient, un tel détecteur peut se caractériser par plusieurs grandeurs communes :

a - la réponse spectrale qui définit le domaine d'utilisation (fig. 4) exprimé en longueur d'ondes.

b - le temps de réponse ; on le détermine en mesurant le temps qui sépare les instants où le signal fourni par le détecteur prend 10 % et 90 % de sa valeur maximum lorsque celui-ci est sollicité par un échelon.

c - la "Détektivité étoile" D^* .

On définit d'abord la réponse R_w du détecteur qui est le rapport du signal s qu'il fournit à la puissance P qu'il reçoit sous forme de photons incidents, soit :

$$R_w = \frac{s}{P}$$

Mais la limite de la puissance détectable P_B dépend des fluctuations propres du détecteur en l'absence de tout signal externe, c'est-à-dire de son bruit b . On écrit alors par convention :

$$P_B = \frac{b}{s/P} = \frac{bP}{s}$$

b étant la moyenne quadratique du signal de bruit.

En pratique on introduit une autre valeur, la "Détektivité étoile" D^* , qui tient compte en plus, de la surface A du détecteur et de la bande passante ΔF dans laquelle le bruit est mesuré.

$$D^* = \frac{\sqrt{A \Delta F}}{P_B} = \frac{s\sqrt{A \Delta F}}{bP}$$

I - 1 - b - Le bruit.

Le bruit b introduit dans ces formules a des origines trop diverses pour qu'il soit possible de les analyser ici. Nous men-

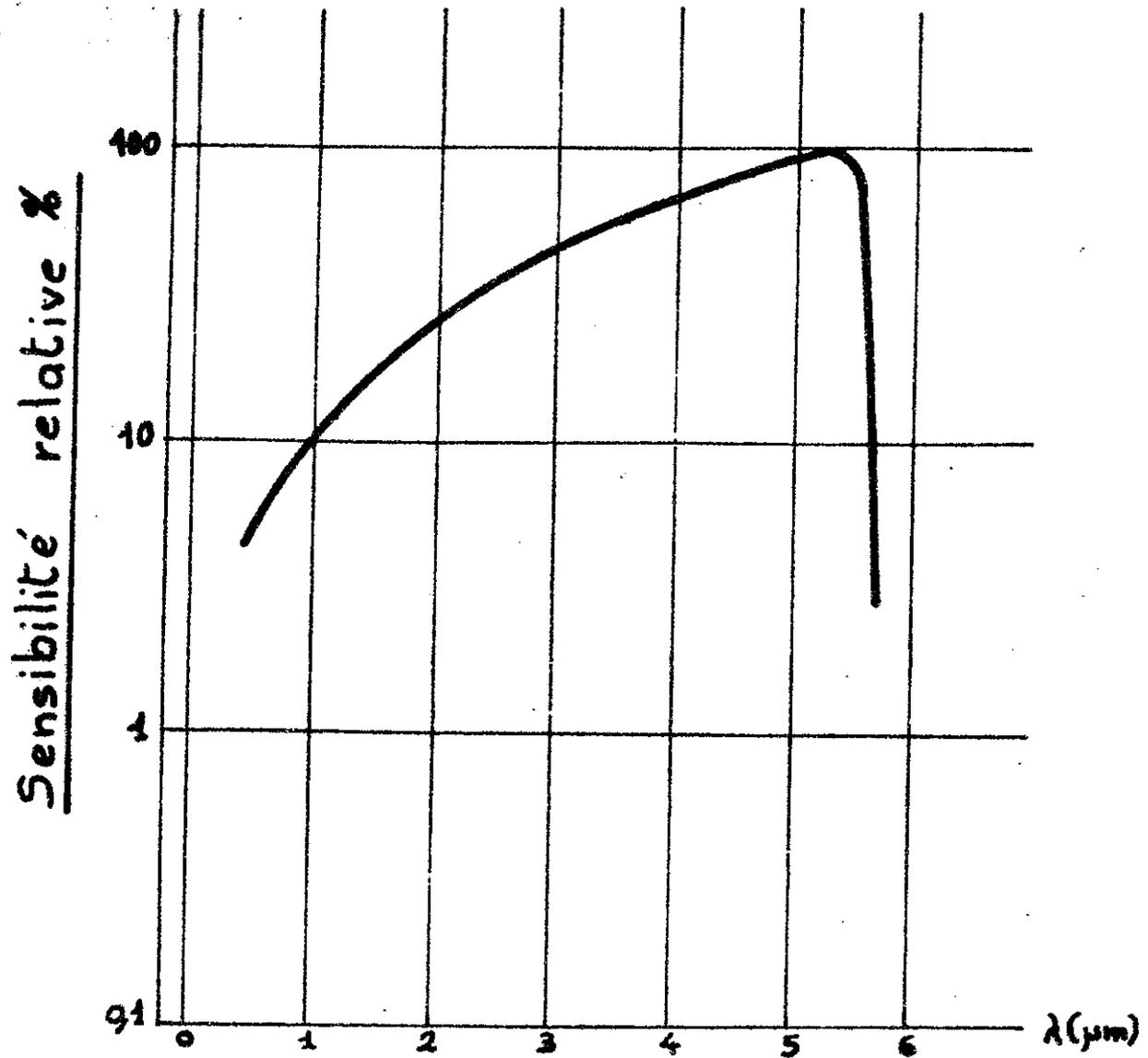


Fig N°4 REPONSE SPECTRALE

tionnerons donc seulement deux types de bruit qui sont prépondérants dans les détecteurs que nous avons choisis pour ces expériences.

1 - Bruit de génération-recombinaison (bruit G - R).

Il est dû aux fluctuations des transitions de génération et de recombinaison dans un semi-conducteur, ce qui se traduit par une fluctuation du nombre des porteurs de charge.

2 - Bruits en $1/F$ ou bruit de courant.

Ils doivent leur appellation à la caractéristique en fréquence de leurs spectres de puissance. On peut y distinguer :

a - le bruit de modulation : L'état de surface du détecteur en est souvent la cause. Il entraîne une modulation de la conductivité dans le semi-conducteur différente de celle qui crée le bruit de génération-recombinaison.

b - le bruit de contact : Sa source se situe au niveau des contacts des électrodes avec le semi-conducteur.

Dans les deux cas cités le spectre de puissance de ces bruits est proportionnel à $\frac{1}{F^\alpha}$, α étant voisin de 1.

En raison du domaine spectral à étudier ($2 \mu\text{m}$ à $9 \mu\text{m}$), de leurs faibles constantes de temps (de l'ordre de la μs) et de leur forte détectivité, nous avons utilisé des détecteurs quantiques de deux types : Ge Au et In Sb .

I - 2 - Le détecteur Ge Au type "p".

Le détecteur Ge Au est un photoconducteur extrinsèque dont le principe de détection fait intervenir les impuretés du cristal. L'introduction d'or dans le germanium crée trois niveaux accepteurs et un niveau donneur (fig. 5). La photoconduction de type p est réalisée à l'aide des atomes accepteurs de niveau à 0,15 électron-volt, qui,

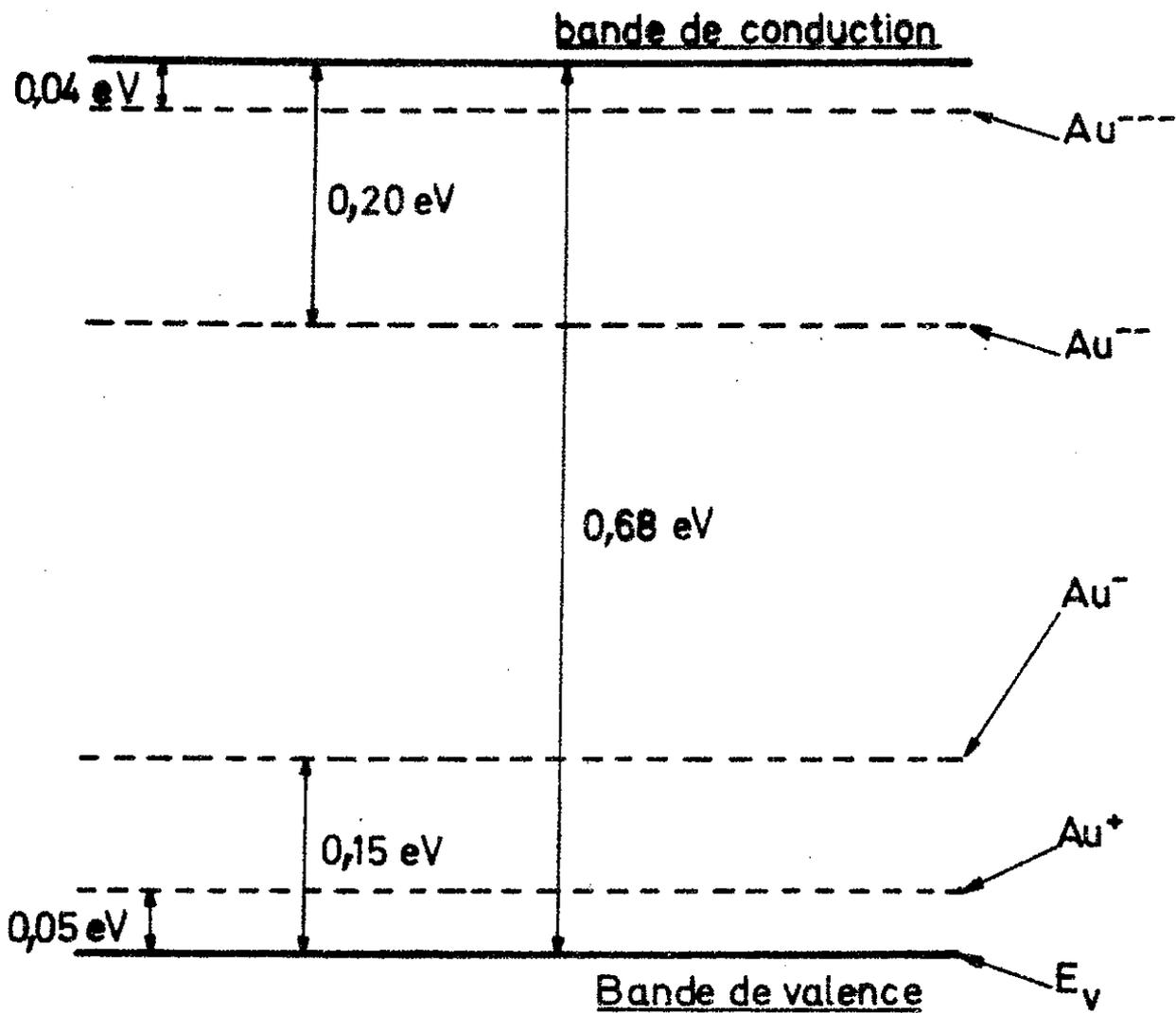


Fig. N°5 NIVEAUX ACCEPTEURS ET DONNEURS
CRÉÉS PAR L'OR DANS LE GERMANIUM

ionisés par un photon, donnent naissance à un porteur mobile. La longueur d'onde limite est déterminée par l'énergie d'ionisation de l'atome d'impureté, ici 0,15 eV, qui correspond donc au seuil inférieur d'énergie que le photon incident doit posséder pour être détecté.

$$\lambda = \frac{1,24}{F_i} \quad \text{ici} \quad F_i = 0,15 \text{ eV}$$

le seuil de sensibilité est de $9 \mu\text{m}$ environ (fig. 6). Ce type de détecteur doit être refroidi à 77°K au moins, son impédance est alors de l'ordre de $200 \text{ k}\Omega$. Comme le montre la courbe (fig. 8), à 60°K , la détectivité se trouve multipliée par un facteur voisin de 3 ; à cette température, en effet, l'ionisation thermique des porteurs devient négligeable. On se rapproche de ces conditions en pompant sur l'azote liquide ; l'impédance de la cellule prend dans ce cas des valeurs importantes : $3 \text{ M}\Omega$ environ. Ces détecteurs seront utilisés pour travailler entre $2 \mu\text{m}$ et $9 \mu\text{m}$; leur constante de temps est très faible : 10^{-7} s voire $5 \cdot 10^{-8} \text{ s}$. Pour des fréquences supérieures à 40 Hz , le bruit en courant devient négligeable, reste alors le bruit de génération et de recombinaison.

Pour faciliter le refroidissement à l'azote liquide la cellule, dont la surface utile est de $2 \times 2 \text{ mm}$, est fixée à l'intérieur d'un cryostat, une fenêtre de Ca F_2 permettant le passage du signal infra-rouge.

I - 3 - Le détecteur In Sb.

En deça de $5 \mu\text{m}$, nous avons utilisé des cellules photoconductrices à l'antimoniure d'indium. Ce sont des détecteurs monocristallins intrinsèques, dont la conductivité électrique du cristal est modifiée par l'apparition de paires électron-trou lors de l'absorption d'un photon incident ; la conductivité électrique σ est proportionnelle pour un semiconducteur au nombre des porteurs de charge : n et p de mobilités μ_n et μ_p

$$\sigma = q (\mu_n n + \mu_p p)$$

CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DU DETECTEUR INFRA-ROUGE

Ge Au TYPE P (d'après SBRC) (277 stéradians)

FIGURE N°6
 Détektivité en fonction
 du domaine spectral
 (détecteur à 77° K)

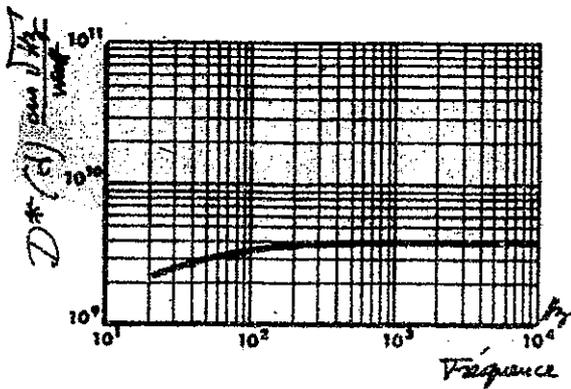
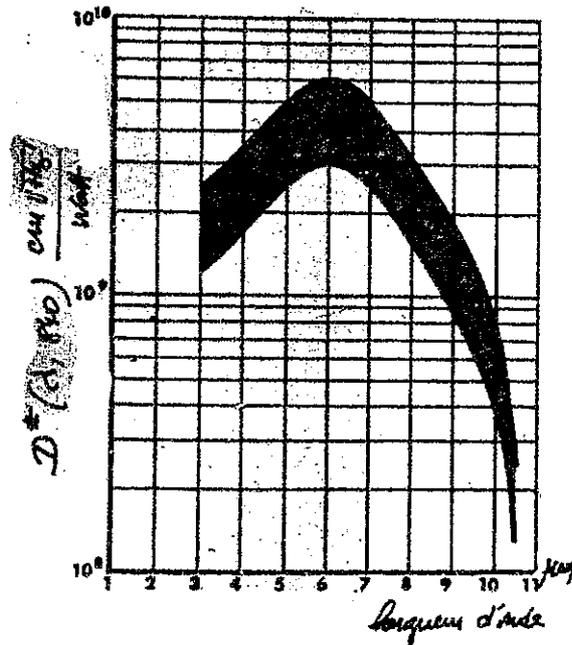


FIGURE N°7

Détektivité en fonction de la
 fréquence (détecteur à 77° K).

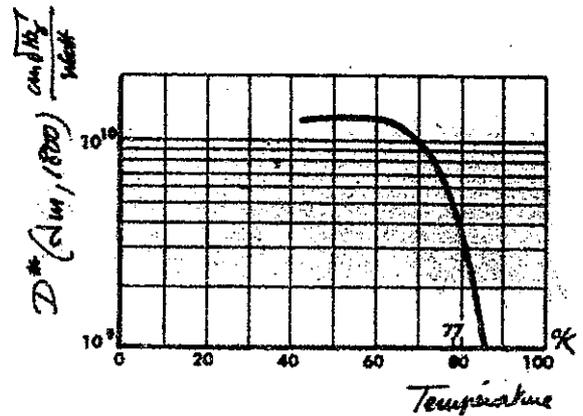


FIGURE N°8

Détektivité en fonction de la
 température.

lorsqu'il y a création d'électrons et de trous par des photons, leurs nombres sont égaux : $\Delta n = \Delta p$. Il en résulte :

$$\Delta \sigma = q \Delta n \left(\mu_n + \mu_p \right)$$

Cependant la création de paires ne peut se faire que si l'énergie du photon incident est supérieure à la largeur de bande interdite E_g du semiconducteur (fig. 9). Pour l'antimoniure d'indium $E_g = 0,23$ eV à 77° K, ce qui donne un seuil de $5,5 \mu\text{m}$. Les courbes de détectivité représentées (fig. 10) sont bien meilleures que celles des détecteurs Ge Au. De plus, la résistance interne des cellules In Sb étant voisine de $2 \text{ k}\Omega$ permet une adaptation facile à l'amplificateur. Quant à la constante de temps, elle est plus grande et vaut ici au moins une microseconde. Le bruit prépondérant est le bruit en courant mais il devient faible à partir de 500 Hz. L'utilisation est optimale vers 77^0 K (fig. 12), soit la température de l'azote liquide, d'où l'emploi d'un cryostat. La surface sensible est de $0,5 \times 0,5$ mm.

II - L'AMPLIFICATION DU SIGNAL.

II - 1 - Introduction.

Sous un rayonnement incident, le détecteur fournit un signal électrique qui est faible, en général, et doit être amplifié. Quel que soit le système d'amplification choisi, il ne doit introduire qu'un bruit bien inférieur à celui provenant du détecteur.

En spectroscopie, telle qu'elle est pratiquée au laboratoire, le signal optique reçu par la cellule est continu et ses variations sont lentes. La bande de fréquences du signal électrique à amplifier va donc du continu à une fraction de hertz.

Il se trouve que dans cette bande, les bruits et dérives des amplificateurs sont très importants : bruits en $1/F$, dérives thermiques et vieillissement. Il est donc nécessaire de transférer le spectre des fréquences qui constituent l'information autour d'une fréquence

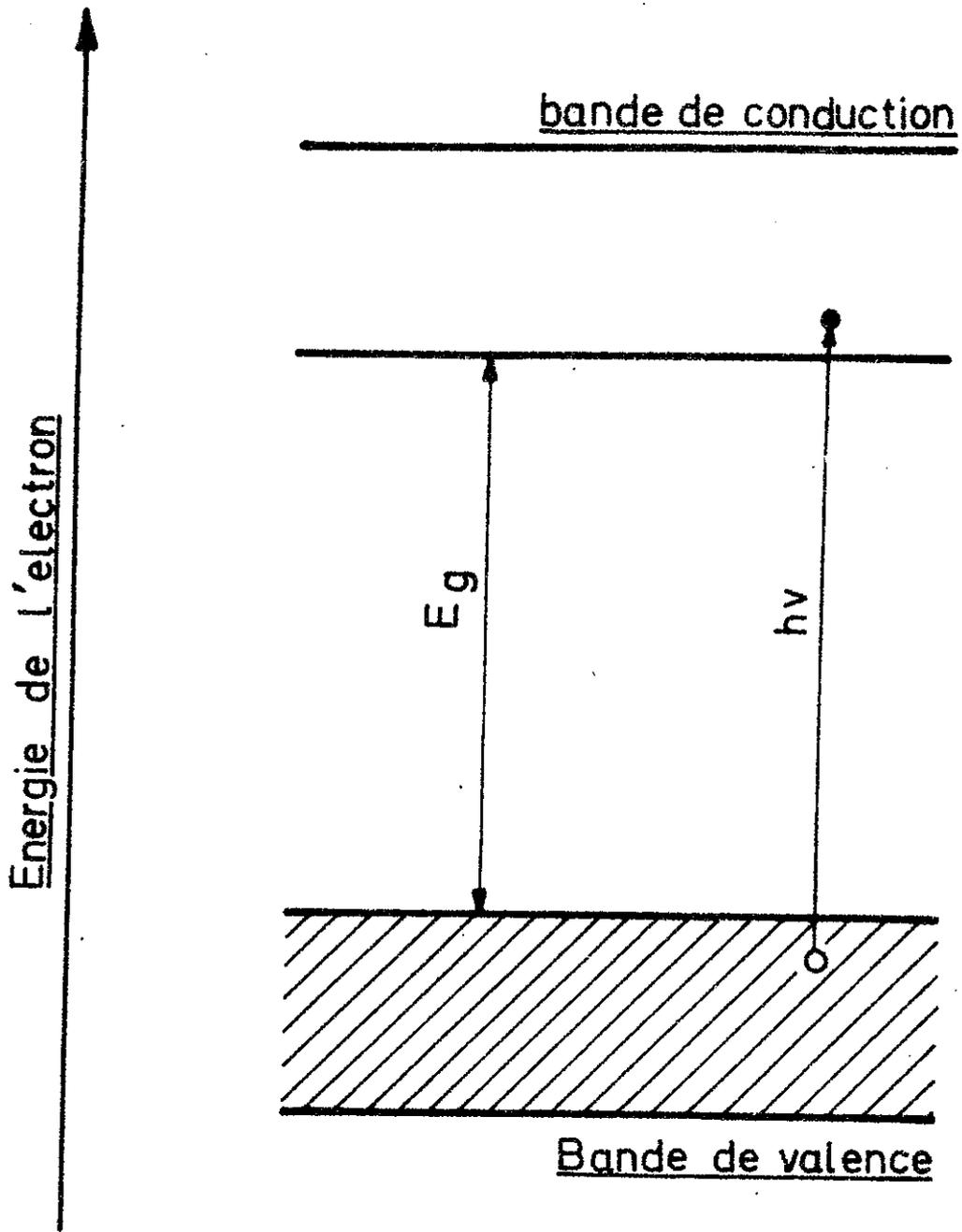


Figure N°9

CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DU DETECTEUR INFRA-ROUGE In Sb

PHOTOCONDUCTEUR (D'APRES SBRC) (277 STERADIANS)

FIGURE N°10

Délectivité en fonction
du domainé spectral

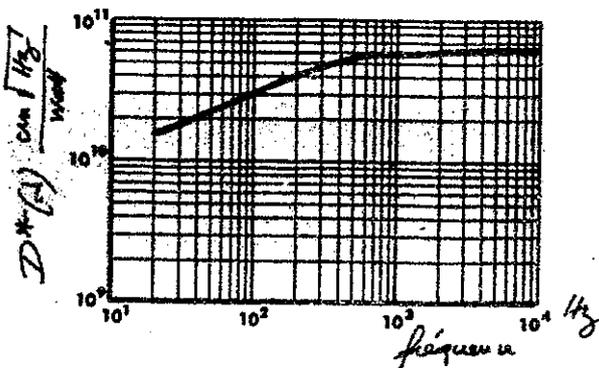
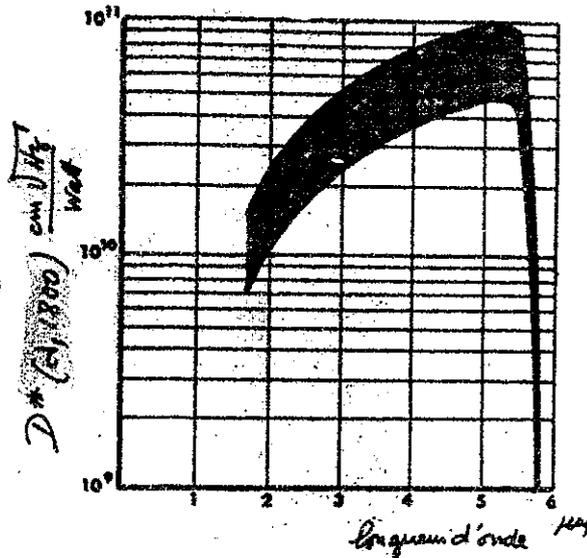


FIGURE N°11

Délectivité en fonction de la
fréquence (détecteur à 77° K).

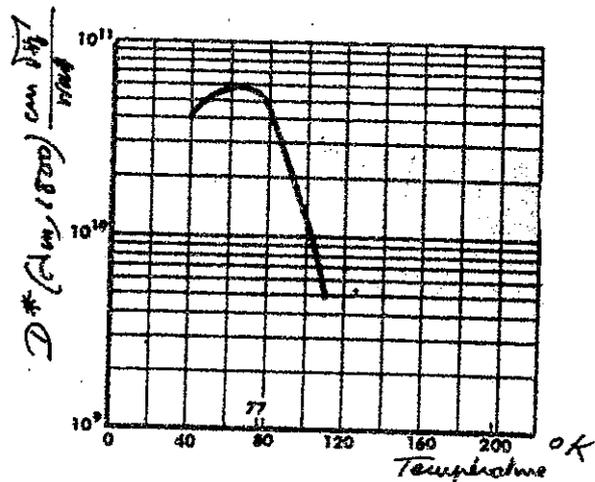


FIGURE N°12

Délectivité en fonction de la
température.

plus élevée. Une méthode généralement employée consiste à utiliser une fréquence porteuse modulée en amplitude par le signal. On peut alors employer des amplificateurs à liaisons alternatives ; on élimine ainsi toutes les dérives lentes, erreurs de zéro, et les bruits en $1/F$ des transistors et des récepteurs si la fréquence choisie est convenable. Pratiquement on utilise un amplificateur sélectif centré sur la fréquence de modulation. Le signal utile, qui constitue l'enveloppe de la porteuse, est détecté puis filtré.

La mise en application d'une telle méthode est trop délicate lorsqu'il s'agit d'analyser des signaux dont la bande passante est inférieure au hertz. Il est en effet impossible de réaliser des circuits aussi sélectifs et dont la fréquence d'accord soit suffisamment stable.

II - 2 - La détection synchrone.

Il existe une autre méthode qui permet d'obtenir une sélectivité indépendante de la fréquence porteuse : c'est l'amplification à détection synchrone utilisée lorsqu'il s'agit de rechercher un faible signal transmis par modulation d'amplitude et noyé dans le bruit, ce qui est souvent le cas dans l'étude des signaux infra-rouges.

Pratiquement (fig. 13 - 14) le signal optique à amplifier (signal utile), et un faisceau additionnel que nous appellerons signal de référence, sont découpés par le même modulateur mécanique ; leur synchronisme étant ainsi assuré, la stabilité de la fréquence de modulation n'est pas critique. Les deux signaux sont amplifiés séparément avant d'être détectés par un multiplicateur synchrone. Un filtre basse fréquence R C permet de séparer le signal utile des autres produits de la multiplication. On enregistre ensuite le signal utile sur un enregistreur potentiométrique. Ainsi, la courbe de réponse basse fréquence qui est déterminée par un simple filtre R C intervient dans la sélectivité globale. Elle est centrée automatiquement sur la fréquence porteuse dont elle est indépendante. On peut de cette manière,

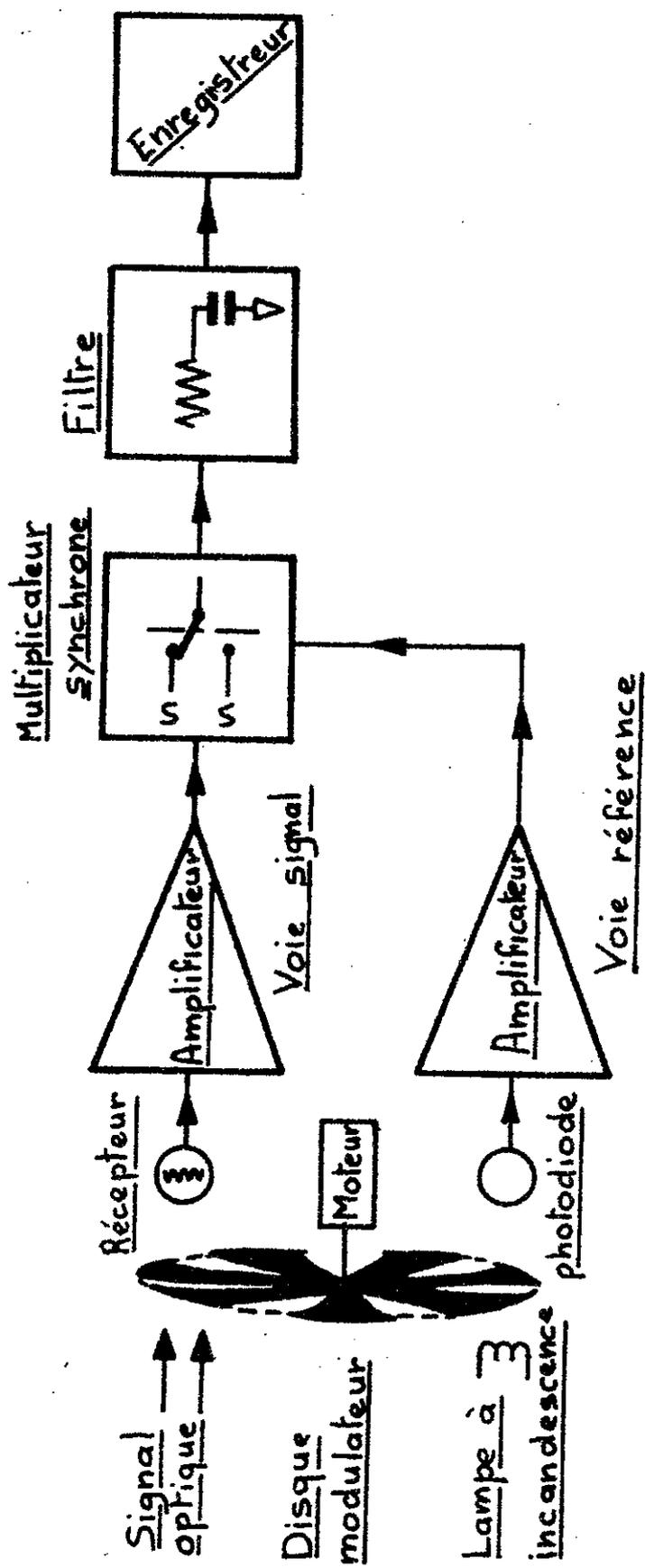
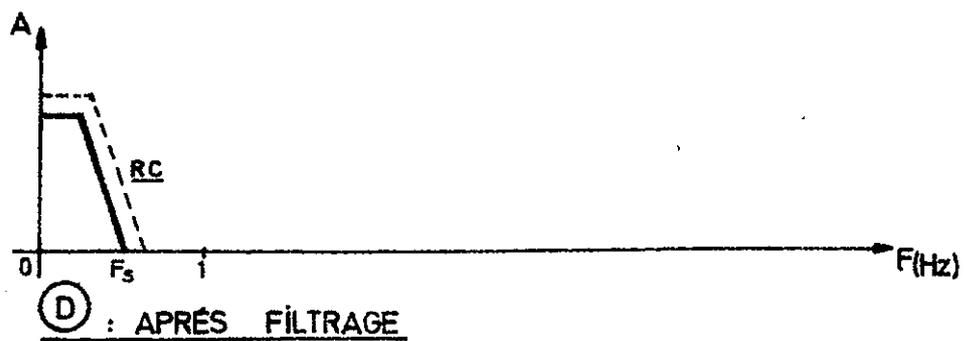
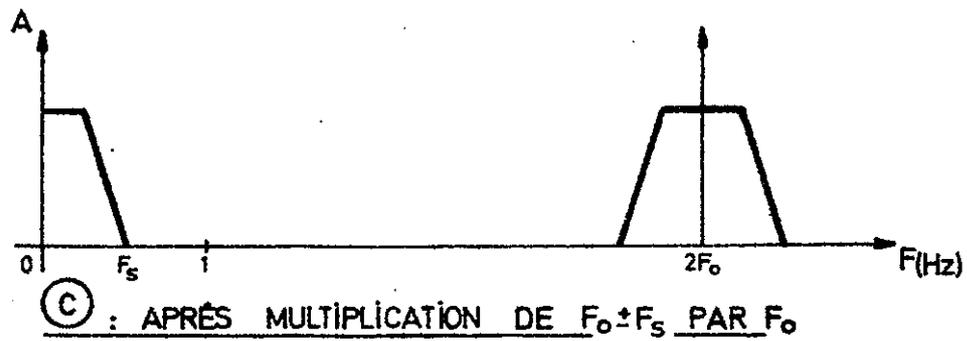
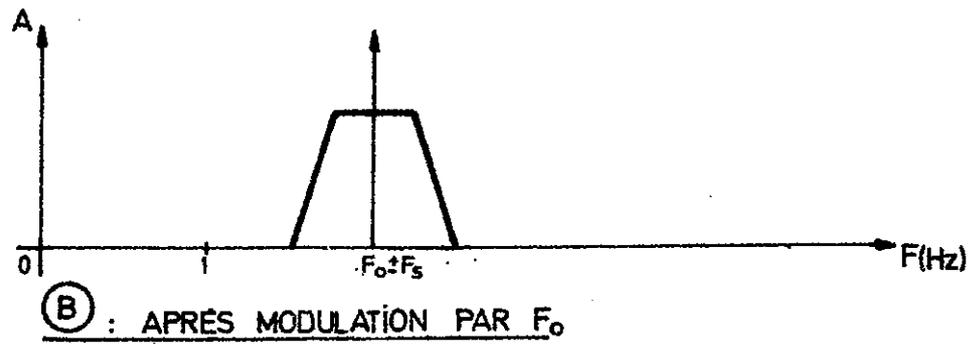
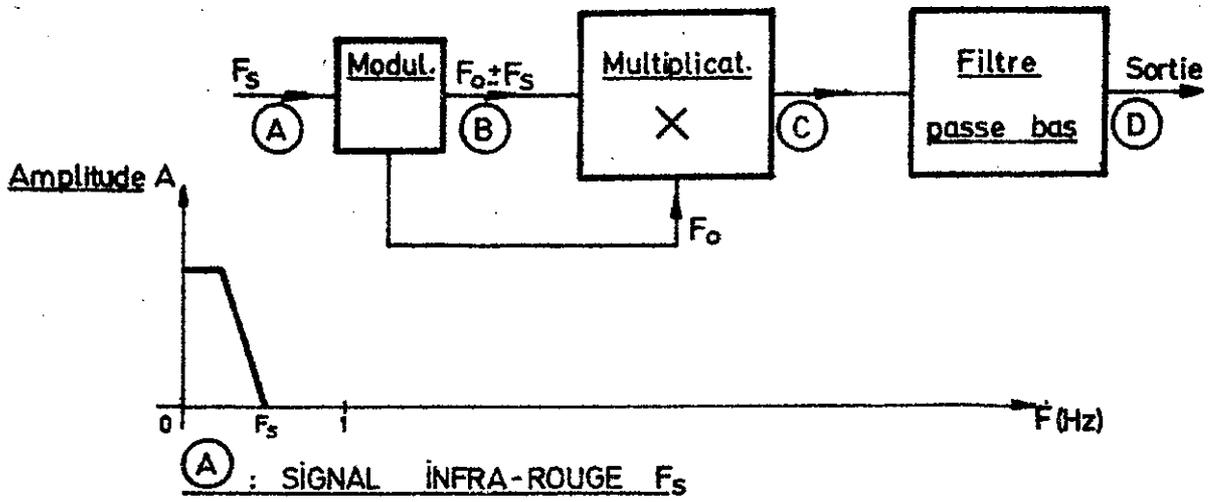


FIG N°13 SCHEMA SYNOPTIQUE D'UN
AMPLIFICATEUR A DETECTION SYNCHRONE

Figure N° 14



facilement réaliser des montages à bande passante arbitrairement réduite ayant des sélectivités élevées.

II - 3 - Avantages de la détection synchrone (ou cohérente) (22).

On distingue couramment trois types de détection : quadratique, "linéaire" et synchrone. Les détections quadratique ou "linéaire" négligent les relations de phase ; c'est là une perte d'information, et rien ne différencie alors le signal du bruit qui est erratique. La détection synchrone, en plus de sa linéarité, présente l'avantage sur ces détections classiques (incohérentes), de tenir compte de la phase du signal ; le signal utile seul contribue au composant continu, alors que le bruit se retrouve sous forme de fluctuations autour de ce composant continu. (23)

II - 3 - a - Linéarité.

- Soit $a_0 \cos \omega_0 t + E(t)$ le signal utile comprenant une onde porteuse dont l'amplitude a_0 serait constante, et une fonction $E(t)$ représentant le bruit.

- Soit d'autre part $a_1 \cos(\omega_0 t + \varphi)$ l'onde supposée sinusoïdale pure avec laquelle on effectue la multiplication (référence).

On obtient le produit :

$$K \left[a_0 \cos \omega_0 t + E(t) \right] a_1 \cos(\omega_0 t + \varphi) \\ \equiv K a_1 \left[\frac{1}{2} a_0 \cos(2\omega_0 t + \varphi) + \frac{1}{2} a_0 \cos \varphi + E(t) \cos(\omega_0 t + \varphi) \right]$$

Avec le filtre passe bas on isole le terme $\frac{1}{2} K a_1 a_0 \cos \varphi$ ainsi que les "battements" de basse fréquence entre les composants du bruit $E(t)$ et le signal de référence $a_1 \cos(\omega_0 t + \varphi)$.

A la sortie du filtre, qui introduit un coefficient h , outre le spectre basse fréquence, dont nous venons de parler et qui est dû au bruit, on recueille le composant continu I_{cd} .

$$I_{cd} = \frac{1}{2} h K a_1 a_0 \cos \varphi$$

soit, en posant $h K a_1 = K_s$

$$I_{cd} = \frac{1}{2} K_s a_0 \cos \varphi$$

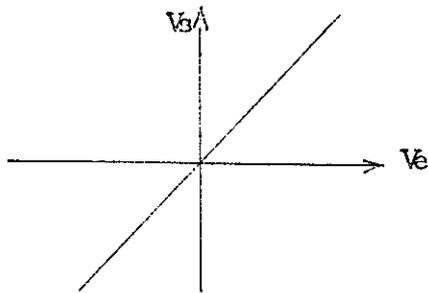
Nous pouvons maintenant comparer ce résultat à ceux qu'on obtient pour la détection quadratique et la détection linéaire en considérant toujours la fonction de bruit $E(t)$ ayant une bande de largeur B supposée rectangulaire. Dans la détection synchrone, ci-dessus, I_{cd} ne dépend pas du rapport signal sur bruit à l'entrée ($E(t)$ n'apparaît pas) ; il varie proportionnellement à a_0 , alors qu'il est fonction de a_0^2 pour les deux autres types de détection :

- Détection quadratique :

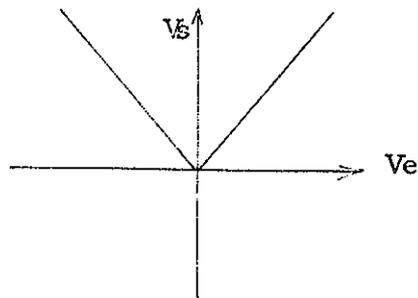
$$I_{cd} = K_2 (2 \overline{E^2} + a_0^2)$$

- Détection linéaire aux faibles amplitudes :

$$I_{cd} = K_1 \sqrt{\frac{\pi}{2} \overline{E^2} \left(1 + \frac{a_0^2}{2 \overline{E^2}} \right)}$$



Détection synchrone



Détection "classique"

II - 3 - b - Le bruit.

La puissance de sortie due à la partie fluctuante de l'onde détectée sera calculée en évaluant la puissance des divers produits de modulation de basse fréquence obtenus avec le signal de référence $a_1 \cos (\omega_0 t + \varphi)$ (la fonction de bruit $E(t)$ étant remplacée par son

développement pour une largeur de bande B). La somme de ces puissances, c'est-à-dire la moyenne quadratique des fluctuations de sortie s'écrit :

$$P = \frac{1}{4} K_s^2 \bar{E}^2$$

P ne dépend pas de a_0 , donc du rapport signal sur bruit. La détection synchrone permet une séparation nette entre le bruit et le signal, ce qui n'est pas le cas pour les autres détections quadratique et "linéaire" :

- Détection quadratique :

a - faibles valeurs du rapport signal sur bruit :

$$P = K_2^2 (2\bar{E}^2)^2 \left(1 + \frac{a_0^2}{\bar{E}^2}\right)$$

b - grandes valeurs du rapport signal sur bruit :

$$P = K_2^2 \frac{1}{4} \bar{E}^2 a_0^2$$

- Détection linéaire :

a - faibles valeurs du rapport signal sur bruit

$$P = K_1^2 \left(2 - \frac{\pi}{2}\right) \bar{E}^2 \left(1 + \frac{a_0^2}{2\bar{E}^2}\right)$$

b - grandes valeurs du rapport signal sur bruit :

$$P = K_1^2 \bar{E}^2$$

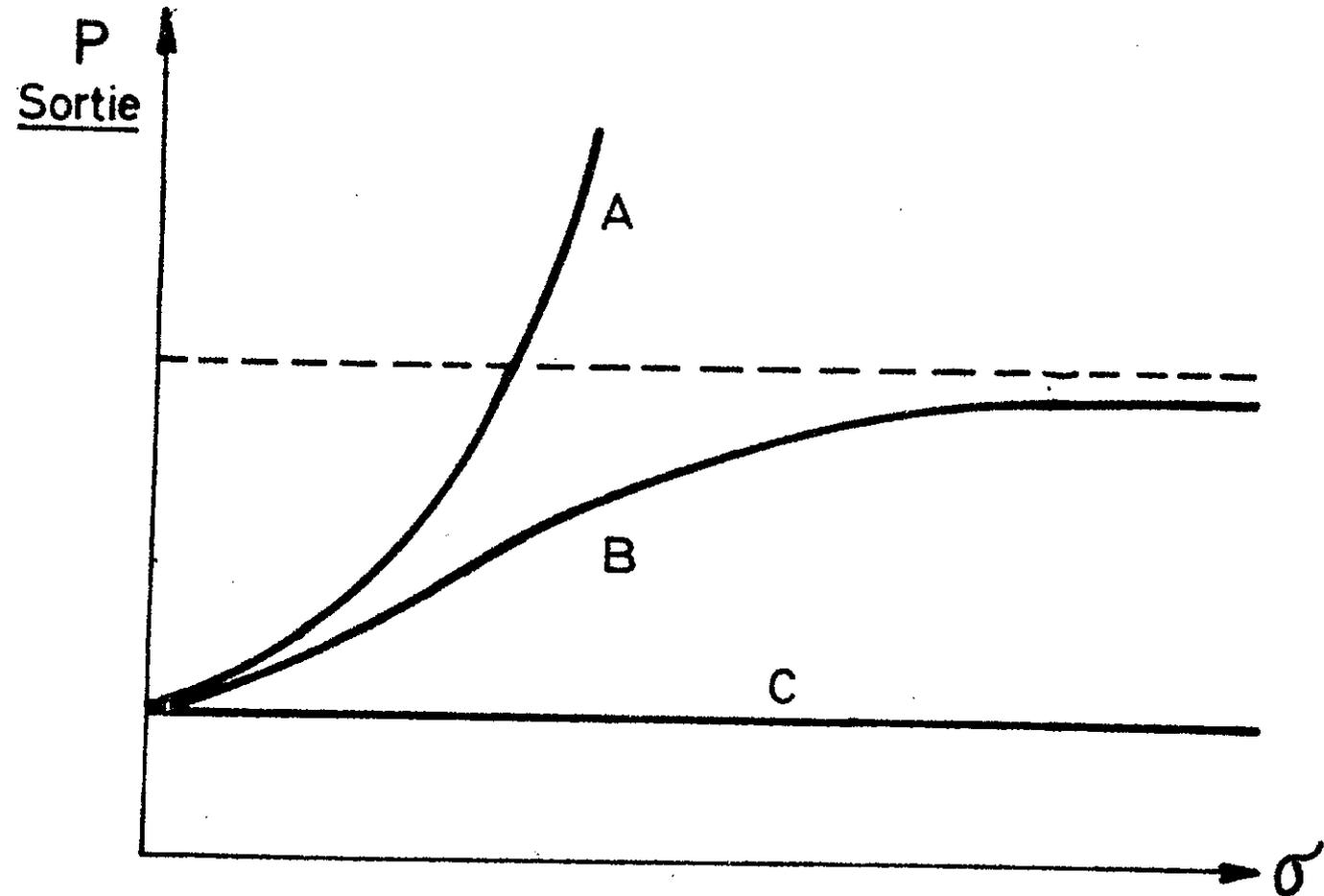
Ces résultats sont représentés sur le graphique : figure n° 15.

II - 3 - c - Sélectivité.

Considérons, en sortie du filtre, le signal Vs obtenu après multiplication d'une composante du spectre $E \cos \omega_1 t$, supposée sans bruit (ω_1 peu différent de ω_0), par le signal de référence ω_0 , et filtrage.

A la sortie du multiplicateur l'onde utile est de la forme :

$$E \cos (\omega_0 - \omega_1)t$$



A : détecteur quadratique

B : détecteur "linéaire"

C : détecteur synchrone

P : Fluctuations de puissance à la sortie pour une entrée constituée par une porteuse plus un bruit blanc.

σ : Rapport signal sur bruit à l'entrée.

Figure N°15

Après le filtre RC la bande passante à ± 3 dB est donnée par :

$$|V_s| = \frac{E}{1 + (\omega_0 - \omega)^2 R^2 C^2} = \frac{E}{\sqrt{2}}$$

soit : $(\omega_0 - \omega_{3 \text{ dB}}) RC = \pm 1$

$$B_3 \text{ dB} = \frac{1}{\pi RC}$$

La sélectivité s'écrit donc :

$$Q = \frac{f_0}{B_3 \text{ dB}} = \pi RC f_0$$

- Dans l'amplificateur réalisé :

$$f_0 = 750 \text{ Hz}$$

pour $RC = 0,5 \text{ s}$ $B \approx 0,6 \text{ Hz}$ et $Q \approx 1250$

$RC = 5 \text{ s}$ $B \approx 0,06 \text{ Hz}$ et $Q \approx 12500$

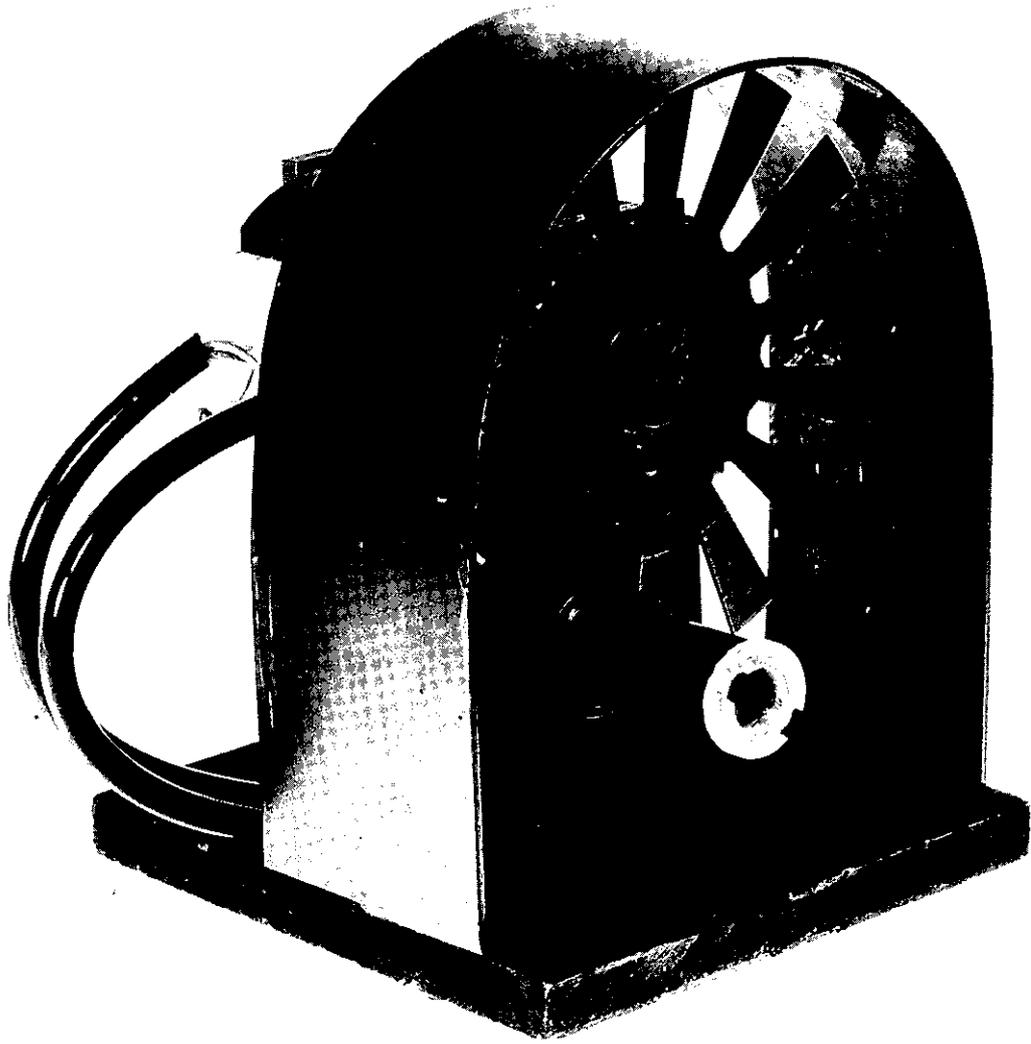
Il est pratiquement impossible de réaliser par les méthodes habituelles un filtre basse fréquence à bande passante aussi étroite, et d'en assurer la stabilité à la fréquence f_0 sur laquelle ce filtre doit à chaque instant être centré.

III - REALISATION DE L'AMPLIFICATEUR A DETECTION SYNCHROME.

III - 1 - La modulation.

Le choix de la fréquence de modulation dépend tout d'abord des cellules. Or les courbes de détectivité en fonction de la fréquence (fig. 7 et 11), sont plates à partir de 600 Hz pour la In Sb et de 300 Hz pour la Ge.Au. Il est très facile de réaliser un modulateur en utilisant un disque à secteur entraîné par un moteur synchrone.

La fréquence de modulation choisie est de 750 Hz, ce qui est largement compatible avec les détecteurs dont le temps de réponse



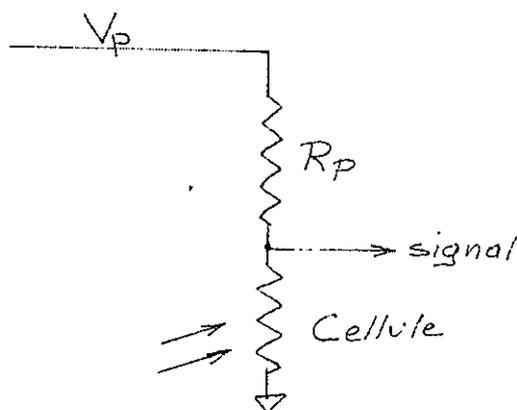
Modulateur.

est de l'ordre de la microseconde. Une lampe à incandescence et une photodiode fournissent le signal de référence.

Le modulateur étant un disque entraîné par un moteur synchrone, la stabilité de la fréquence de modulation dépend directement de celle du secteur qui alimente le moteur ; elle est meilleure que 1%.

III - 2 - La polarisation des cellules.

Il est nécessaire de faire passer dans le détecteur un courant pour qu'apparaisse le phénomène de photoconductivité. Le signal se présente alors sous la forme d'une variation de résistance donc d'une variation de tension aux bornes de la cellule en série avec la résistance de polarisation.



Les constructeurs donnent soit le courant, soit la tension de polarisation ainsi que la valeur optimale de la résistance de polarisation de la cellule.

Les courbes figure 16 et figure 17 permettent de déterminer les meilleures valeurs du courant ou de la tension de polarisation. Le + 15 V est donné par l'une des deux alimentations stabilisées utilisées pour l'ensemble des circuits.

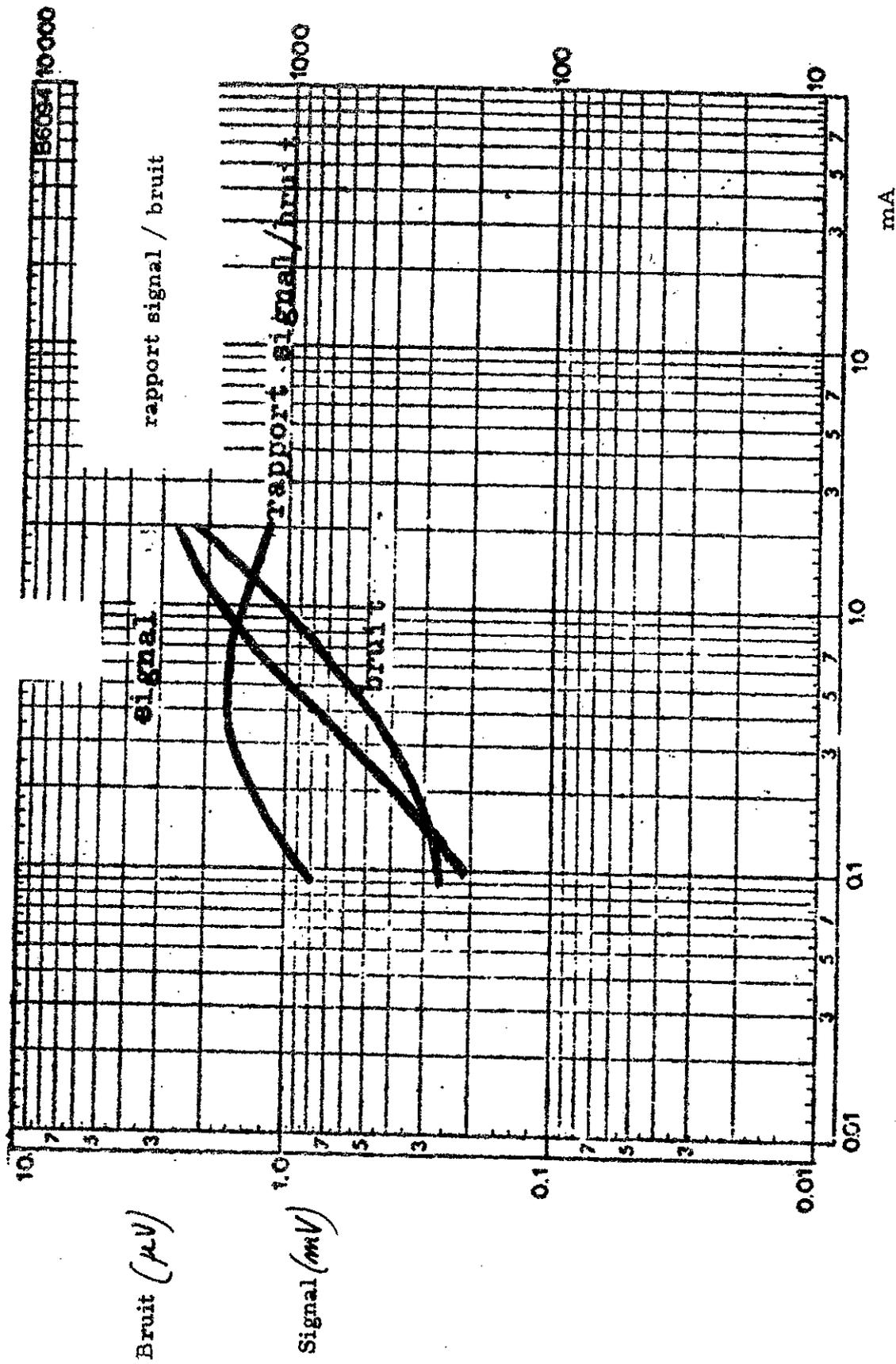


figure n°16 CELLULE In Sb (RPY 51)

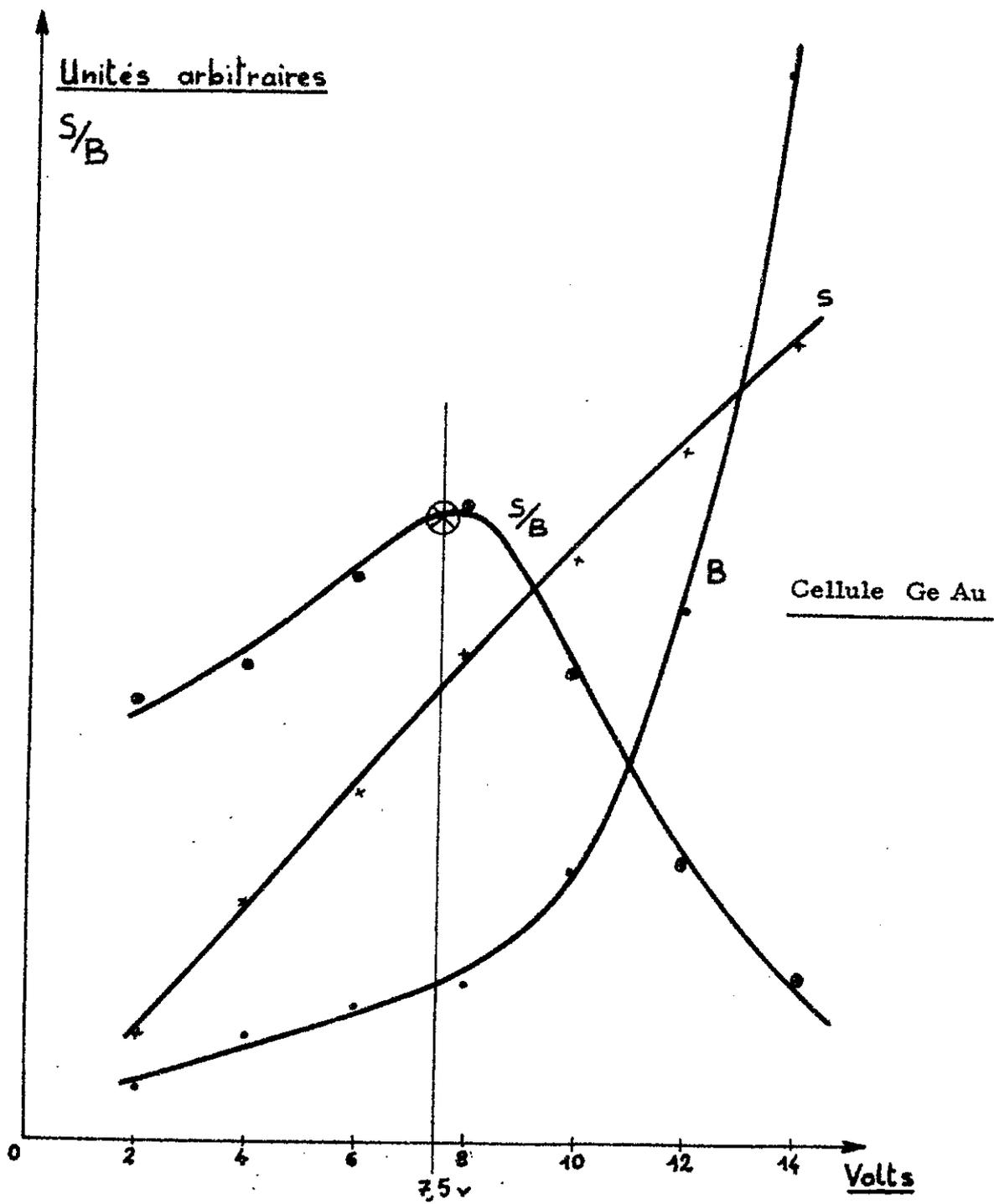
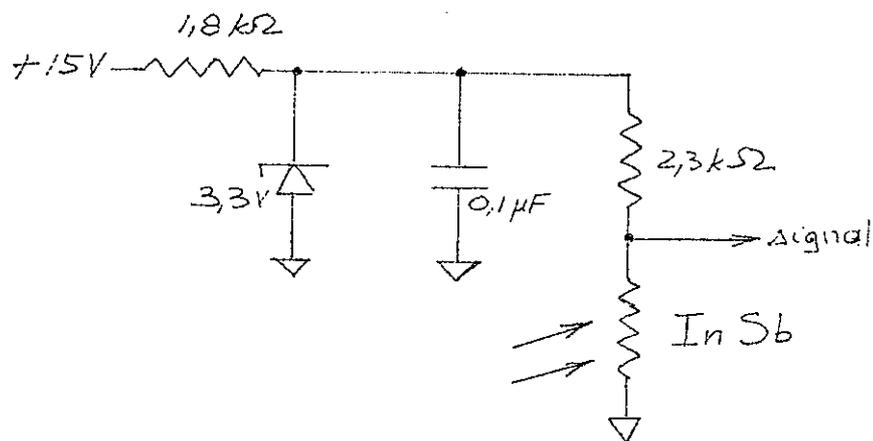


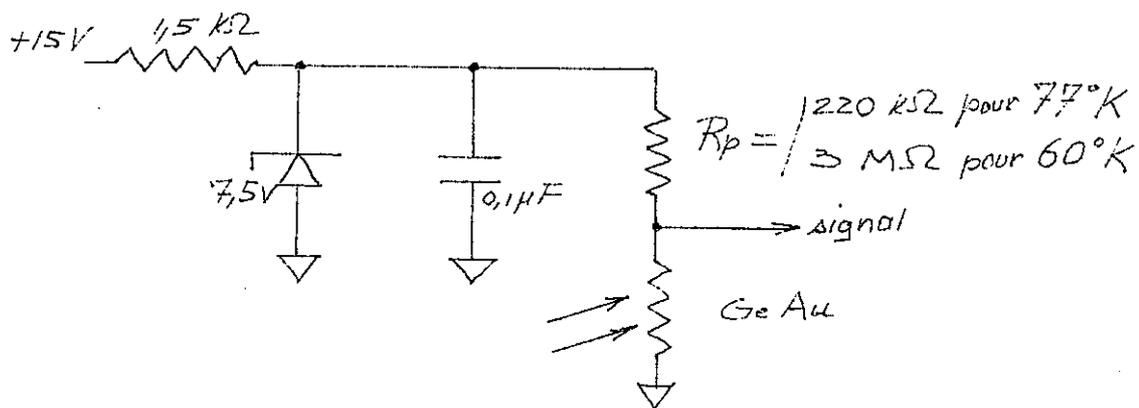
Figure N°17

- Circuit de polarisation de la cellule In Sb (RTC : RPY51)



R cellule	2000 Ω
I max	= 2 mA
I _p	= 0,77 mA

-Circuit de polarisation de la cellule Ge Au type p (CSF)



R cellule	220 kΩ à 77° K
	3 MΩ à 60° K
- 16 V ≤ V _p ≤ +9 V	

III - 3 - Les préamplificateurs.

Les signaux fournis par les détecteurs sont faibles ; pour

en assurer une bonne transmission et les rendre peu sensibles aux parasites, ils sont amplifiés par les préamplificateurs qui les délivrent sous faible impédance. On peut de cette façon utiliser des liaisons assez longues avec l'amplificateur qui se trouve sur la baie de mesures. Il est alors possible, si on le désire, de réserver un local à l'électronique et d'éviter ainsi les échanges thermiques néfastes.

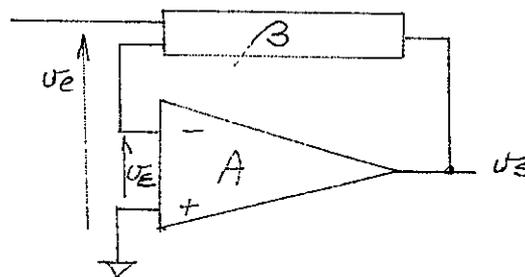
Les impédances des cellules In Sb et Ge Au étant très différentes : $2\text{ K}\Omega$, $220\text{ K}\Omega$ ou $3\text{ M}\Omega$, nous avons réalisé deux préamplificateurs distincts pour obtenir des facteurs de bruit convenables.

III - 3 - a - Le préamplificateur adapté à la cellule In Sb.

La cellule In Sb possède une impédance de $2\text{ K}\Omega$ qui convient parfaitement à l'utilisation d'un transistor à l'entrée du préamplificateur. Nous avons utilisé l'amplificateur opérationnel modèle P 85 A de Philbrick Nexus qui présente un bruit en tension de $1\text{ }\mu\text{V}$ efficace pour un domaine de fréquences allant de 0,16 à 16 K Hz.

Outre le facteur de bruit dont nous parlerons plus loin, la stabilité du gain détermine également les performances du préamplificateur, aussi nous allons maintenant étudier la stabilité du gain G en boucle fermée d'un tel amplificateur.

Soit un circuit de contre-réaction de tension qui permet d'obtenir ce gain G , en réinjectant sur l'entrée en opposition de phase avec la sortie, une fraction βV_s de la tension de sortie V_s . Soit A le gain de l'amplificateur en boucle ouverte :



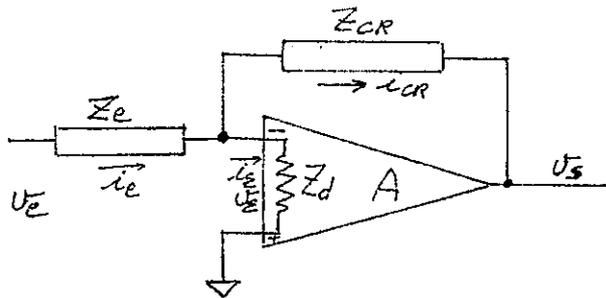
$$U_S = A U_E$$

$$U_s = U_e + \beta U_s \Rightarrow U_s = A U_e + A \beta U_s$$

$$G = \frac{U_s}{U_e} = A + A \beta G$$

$$G = \frac{A}{1 - A \beta} \quad (1)$$

ce qui correspond dans le schéma classique :



β est le rapport $\frac{Z_e}{Z_{CR} + Z_e}$; $A\beta$ est le gain de boucle.

De la formule (1) on déduit la stabilité de G en fonction de A :

$$dG = \frac{1}{(1 - A\beta)^2} dA$$

$$\frac{dG}{G} = \frac{dA}{A} \frac{1}{1 - A\beta} \quad (2)$$

Ce résultat est très important car un amplificateur opérationnel a une bande à 3dB très faible et son gain A varie avec la fréquence à raison de 6dB à 12 dB par octave (fig. 18). Il en résulte une variation notable de G en fonction de la fréquence lorsque $A\beta$ est faible. Les variations de G seront, dans le cas présent, dues aux fluctuations de la fréquence de modulation ($\pm 1\%$).

Nous choisissons $G = 40$

A 750 Hz pour le P85 A, $A = 2700$ et le gain de boucle $A\beta \simeq 70$.

Le gain A est une fonction linéaire de ω ; il varie de 20 dB par déca-

$$\text{de : } \frac{dA}{A} = 2 \frac{d\omega}{\omega}$$

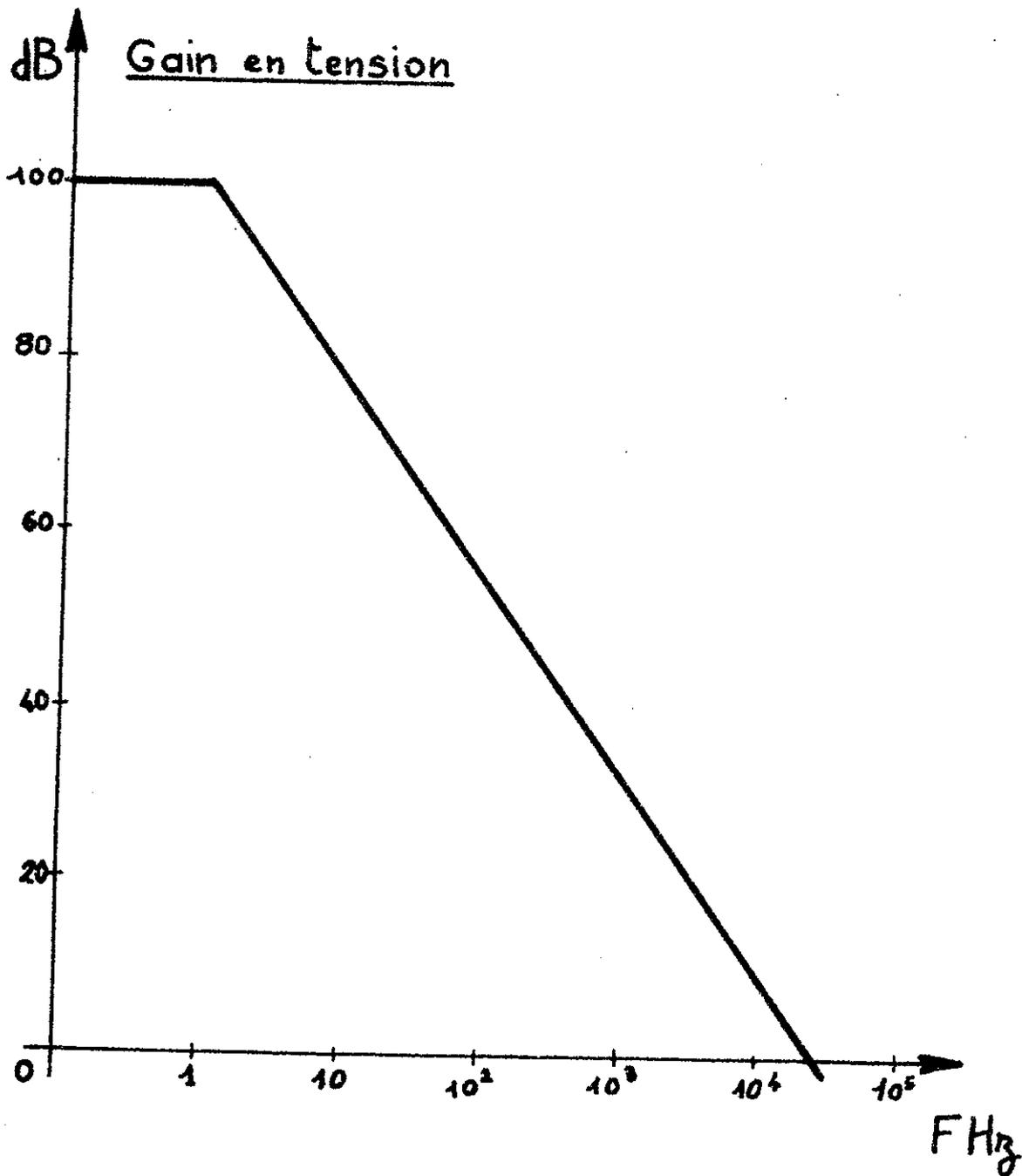


Fig. N°18 AMPLIFICATEUR OPÉRATIONNEL
COURBE DE RÉPONSE EN BOUCLE OUVERTE

Pour une variation de fréquence de 15 Hz,

$$\frac{dG}{G} = \frac{1}{1 - A\beta} \frac{dA}{A} = \frac{2 d\omega}{(1 - A\beta)\omega} \neq \frac{1}{1750}$$

Le gain restera stable à mieux que le 1/1000. Nous limiterons la bande passante du préamplificateur de part et d'autre de la fréquence de modulation. Ainsi B 3dB = 150 Hz - 2200 Hz.

La figure 19 représente le schéma du préamplificateur réalisé.

III - 3 - b - Le préamplificateur adapté à la cellule Ge Au.

Les impédances présentées par cette cellule, 200 K Ω ou 3 M Ω suivant la température d'utilisation, nous ont amené à utiliser un préamplificateur possédant un transistor effet de champ à l'entrée, le 2N 3459 ou 2N 3967 AMELCO choisis pour leur faible facteur de bruit à basse fréquence.

Les caractéristiques relevées sont les suivantes :

	A = 2000 à 750 Hz
	G = 40
	Z _{in} = 450 M Ω
	B _{3dB} = 150 Hz - 2200 Hz

La stabilité de gain est \neq du 1/1000.

Le schéma du préamplificateur est représenté sur la figure 20.

III - 3 - c - Facteur de bruit.

Le tableau n° 7 donne les facteurs de bruit de ces préamplificateurs pour leur fréquence d'utilisation (nous verrons plus loin que nous avons été amenés à choisir 250 Hz de fréquence de modulation pour les signaux détectés par les cellules In Sb).

La figure n° 21 représente les enregistrements comparatifs du bruit relevé après amplification à détection synchrone avec tout d'abord la cellule maintenue dans l'obscurité connectée à l'entrée de

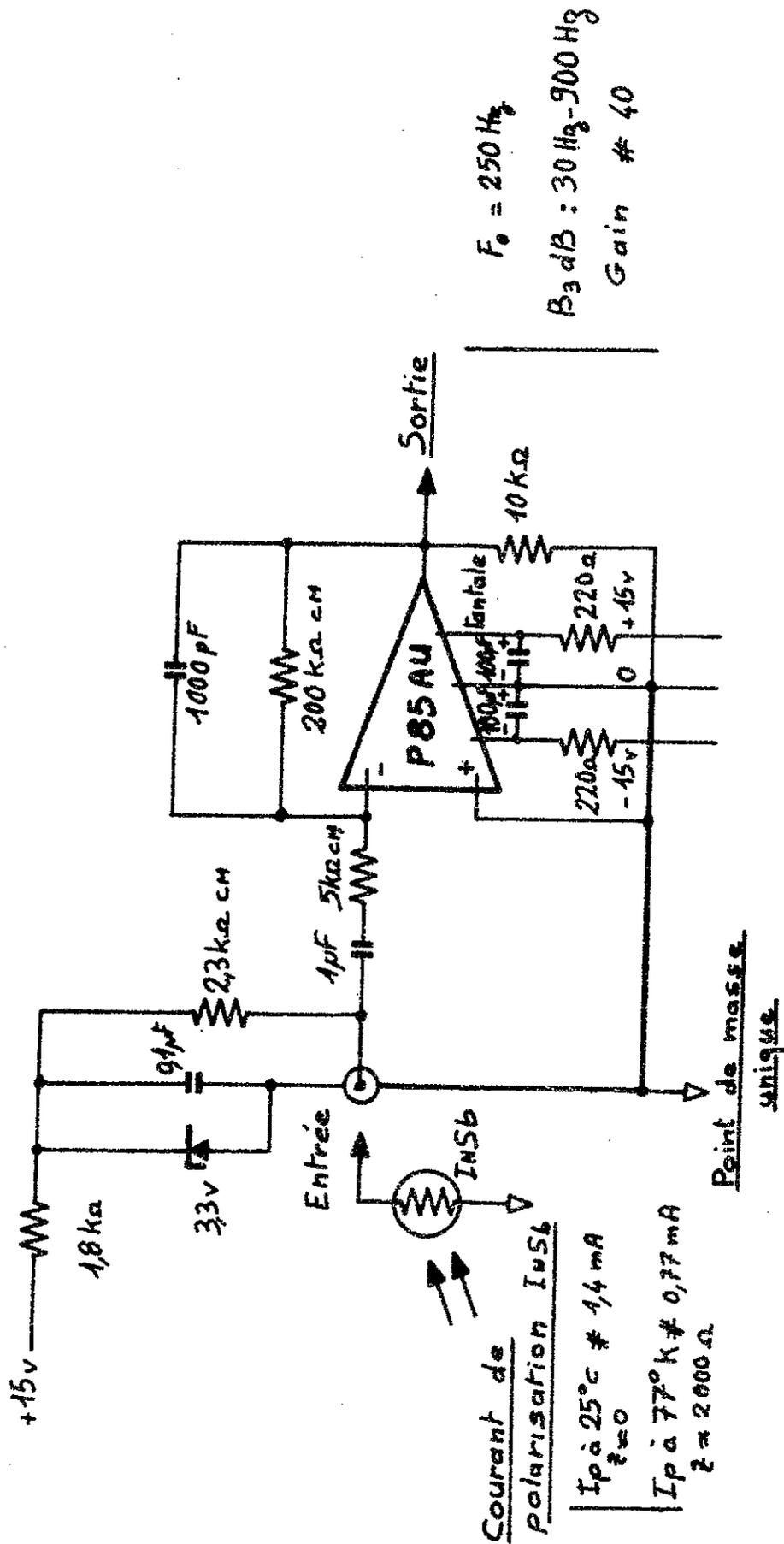
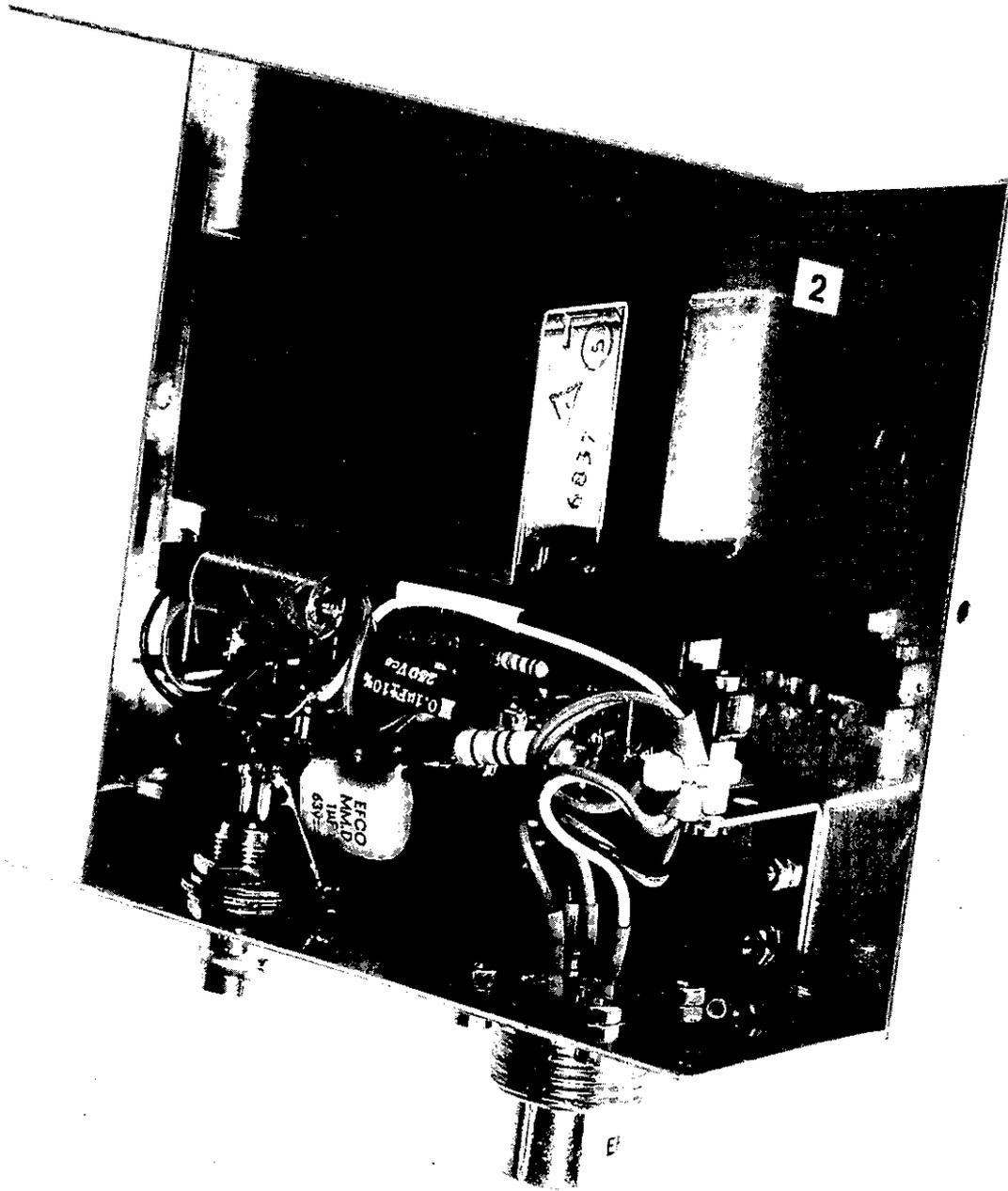


Fig. N°19 PRÉAMPLIFICATEUR POUR CELLULE InSb



Préamplificateur (In 5b).

Préamplificateur (Ge Au)-

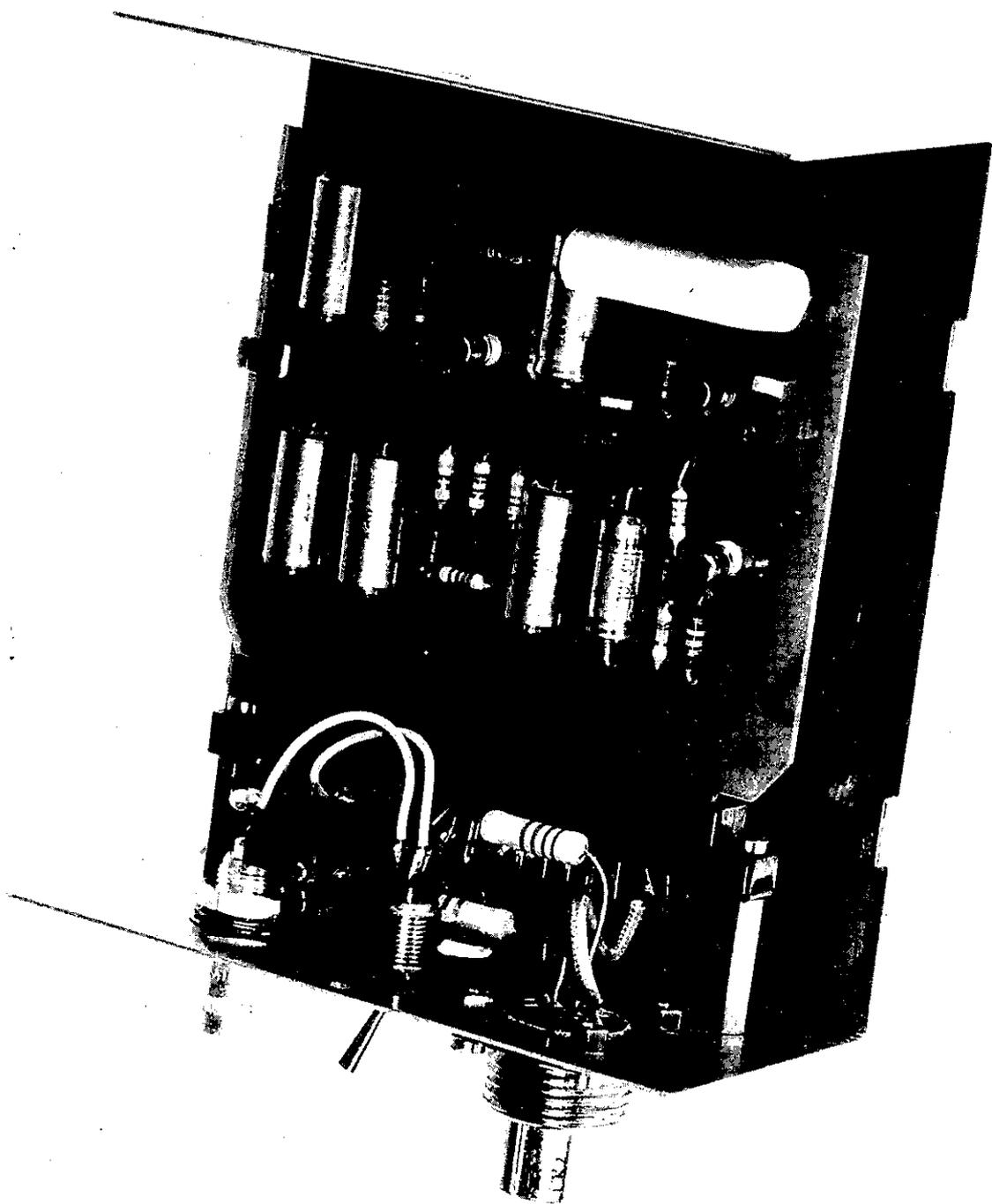
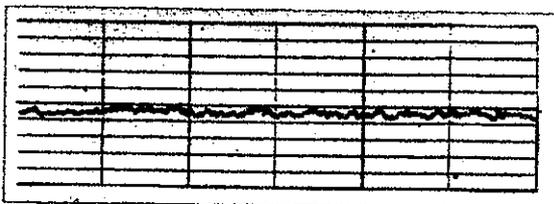
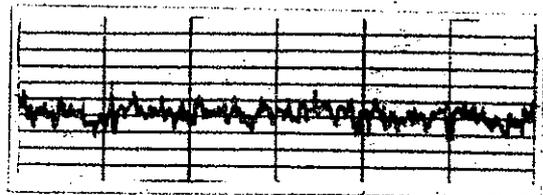


Fig. n°21 BRUIT DES PREAMPLIFICATEURS.

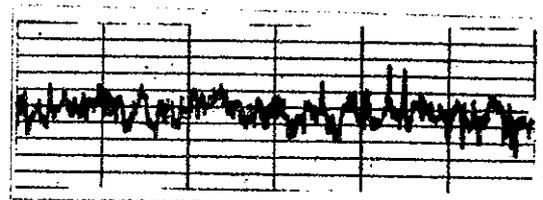
Préamplificateur avec à l'entrée
une résistance équivalente à l'im-
pédance de la cellule.



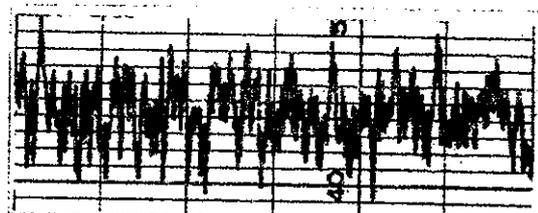
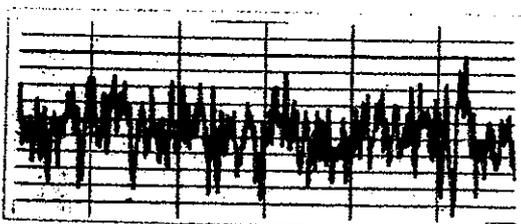
Préamplificateur avec
la cellule infra-rouge
à l'entrée.



PREAMPLIFICATEUR POUR LA CELLULE In Sb ($Z = 2 \text{ K}\Omega$)



PREAMPLIFICATEUR POUR LA CELLULE Ge Au ($Z = 200 \text{ K}\Omega$)



PREAMPLIFICATEUR POUR LA CELLULE Ge Au ($Z = 3 \text{ M}\Omega$)

la chaîne d'amplification, et ensuite avec une résistance équivalente à son impédance connectée à l'entrée du système.

Il y aurait lieu d'améliorer le facteur de bruit du préamplificateur pour les cellules à haute impédance Ge Au ; nous avons utilisé ce type de cellule surtout dans les expériences d'excitation alternée des isotopes où les signaux étaient assez forts. Par contre le préamplificateur pour les cellules In Sb est bien adapté et permet d'amplifier dans de bonnes conditions les signaux faibles de l'expérience décrite au chapitre IV. La distorsion de ces préamplificateurs est parfaitement négligeable étant donné l'amplitude du signal de sortie. En effet, dans le cas le plus défavorable, une tension de 20 V crête à crête à la sortie de l'amplificateur complet correspond à une tension de 50 mV ($G_{min} = 400$) de signal de sortie du préamplificateur.

III - 4 - L'amplificateur.

Il reçoit indifféremment le signal issu de l'un ou l'autre des préamplificateurs étudiés ci-dessus. Il suit fidèlement le schéma synoptique de la figure 13 et comprend donc :

- deux étages amplificateurs : l'un à gain variable, l'autre à gain fixe (amplificateur accordé) ;
- un détecteur ;
- un circuit de filtrage ;
- un amplificateur du signal de référence avec circuit de déphasage ;
- un indicateur de surcharge.

III - 4 - a - Premier étage d'amplification.

Le premier étage d'amplification est équipé d'un commutateur à 7 positions permettant le choix des gains suivants :

10 - 20 - 40 - 80 - 160 - 320 - 640 -

Nous avons utilisé un amplificateur "Analog Devices" modèle 107, qui, en bou-

Préamplificateur	Utilisation	Impédance	Fréquence de mesure: F Longueur de bande: ΔF	Bruit Johnson $T = 293^\circ K$ $e_{th} = \sqrt{4kT} \sqrt{R \cdot \Delta F}$	Bruit ramené à l'entrée du préampli. fermé sur R. équivalent.	Facteur de br. $N = 60 \log \frac{Z}{2M}$
Effet de champ: 2N34S9	Ge Au à la température de l'azote liquide	220 kΩ	F = 750 Hz ΔF = 10 Hz	0,19 μV	0,28 μV	3,4 dB
Effet de champ: 2N34S9	Ge Au à la température de l'azote liquide pompé	3,3 MΩ	F = 750 Hz ΔF = 10 Hz	0,76 μV	1 μV	2,4 dB
Amplificateur Philbrick P 85 AU	In Sb à la température de l'azote liquide	2 kΩ	F = 250 Hz ΔF = 100 Hz	0,06 μV	0,074 μV	1,8 dB

TABLEAU N° 1: FACTEUR DE BRUIT DES PREAMPLIFICATEURS.

cle ouverte, présente un gain en tension de 100 dB à 750 Hz. Ainsi, même avec un gain en boucle fermée de 640, l'ensemble possède un gain de boucle de 150 environ, ce qui assure une bonne stabilité. Autour de 750 Hz, la pente de la courbe de réponse en fréquence est voisine de 10 dB par octave et, à des fluctuations de $\pm 1\%$ de la fréquence de modulation correspond une variation de A de l'ordre de 3,3 %.

$$\text{On a donc : } \frac{dG}{G} = \frac{3,3}{100} \times \frac{1}{1 - 150} \approx \frac{1}{5000}$$

Le gain, dans le cas le plus défavorable, reste stable à 0,5/1000 environ.

III - 4 - b - L'amplificateur accordé.

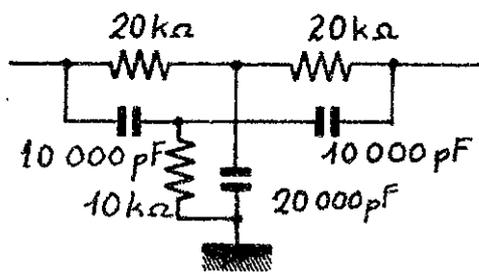
Le deuxième étage est un amplificateur accordé qui permet de réduire le niveau de bruit à l'entrée de la détection. La réalisation en est facilitée par l'utilisation en contre-réaction d'un filtre en pont à double T, "shunté" par une résistance dont la valeur détermine le gain à la fréquence d'accord (ici 40). On ramène ainsi le facteur de qualité de l'étage à 15 environ, ce qui rend négligeables les variations de fréquence.

L'amplificateur utilisé est un modèle "Analog Devices" 105 dont la réponse en fréquence en boucle ouverte est plate dans la zone d'utilisation, $A = 90$ dB, et les fluctuations de gain en boucle fermée seront dues uniquement au réseau de contre-réaction.

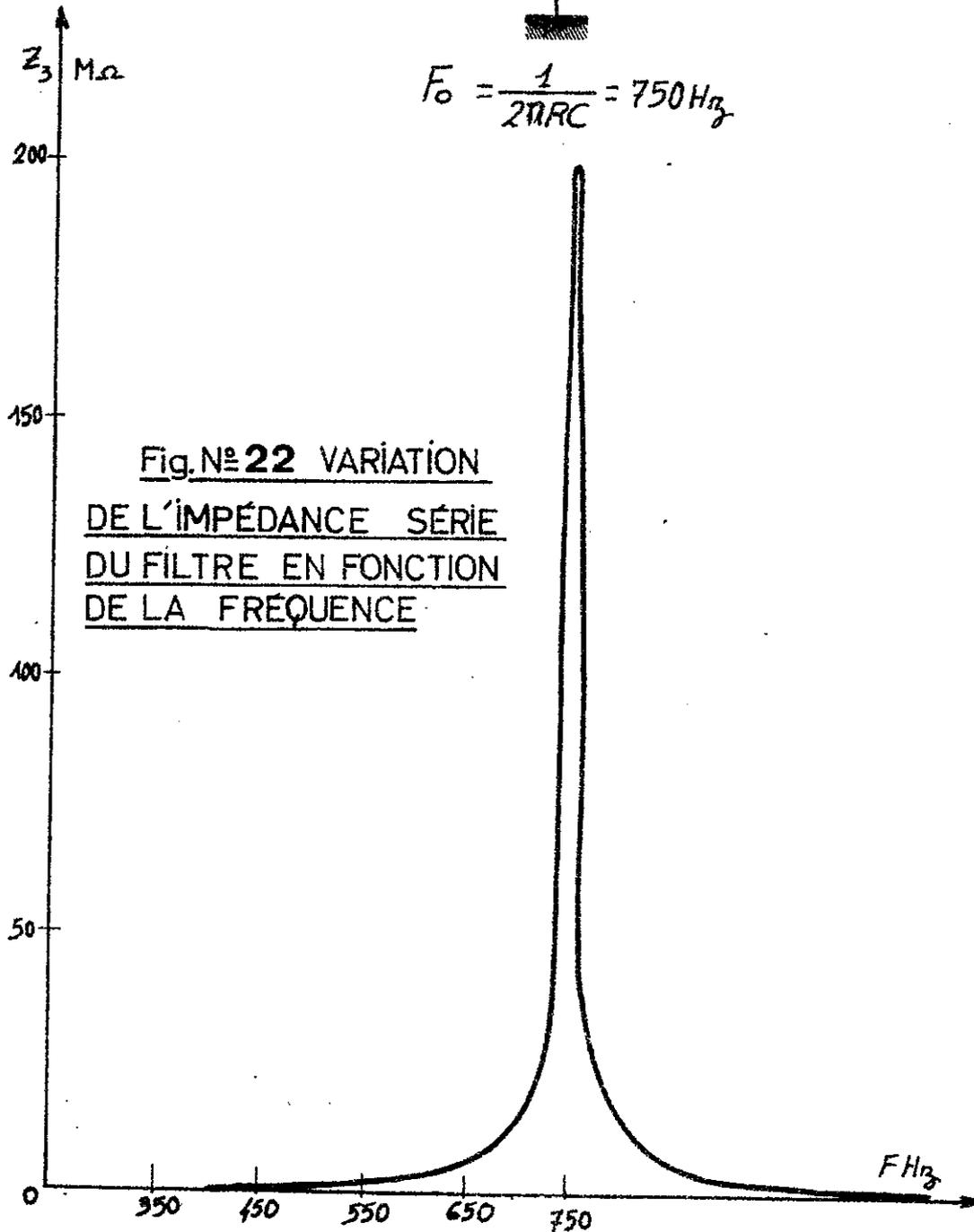
Le filtre est représenté figure 22, la fréquence d'accord $F = \frac{1}{2\pi RC}$ est 750 Hz et $B_{3\text{ dB}} = 728 \text{ Hz} - 773 \text{ Hz}$ ce qui donne un coefficient de surtension :

$$Q = \frac{750}{773 - 728} \approx 16$$

Le gain total de l'ensemble amplificateur préamplificateur est donc compris entre 16 000 et 10^6 environ.



$$F_0 = \frac{1}{2\pi RC} = 750 \text{ Hz}$$



III - 4 - c - La détection.

Elle est faite par deux transistors à effet de champ canal N type 2N 4393. Ils sont commandés en opposition de phase par des signaux carrés issus de la voie de référence et dont l'amplitude est de + et - 15 V. La faible tension de blocage de ces transistors (- 3 V) permet de détecter dans ces conditions des signaux de ± 10 volts d'amplitude ; on conserve ainsi toute la dynamique de l'amplificateur accordé.

Utilisés en montage série et près du point de sommation d'un amplificateur opérationnel, les transistors effet de champ travaillent avec des tensions drain-source très faibles, ce qui rend négligeables les variations de leur résistance en conduction : R_{ON} . Dans le schéma représenté ci-dessous, on voit en effet que l'erreur introduite est déterminée par ; $\frac{\Delta R_{ON}}{R + R_{ON}}$;

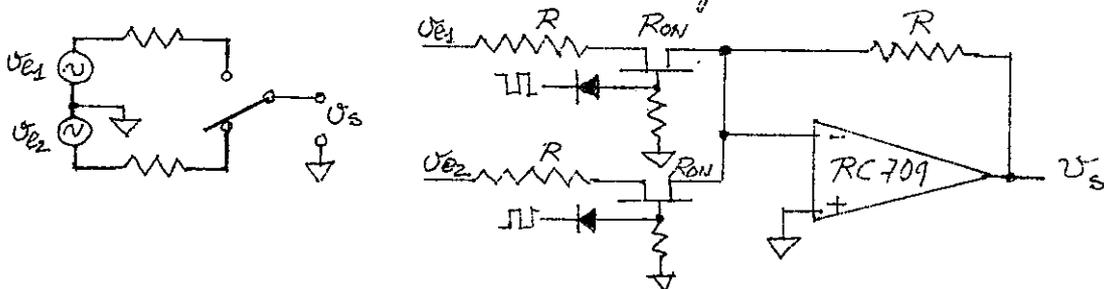
or, $R = 100 \text{ K}\Omega$ $R_{ON} \text{ max à } 25^\circ \text{ C} = 100 \Omega$ et ΔR_{ON} pour une variation de température θ est de, pour le 2N 4393 UC, 6.10^{-3} par $^\circ \text{ C}$ autour de 25° C . On suppose $\Delta \theta = 2^\circ \text{ C}$

$$\Delta R_{ON}/2^\circ \text{ C} = 100 \times 2 \times 6.10^{-3} = 1,2 \Omega$$

d'où $\left(\frac{\Delta R_{ON}}{R + R_{ON}} \right)_{2^\circ \text{ C}} \neq 1,2.10^{-5}$

D'autre part la tension résiduelle lorsque les transistors 2N 4393 sont bloqués est déterminée par le courant de fuite I_{doff} , qui est de 100pA maximum à 25° C , à travers la résistance R. Pour le silicium, ce courant double environ tous les 10° C . Pour $\Delta \theta = 2^\circ \text{ C}$, la dérive de zéro en sortie sera :

$$R \times I_{doff} = 10^5 \times 2 \times 10^{-11} = 2 \mu\text{V}$$



Un premier amplificateur type 741 CJ est utilisé pour inverser la phase du signal de sortie de l'amplificateur accordé. Son gain en boucle fermée est 1, il n'introduit pas d'erreur appréciable. Il en est de même pour l'amplificateur de sommation RC 709 qui a été choisi en raison de sa large bande passante. Les formes d'ondes après détection sont représentées par les oscillogrammes 1 - 2 - 3 - 5.

- distorsion.

La distorsion introduite par les étages d'amplification est certainement négligeable, cependant il n'est pas facile de prévoir celle due à la détection (cf : oscillogramme n° 4), aussi l'avons-nous mesurée.

Pour cela nous utilisons (fig. 23), un générateur KROHN.HITE modèle 4100 R. Après atténuation dans une boîte à décades, le signal sinusoidal fourni par ce générateur est envoyé à l'entrée de l'amplificateur à détection synchrone. Un analyseur de fréquences LEA type FAT I dB permet de mesurer l'amplitude de chacune des fréquences harmoniques.

Le taux de distorsion est par définition :

$$D = \frac{\sqrt{\sum V_i^2}}{V_1}$$

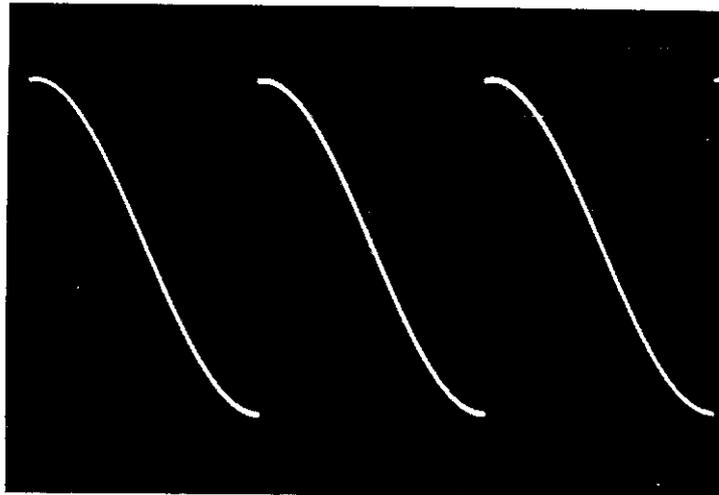
où V_1 est l'amplitude du fondamental et V_i celle de l'harmonique de rang $i > 1$.

Le tableau n° 2 donne les valeurs mesurées :

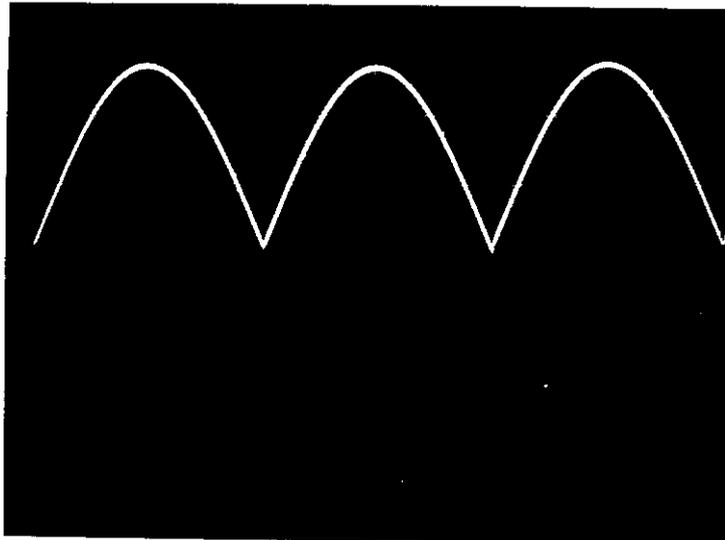
- au niveau du générateur ;
- à la sortie de l'amplificateur accordé pour les deux valeurs extrêmes du gain : $G_{\min} \# 400$ et $G_{\max} \# 21000$;
- après le détecteur et pour chaque alternance.

La distorsion totale de l'amplificateur à détection synchrone est inférieure à 6.10^{-4} .

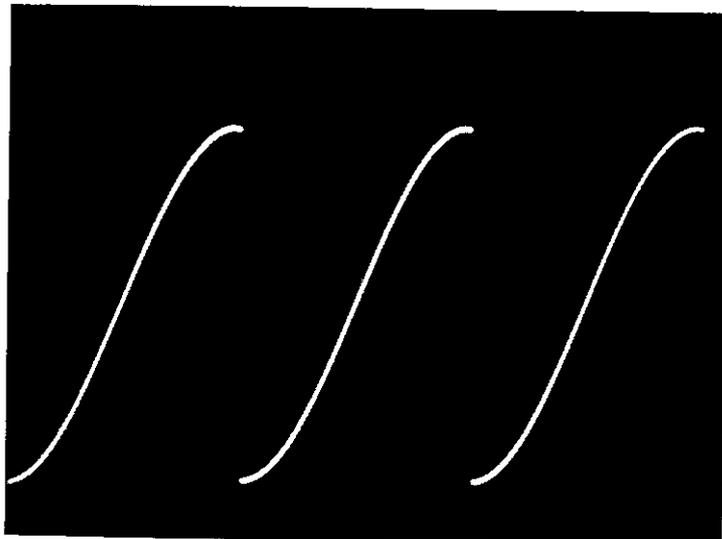
AMPLIFICATEUR A DETECTION SYNCHRONE $F_0 = 750 \text{ Hz}$



$\varphi \neq +90^\circ$ **1** $I_{cd} \neq 0$



$\varphi \neq 0$ **2** $I_{cd} \text{ max.}$



$\varphi \neq -90^\circ$ **3** $I_{cd} \neq 0$

OSCILLOGRAMMES

Formes d'ondes après détection suivant le déphasage φ entre le signal utile et le signal de référence.

Amplitude :
2 V par carreau

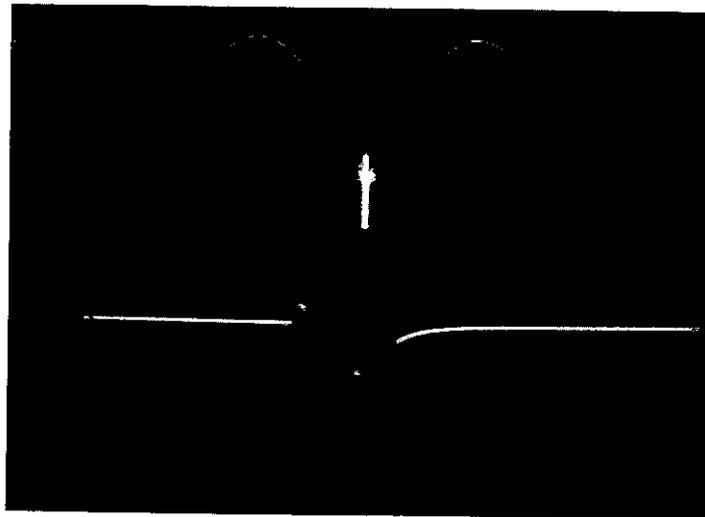
Balayage :
200 μs par carreau

AMPLIFICATEUR A DETECTION SYNCHRONE $F_0 = 750 \text{ Hz.}$

OSCILLOGRAMMES

Vitesse de balayage :
 $200 \mu\text{s}$ par carreau

$1 \mu\text{s}$ par carreau



Amplitude

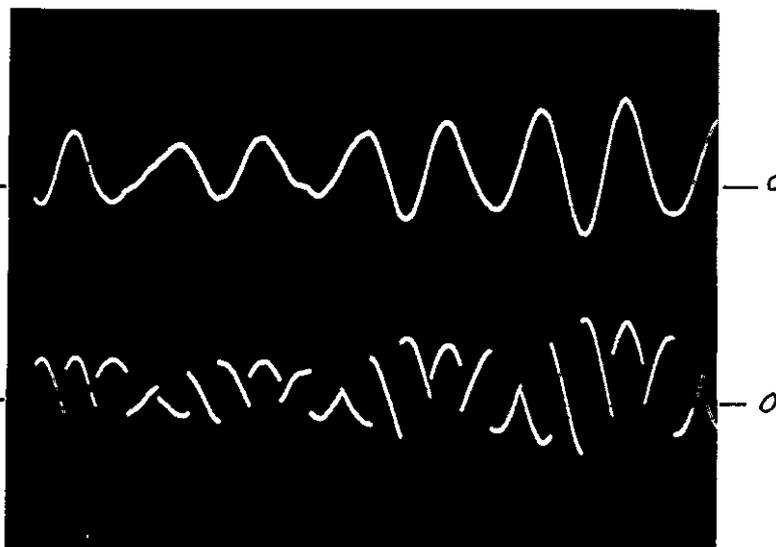
5 V par carreau

4

Impulsion de commutation

- Après l'amplificateur
accordé

- Après détection



5

Bruit

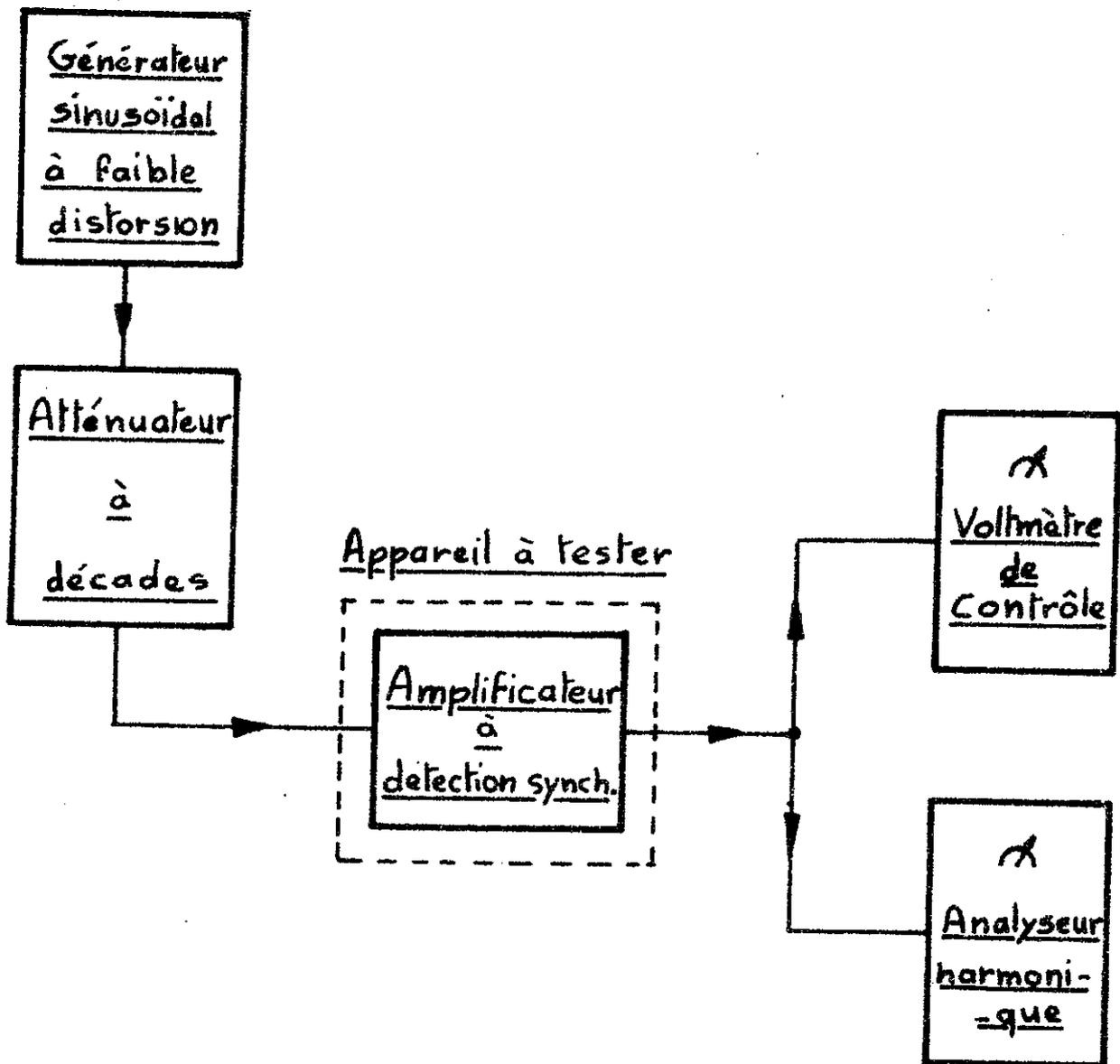


Fig. N°23 BANC DE MESURES DE DISTORSION HARMONIQUE

	Générateur KROHN - HITE	Après amplifi- cateur accordé $G_{min} = 400$	Après amplifi- cateur accordé $G_{max} = 25\ 000$	Après détec- tion 1ère alternance	Après détec- tion 2è alternance	Caractéris- tiques globales
$F_1 = 750\text{ Hz}$	0	0	0	0	0	
$F_2 = 1500\text{ Hz}$	≤ -90	-90	-85	-70	-70	
$F_3 = 2250\text{ Hz}$	-75	-76	-73	-69	-68	
$F_4 = 3000\text{ Hz}$	≤ -90	≤ -90	≤ -90	-82	-81	
$F_5 = 3750\text{ Hz}$	≤ -90	≤ -90	-87	-81	-82	
Distorsion	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$2,4 \cdot 10^{-4}$	$4,9 \cdot 10^{-4}$	$5,2 \cdot 10^{-4}$	$\leq 6 \cdot 10^{-4}$

Unité dB = $20 \log \frac{V_2}{V_1}$

Tableau n° 2

III - 4 - d - Le filtre.

Un dernier étage comprend un circuit RC qui permet de filtrer le signal redressé. Il est suivi d'un amplificateur opérationnel 741 CJ monté en abaisseur d'impédance.

Quatre constantes de temps sont disponibles :

0,5 s - 1 s - 2,2 s - 5 s.

III - 4 - e - La voie référence.

Le signal de référence (quelques centaines de mV) fourni par la photodiode traverse deux circuits de déphasage (phase réglable de 0 à 360 ° environ), puis est transformé en signaux carrés par une bascule de Schmitt avant d'être utilisé à la commande des circuits de détection.

La stabilité de phase n'est pas très critique car celle-ci n'intervient dans I_{cd} que par le facteur stationnaire $\cos \varphi$.

III - 4 - f - L'indicateur de surcharge. (fig. 24)

Un amplificateur différentiel compare la tension à la sortie de l'amplificateur accordé à une tension prédéterminée. Lorsqu'il y a dépassement un voyant lumineux signale toute surcharge de l'amplificateur accordé.

III - 4 - g - Les alimentations. (fig. 25)

Tous les circuits de l'amplificateur à détection synchrone (fig. 26 - 27) sont alimentés par deux alimentations stabilisées + et - 15 V dont les caractéristiques sont les suivantes :

- Régulation ± 10 % de variation du secteur	$2 \cdot 10^{-4}$;
- Résistance interne	10 m Ω ;
- Coefficient de température	$2 \cdot 10^{-5} / ^\circ\text{C}$;
- Ronflement	1 mV.

AMPLIFICATEUR ACCORDE

DETECTEUR

vers indicateur
de surcharge

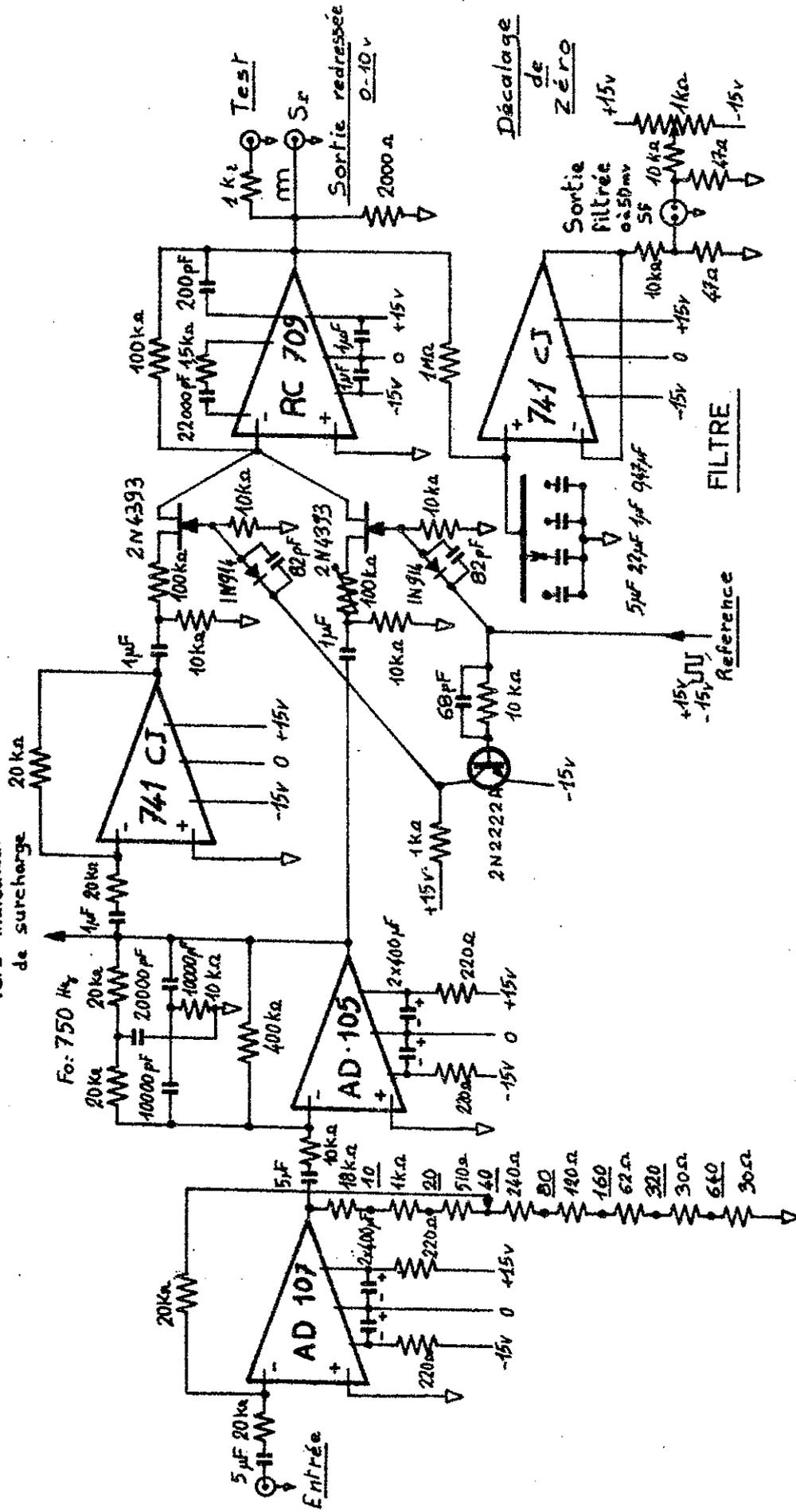


Fig N°26 AMPLIFICATEUR A DETECTION SYNCHRONE : VOIE SIGNAL

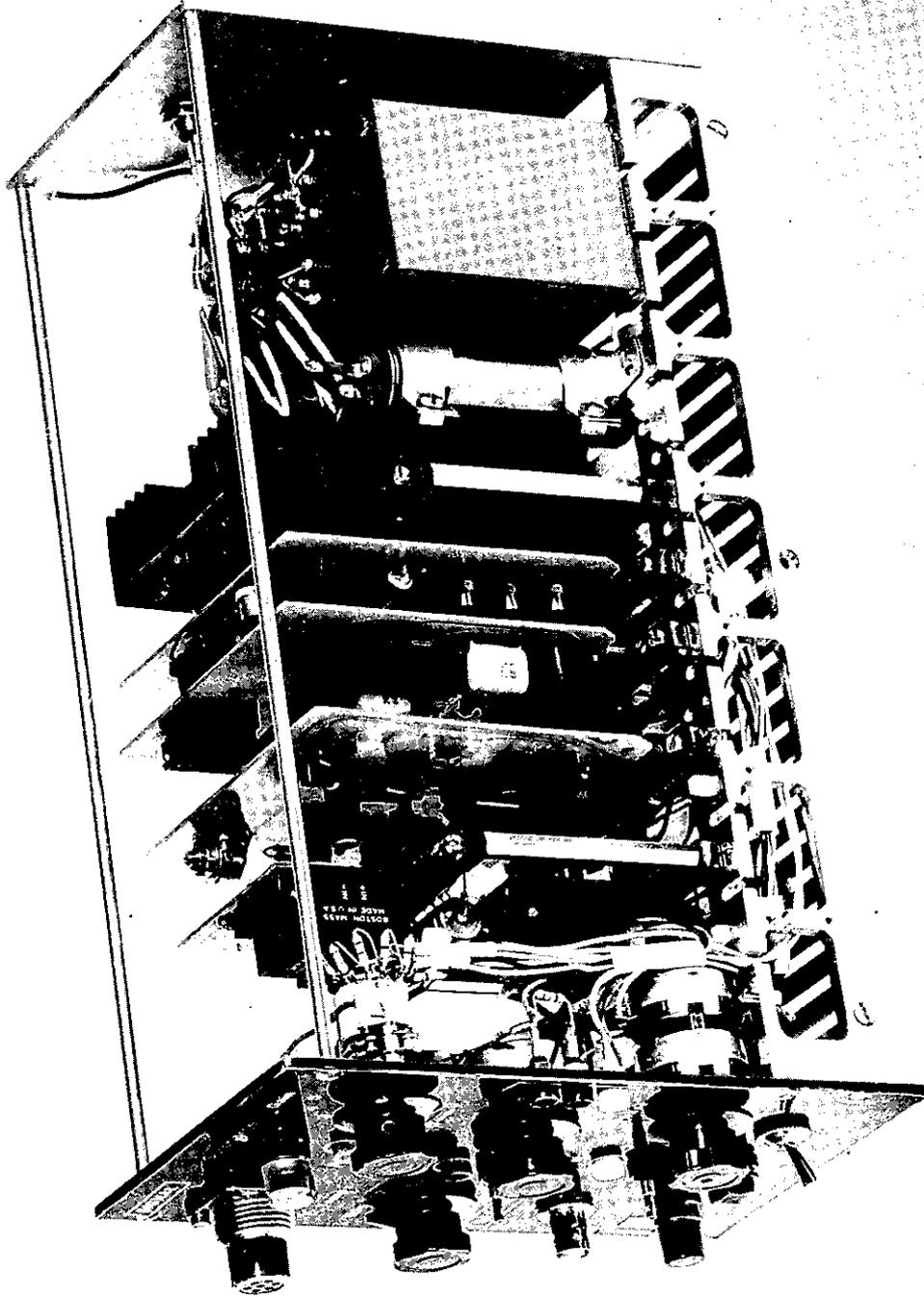
III - 4 - h - Précision de l'ensemble.

Nous pouvons maintenant estimer la précision de la chaîne complète, amplificateur à détection synchrone plus préamplificateur, en tenant compte des défauts de stabilité des différents étages d'amplification en fonction des fluctuations de la fréquence de modulation ($\pm 1 \%$) et de la température ($\pm 1^\circ\text{C}$) ainsi que des erreurs de non linéarité.

Aux valeurs précédentes il convient d'ajouter les variations avec la température des résistances qui déterminent le gain en boucle fermée des amplificateurs opérationnels. Elles peuvent être choisies avec un coefficient de température de $50 \cdot 10^{-6}$ par $^\circ\text{C}$. Elles introduisent une incertitude ε_R de l'ordre de $2 \cdot 10^{-3}$.

Soit :	ε_R	$2 \cdot 10^{-3}$
	Stabilité préamplificateur	$1 \cdot 10^{-3}$
	Stabilité 1 ^{er} étage amplificateur	$0,5 \cdot 10^{-3}$
	Détection	$0,01 \cdot 10^{-3}$
	Non linéarité	$0,6 \cdot 10^{-3}$
	Déphasage pour 2°	$0,2 \cdot 10^{-3}$

La précision globale est donc meilleure que $0,5 \%$. Cinq amplificateurs à détection synchrone de ce type sont utilisés dans les deux méthodes de mesure de spectroscopie laser que nous allons maintenant décrire.



Amplificateur à détection synchrone.

C H A P I T R E III

PROBLEMES PARTICULIERS A L'EXPERIENCE D'AUTOEXPLORATION

AVEC EXCITATION ALTERNEE DES ISOTOPES.

I - INTRODUCTION.

Il est possible, lorsque les composantes sont séparées dans la source, d'analyser la structure d'une raie laser en faisant varier continuellement la longueur de la cavité d'un laser monomode. Pour une structure isotopique non résolue, un procédé dérivé du précédent consiste à utiliser deux tubes à décharge remplis chacun d'un isotope différent et alignés suivant l'axe de la même cavité laser ; en excitant alternativement chacun de ces tubes au cours du balayage de la cavité, on peut enregistrer simultanément les profils fournis par chacun des isotopes.

Dans cette méthode, il n'est pas nécessaire d'utiliser un autre appareil à haute résolution, le laser servant à la fois de source lumineuse et de spectromètre Fabry-Pérot à haute résolution.

L'appareillage est représenté sur la figure 28 ;

- l'excitation des sources est assurée par une alimentation haute tension qui, par l'intermédiaire d'une unité de commutation, est connectée alternativement sur l'un et l'autre des tubes à gaz.

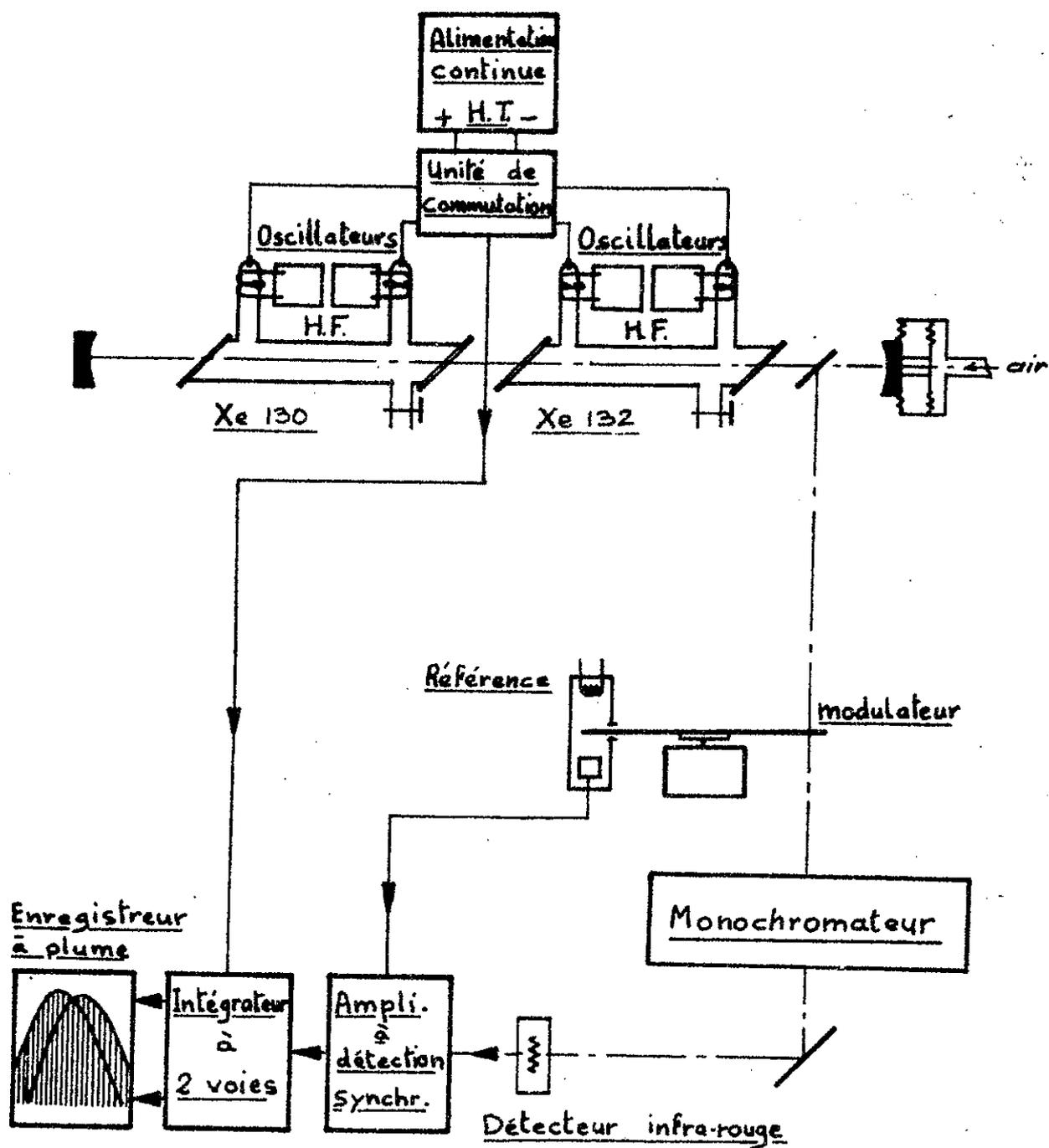


Fig. N°28 SCHEMA DE PRINCIPE

- après modulation, le signal lumineux est reçu par une cellule infrarouge In Sb ou Ge Au, suivant le domaine spectral étudié, et amplifié par un amplificateur à détection synchrone. On peut ainsi enregistrer sur une même voie d'un enregistreur potentiométrique les profils fournis par les isotopes que contiennent les deux tubes.

II - EXCITATION DES TUBES A GAZ.

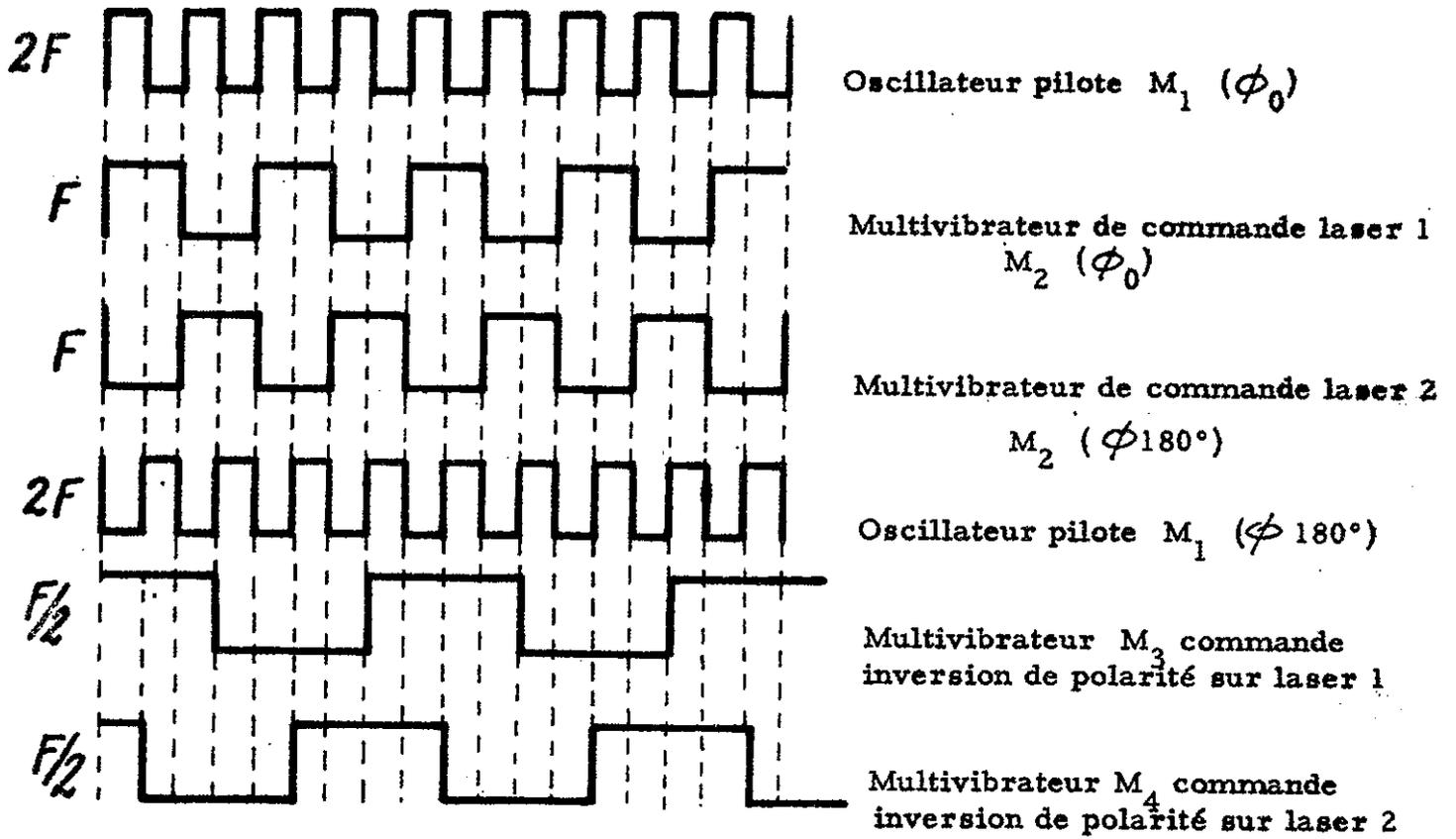
Le circuit d'excitation comprend tout d'abord une alimentation continue haute tension stabilisée réglable de 500 à 5000 V et pouvant débiter 20 mA. Des résistances en série avec chaque tube à décharge permettent de stabiliser le courant.

Pour éviter le phénomène de cataphorèse qui apparaît au cours de l'excitation prolongée en continu d'un tube rempli d'un mélange de deux gaz, nous avons utilisé un circuit inverseur qui permet de changer le sens du courant à chaque excitation. Une autre méthode, statique celle-ci, consiste à relier anode et cathode du tube par une canalisation externe de cheminement suffisamment long pour que la décharge ne s'y établisse pas.

La réalisation d'oscillateurs haute fréquence a permis d'améliorer l'allumage des tubes à gaz ; actuellement, l'utilisation de cathodes chaudes a, dans la plupart des cas, résolu ce problème .

II - 1 - L'unité de commutation.

Elle est commandée par un oscillateur pilote M1 qui travaille à la fréquence $2F$ réglable par potentiomètre externe. Un multi-vibrateur M2, synchronisé par cet oscillateur, permet de commander à la fréquence F , et en opposition de phase, les relais R_1 et R_2 qui ferment le circuit HT sur l'un ou l'autre des tubes à gaz. Le temps d'excitation peut être ajusté entre 2,5s et 10s environ ; pour les réglages et dégazages, on dispose de positions d'allumage permanent de l'un



Nota : $M_2 (\phi 180^\circ)$ commande également une porte "OU" aiguillant des impulsions de synchronisation fournies par $M_1 (\phi 180^\circ)$ vers M_3 ou M_4 .

Fig. N° 29 SEQUENCE DE COMMUTATION

ou l'autre tube. Enfin deux autres multivibrateurs M_3 et M_4 , synchronisés par l'oscillateur pilote commandent à la fréquence $F/2$, et en quadrature avec M_2 , deux relais double in verseurs qui changent la polarité sur chacun des tubes à décharge à un moment où celui-ci n'est pas excité ; ainsi leurs contacts s'ouvrent et se ferment à vide à des instants qui ne sont pas critiques. (fig. 30)

L'utilisation des relais r_1 , r_3 , et r_4 (fig. 31) permet d'isoler l'alimentation des circuits électroniques des parasites de commutation haute tension.

Les caractéristiques des relais utilisés sont :

$r_1, r_2, r_3, r_4,$	relais basse tension 12 V KEYSWITCH 1 circuit inverseur ;
R_1, R_2	THT-5-IT SEEM à ampoule sous vide, 1 contact travail, puissance de coupure 5000 V- 20mA con- tinu, temps moyen de fonctionnement (rebondissements inclus) 2ms ;
R_3, R_4	ACRM type RH : Haute tension 2 contacts inverseurs, temps de commutation # 20ms.

Il est important que la fréquence de l'oscillateur pilote (fig. 32) soit stable puisqu'il synchronise les autres multivibrateurs. Or dans un multivibrateur astable dont les transistors sont utilisés dans l'état de saturation de courant à la conduction, la fréquence est donnée par : (24)

$$f = \frac{1}{C_1 R_{b_2} \text{Log}_e \left(1 + \frac{E_c}{E_{b_2}} \right) + C_2 R_{b_1} \text{Log}_e \left(1 + \frac{E_c}{E_{b_1}} \right)}$$

Elle dépend donc :

- de la tension d'alimentation E_c ;
- de la tension de polarisation des bases E_{b_1} et E_{b_2} ;
- de la valeur de R_{b_1} et R_{b_2} , résistance de base ;
- de la valeur de C_1 et de C_2 .

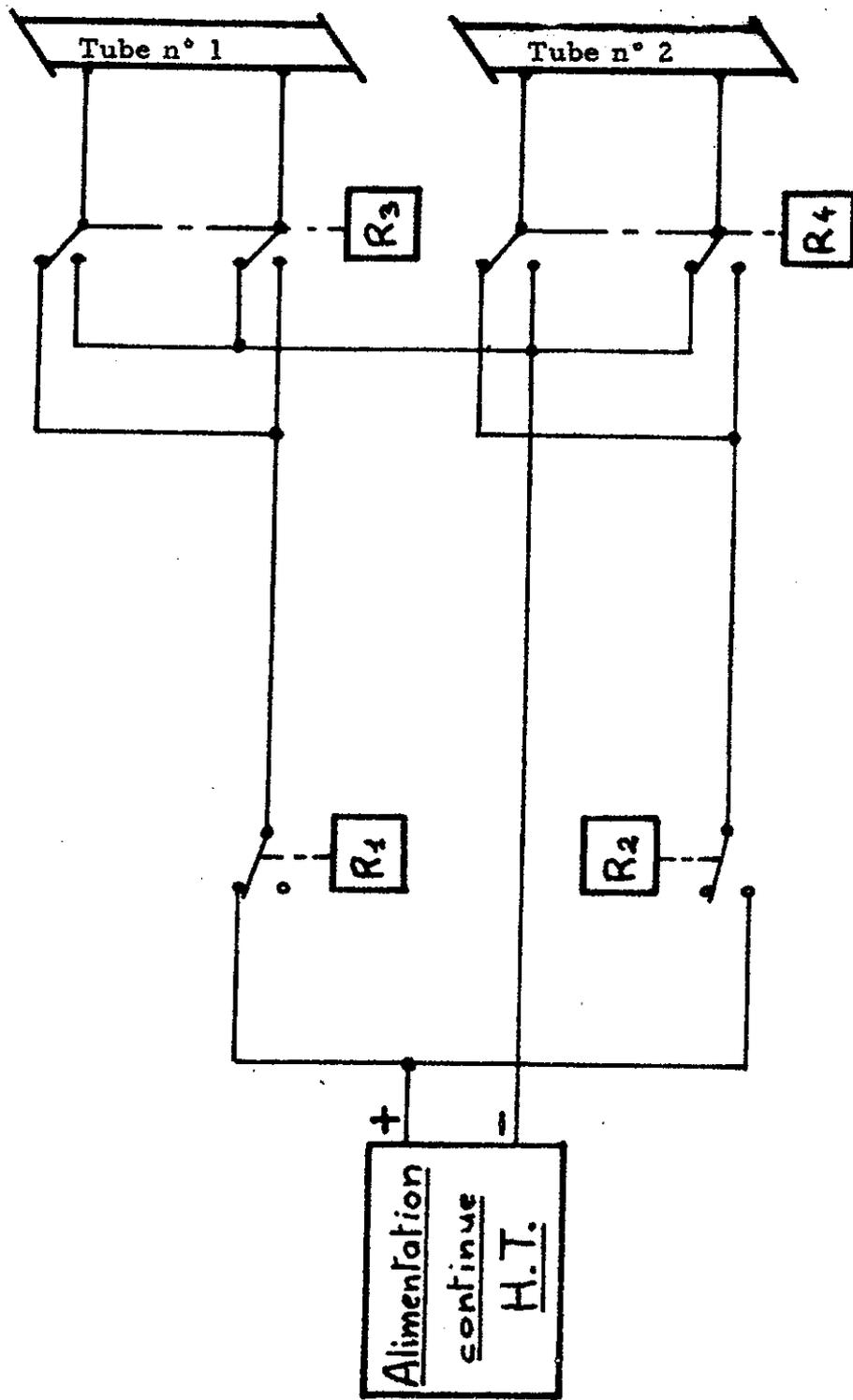
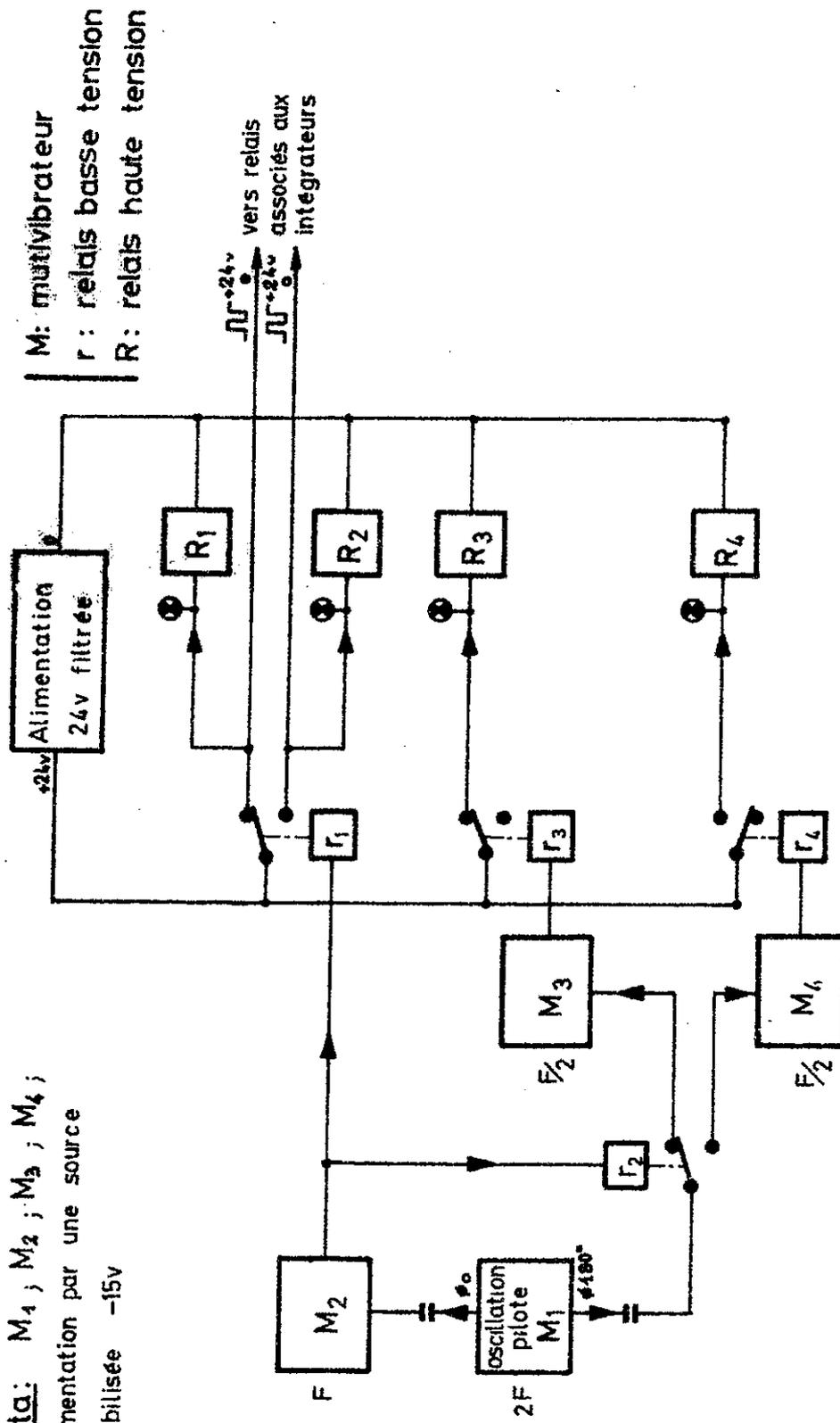


Fig. N°30 UNITÉ DE COMMUTATION

(Circuit haute tension)

Nota: M_1 ; M_2 ; M_3 ; M_4 ;
 alimentation par une source
 stabilisée -15v



M: multivibrateur

r: relais basse tension

R: relais haute tension

Fig.N°31 UNITÉ DE COMMUTATION (circuit basse tension)

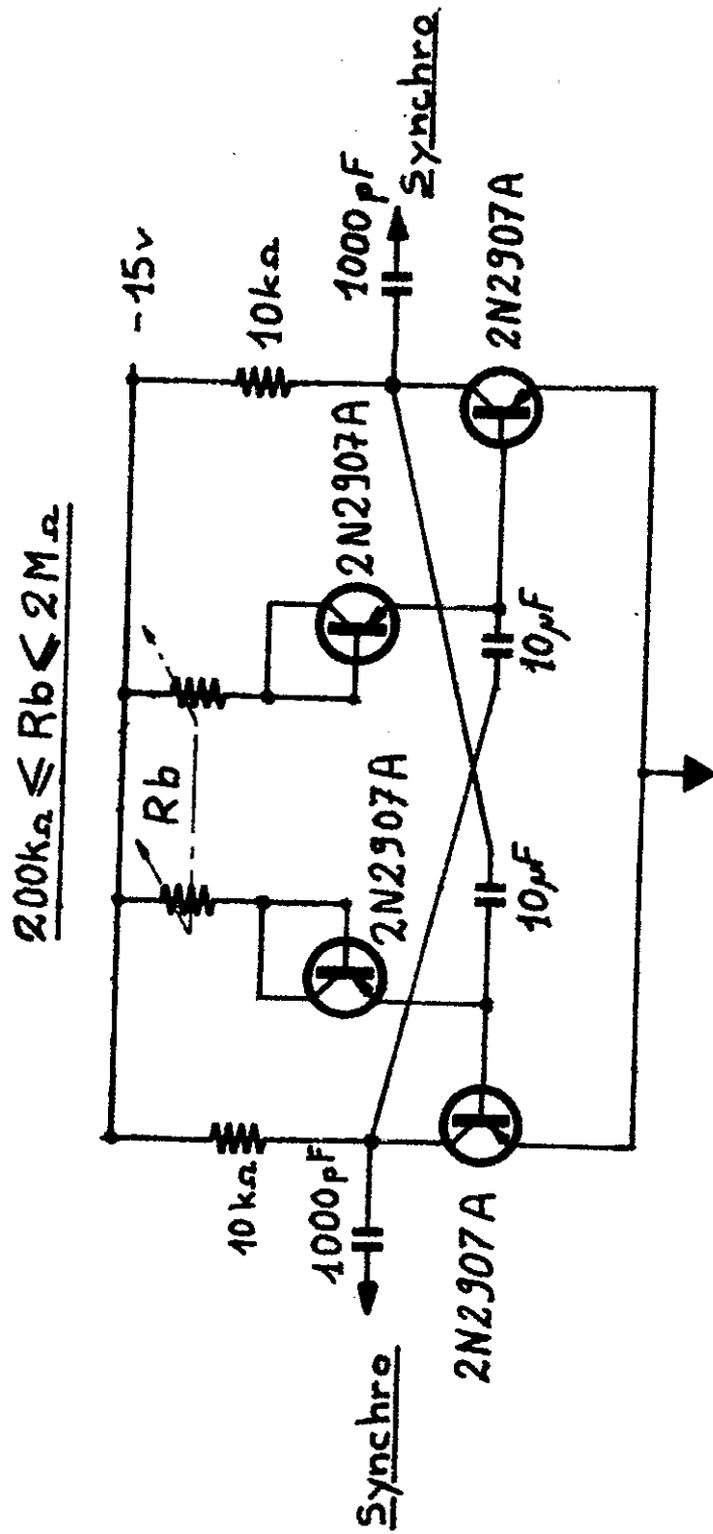
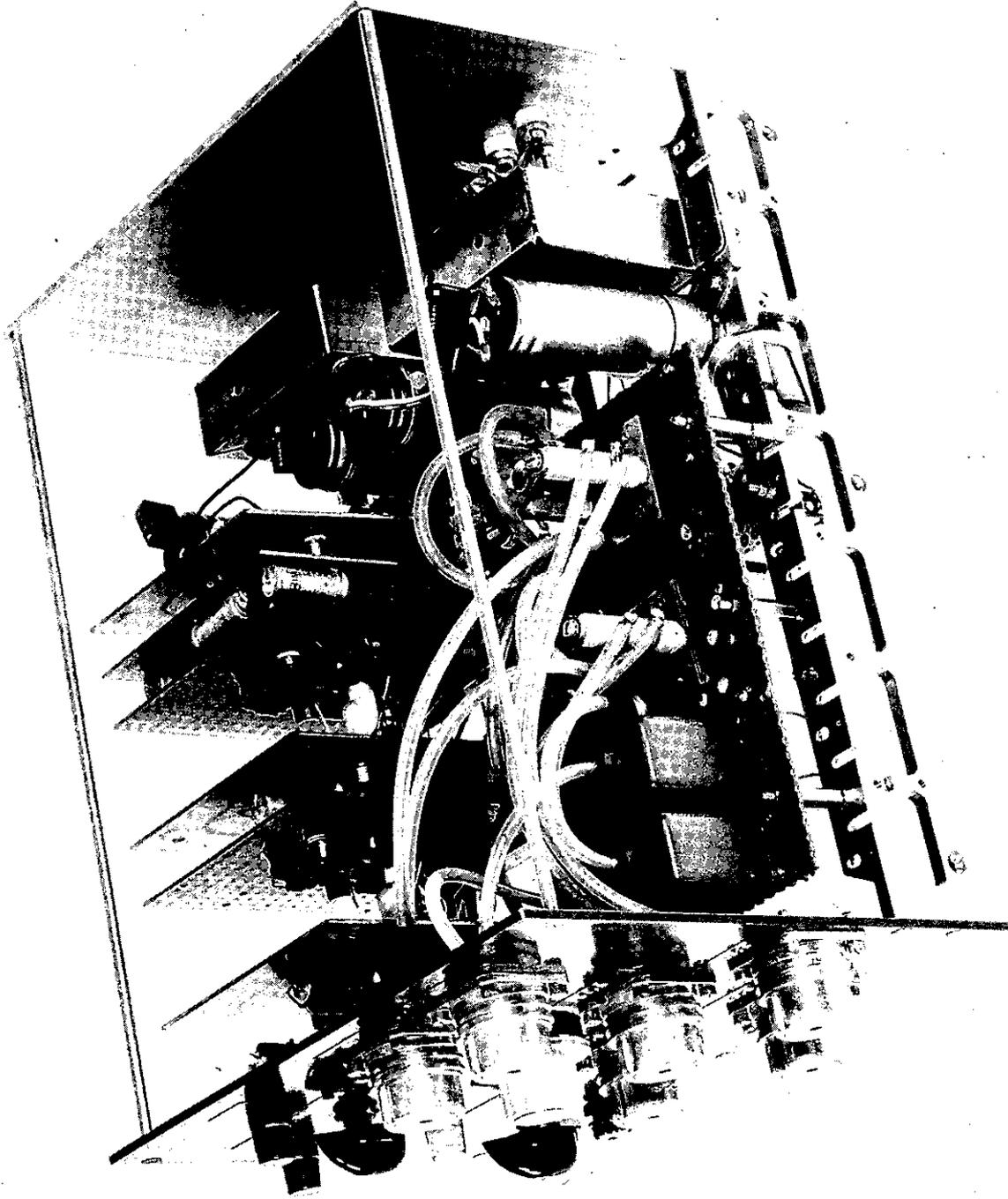


Fig. N°32 SCHEMA OSCILLATEUR PILOTE



Unité de commutation.

Ec est fournie par une alimentation stabilisée qui, dans les conditions d'utilisation, donne une tension au $1/1000e$ près.

Pour les transistors utilisés : 2N 2907 A silicium PNP, les tensions base-émetteur croissent de quelques pour cent pour un accroissement de température égal à $5^{\circ} C$; l'insertion d'une jonction identique dans le circuit de polarisation de la base réduit cet effet et il ne reste plus que les variations de la différence des tensions des deux jonctions qui sont beaucoup plus faibles et ne sont pas compensées.

Les résistances sont à couche de carbone. Leur coefficient de de température est de 3.10^{-4} par $^{\circ}C$.

Les faibles courants de fuite des transistors au silicium, 10 nA maximum, permettent de choisir de fortes valeurs de Rb. Ainsi avec $Rb = 2 M\Omega$ et $C = 10 \mu F$, on obtient des temps d'allumage d'une dizaine de secondes. On peut alors utiliser des condensateurs au mylar métallisé ; autour de $25^{\circ} C$ la variation de capacité est inférieure à 40.10^{-6} .

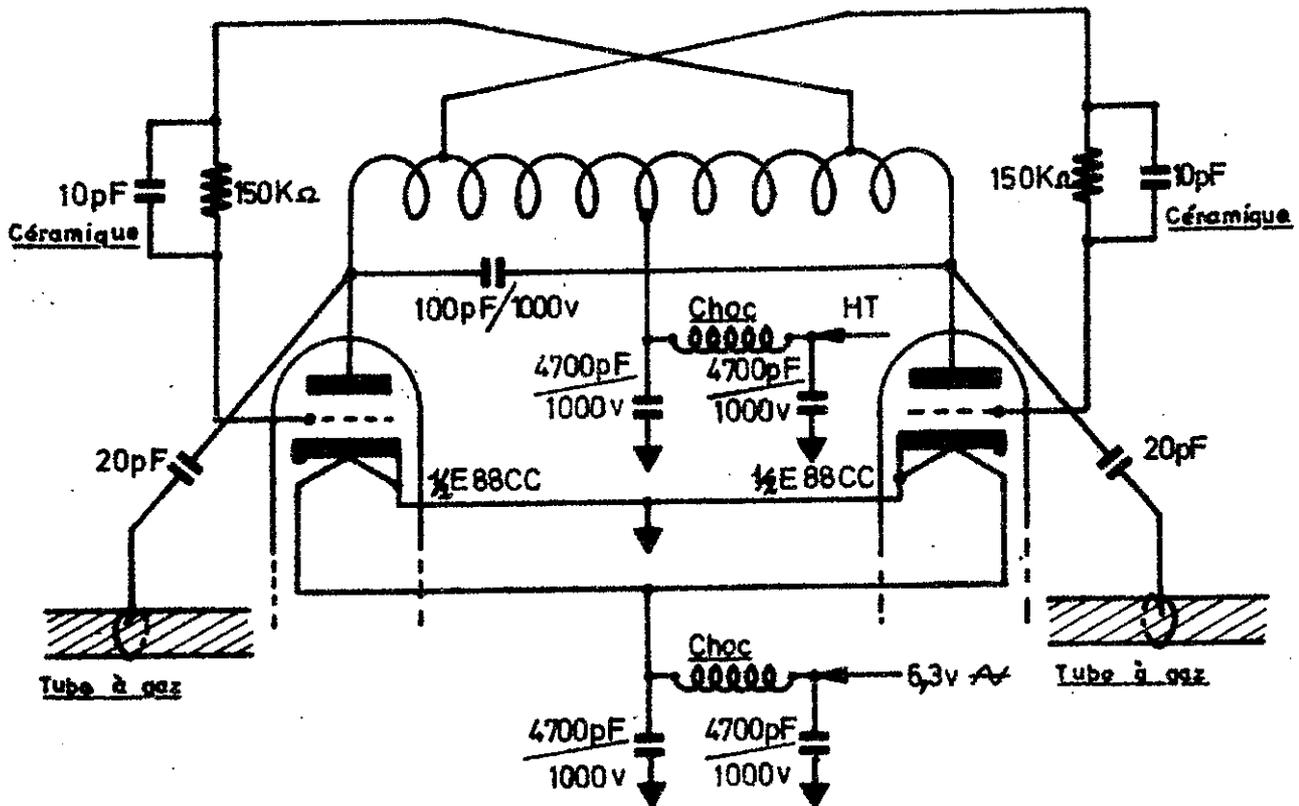
La fréquence de l'oscillateur pilote est ainsi stable à quelques 10^{-3} .

Des potentiomètres montés en résistance variable permettent d'ajuster individuellement la symétrie des demi-périodes des autres multivibrateurs.

II - 2 - Les oscillateurs de préionisation.

Leur but est de préioniser localement le mélange gazeux près des électrodes pour permettre un allumage plus sûr et plus rapide du tube en entier. Réalisés dans un boîtier métallique, ils sont peu encombrants et peuvent être montés près des tubes, ainsi le rayonnement n'est pas gênant.

Les triodes du tube E88CC sont utilisées en montage push-pull et les couplages grille-anode sont du type Hartley. (fig. 33)



Self d'accord: $l = 50 \text{ mm}$

$\varnothing \text{ ext.} = 20 \text{ mm}$

$N = 20$ spires de fil émaillé 12/10mm

Prises de grilles à 2 tours des extr.

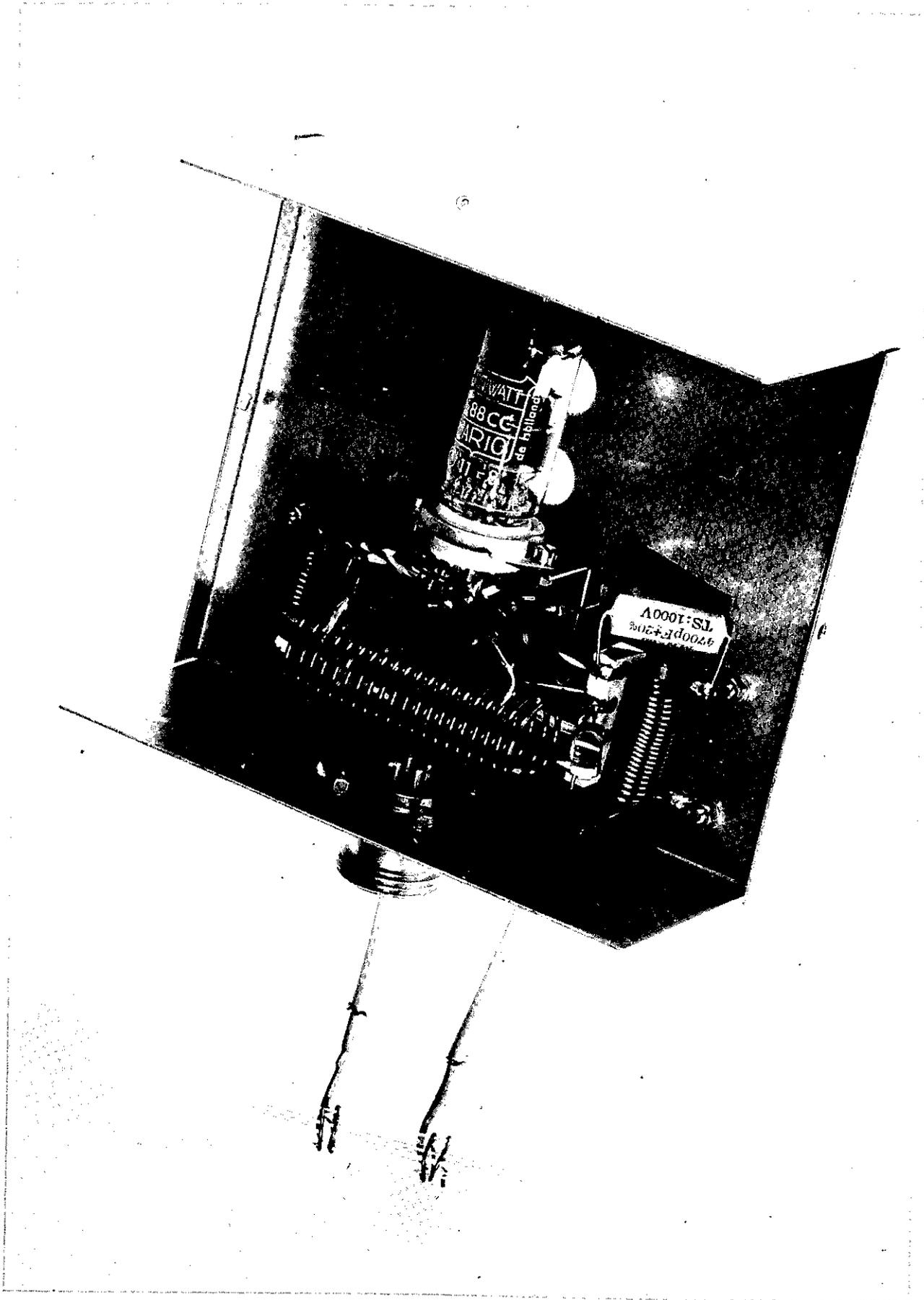
Self choc: $l = 20 \text{ mm}$

$N = 20$

$d = 10 \text{ mm}$

HT 400v 30mA

Fig. N°33 OSCILLATEUR $\approx 10 \text{ MHz}$



Oscillateur de précision.

La fréquence d'oscillation est environ de 10 MHz et la tension haute fréquence est suffisante pour obtenir une préionisation sur quelques centimètres.

La figure n° 34 représente l'enregistrement de profils de raies en fonction de la longueur de la cavité (les 2 tubes contiennent le même isotope).

III - TRAITEMENT DU SIGNAL : LES INTEGRATEURS.

Dans l'étude de l'argon, on remarque une prise de régime de l'effet laser longue devant la durée de chaque allumage ce qui perturbe le profil de la raie étudiée ; nous avons ainsi été conduits à intégrer le signal pendant la durée de chaque excitation.

Pour une voie le cycle est le suivant : (fig. 35)

- allumage du tube et intégration simultanée (10s) ;
- extinction et maintien en mémoire du signal intégré pendant deux secondes ;
- remise à zéro de l'intégrateur.

Le signal envoyé aux intégrateurs est pris juste après la détection double alternance. Des relais commandés par l'unité de commutation assurent un aiguillage des signaux vers l'une ou l'autre voie d'intégration et d'enregistrement.

III - 1 - Principe de l'intégrateur opérationnel. (25) (26)

Les intégrateurs reçoivent les signaux fournis par l'amplificateur à détection synchrone. Comme nous l'avons vu précédemment, la précision est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-3}$ environ. Pour conserver cet ordre de grandeur après intégration, il apparaît souhaitable de demander aux intégrateurs une précision de l'ordre de 10^{-3} . La durée de chaque intégration peut aller jusqu'à 10 s, et pour obtenir une telle précision

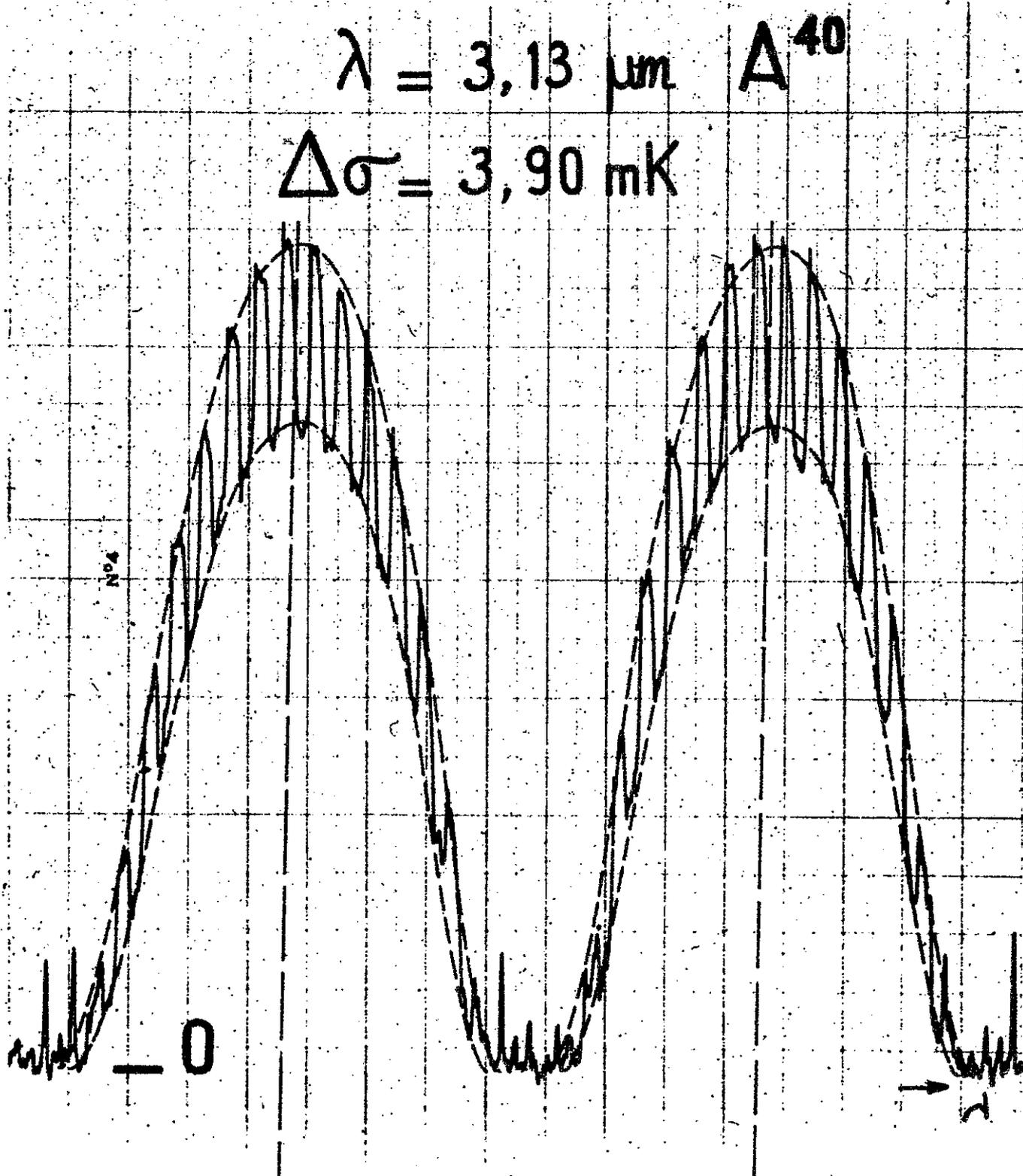


Fig. n° 34 PROFILS DE RAIES EN FONCTION DE LA LONGUEUR DE LA CAVITE. LES 2 TUBES CONTIENNENT LE MEME ISOTOPE A^{40} .

L'enregistrement montre les difficultés rencontrées dans le cas de l'argon quand le signal n'est pas intégré.

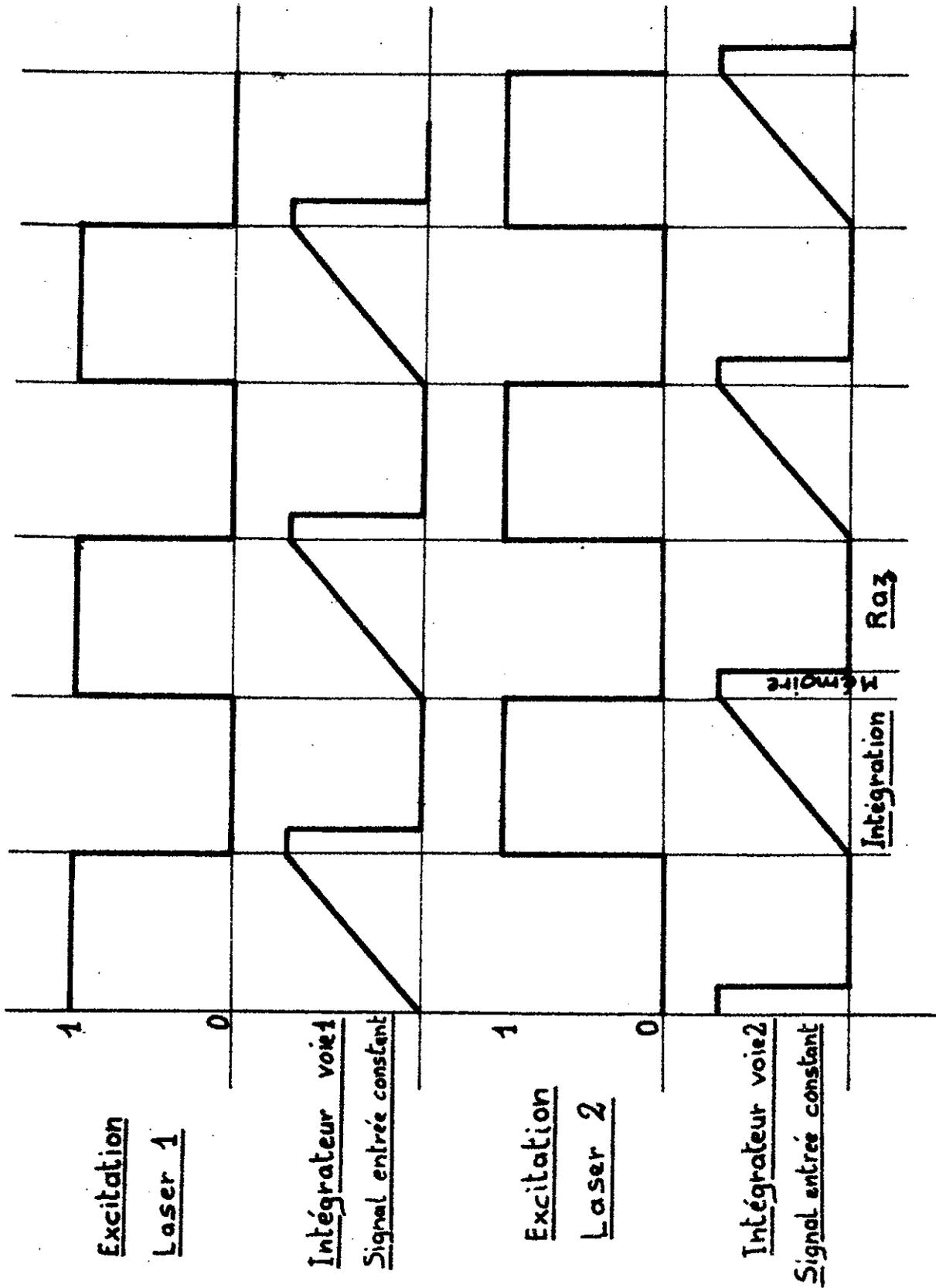


Fig. N°35 INTÉGRATEURS: SEQUENCE

en utilisant un simple circuit RC, une constante de temps trop importante (plus de 200s) serait nécessaire, de plus, le signal intégré ne pourrait être mesuré qu'avec un appareil de grande impédance d'entrée.

Avec le montage de la figure 36 que nous avons réalisé, la constante de temps réelle n'est plus RC mais $A_0 RC$, et l'amplificateur opérationnel ayant une impédance de sortie faible le signal V_s peut être facilement mesuré.

Si un tel montage utilisait un amplificateur parfait, la tension de sortie V_s serait bien :

$$V_s(t) = \frac{1}{RC} \int V_e dt$$

cependant, dans la précision définitive de la mesure, il y a lieu de considérer différentes erreurs dues aux dérives propres de l'amplificateur et aux valeurs finies du gain et de l'impédance d'entrée*.

III - 2 - Erreurs dues aux dérives (tension et courant) à l'entrée de l'amplificateur. (fig. 38)

Ces dérives dépendent de plusieurs paramètres qui sont la température, les tensions d'alimentation.

III - 2 - a - Erreur de tension v_{e0}

Elle est la somme d'un terme constant V_{e0} et de termes variables. V_{e0} est la tension de décalage initial à 25°C ; un potentiomètre d'ajustage permet de la rendre nulle à température d'utilisation.

Nous considérons que les enregistrements durent 1 heure et que l'amplitude totale des fluctuations de température de la salle

* Les considérations qui suivent nous ont conduits à choisir des amplificateurs opérationnels à transistors à effet de champ "Analog Devices 148" fig. 37, les calculs numériques se rapportent donc à ce type d'amplificateur.

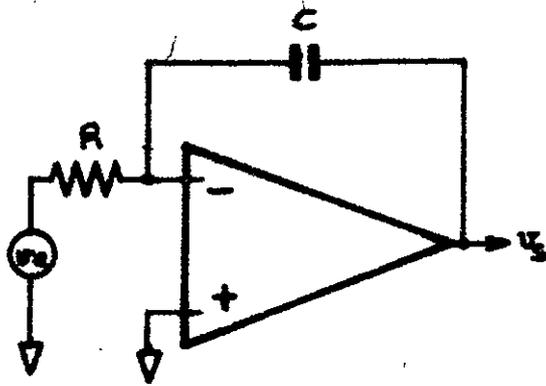


Fig. N°36

$$v_s(t) = \frac{1}{RC} \int v_e dt$$

Fig. N°37

d'après le
catalogue
ANALOG DEVICES
JANVIER 1968

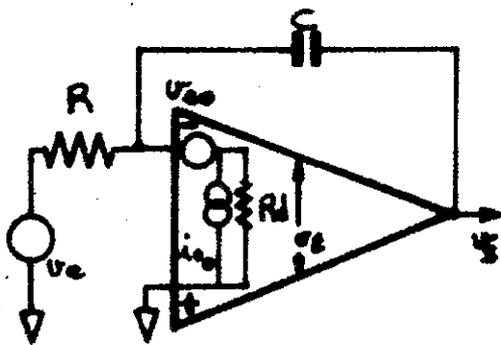
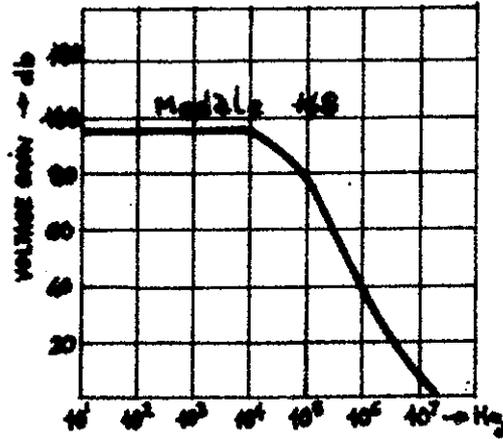


Fig. N°38

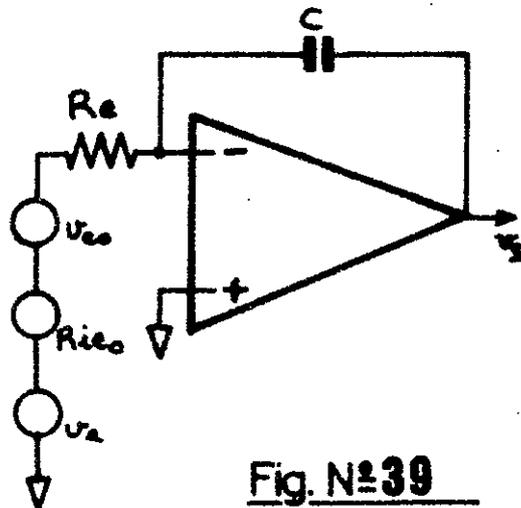


Fig. N°39

sont de 2°C. Les deux tensions d'alimentation + et - 15 V sont stabilisées au 1/1000.

$$\Delta\theta = 2^\circ\text{C} \quad \Delta V = 2 \cdot 10^{-3} \quad \Delta t = 1 \text{ h}$$

Pour l'amplificateur considéré, les dérives sont respectivement, pour ces variables :

$$25 \mu\text{V}/^\circ\text{C} \quad 75 \mu\text{V}/\% \quad 50 \mu\text{V}/\text{jour}$$

$$V_{e0} = (25 \times 2) + (75 \times \frac{2}{10}) + (50 \times \frac{1}{24})$$

soit de l'ordre de 70 μV .

III - 2 - b - Erreur de courant i_{e0} .

On retrouve les mêmes paramètres. Cependant, alors que le courant initial de décalage I_{e0} est très gênant lorsqu'on réalise un intégrateur avec un amplificateur opérationnel à transistors d'entrée classiques (I_{e0} = quelques nA), dans le cas d'un amplificateur à transistors à effet de champ I_{e0} est égal à 30 pA, et la dérive qu'il ramène en sortie est extrêmement faible et parfaitement négligeable ; il en est de même pour les dérives en fonction de la température et des variations des tensions d'alimentation :

$$i_{e0} = (3\text{pA}/^\circ\text{C} \times 2) + (1\text{pA}/\% \times \frac{2}{10}) + \dots$$

Ramenées à la sortie figure 39, ces erreurs introduisent une dérive :

$$\frac{dV_s}{dt} = \frac{V_{e0} + \text{Re } i_{e0}}{\text{Re } C}$$

$$\boxed{\frac{dV_s}{dt} = \frac{V_{e0}}{\text{Re } C} + \frac{i_{e0}}{C}}$$

Seul le premier terme est important dans le cas présent comme nous venons de le voir. Il apparaît cependant qu'on réduit les dérives

à la sortie en choisissant ReC grand et, à ReC donné lorsqu'on tient compte de i_{e0} , en utilisant la plus faible valeur de Re et la plus grande valeur de C . Re est limité vers les faibles valeurs par l'impédance de sortie de l'étage précédent, et la qualité du condensateur nous limite vers les fortes valeurs. On peut néanmoins choisir $ReC = 5s$ en utilisant une capacité de $10 \mu F$, impliquant une valeur de résistance de $500k\Omega$; ce qui est largement compatible avec l'impédance de sortie Z_s de l'étage précédent : la détection (Z_s étant de l'ordre de quelques ohms).

$$\frac{dv_s}{dt} = \frac{ve_0}{ReC}$$

$$\frac{dv_s}{dt} = \frac{70 \cdot 10^{-6}}{4,7 \times 10^5 \times 10^{-5}}$$

$$\frac{dv_s}{dt} \leq 15 \mu V$$

Les intégrations durent 10 s. Dans des conditions normales d'utilisation, les niveaux en sortie des intégrateurs sont de quelques volts, 5 V par exemple, en sommet de raie ; on ne tient compte pour déterminer l'axe de la raie que des valeurs supérieures ou égales au 1/20 de la valeur au sommet, soit ici 250 mV. Pour ces points l'erreur \mathcal{E}_{v_s} est la plus importante et égale à :

$$\frac{15 \cdot 10^{-6} \times 10}{250 \cdot 10^{-3}} = 0,6 \cdot 10^{-3}$$

$\mathcal{E}_{v_s} = 0,6 \cdot 10^{-3}$

III - 3 - Erreur due au gain fini de l'amplificateur : \mathcal{E}_A

Le gain de l'amplificateur est fini, et par conséquent la constante de temps du système $A_0 ReC$ l'est également. Il en résulte un défaut de non-linéarité qui devient important dans des intégrations assez

longues.

L'ensemble se comporte comme un intégrateur dont la capacité serait "shuntée" par une résistance $A_0 Re$, l'amplificateur étant alors considéré idéal et possédant un gain infini : fig. 40.

Si on applique à l'entrée d'un tel intégrateur un échelon de tension -1 on peut écrire alors :

$$v_s = \frac{A_0 Re}{Re} (1 - e^{-\frac{t}{A_0 Re C}})$$

$$v_s = A_0 (1 - e^{-\frac{t}{A_0 Re C}})$$

soit en développant :

$$v_s = \frac{t}{Re C} - \frac{t^2}{2 A_0 (Re C)^2} + \dots$$

$$v_s = \frac{t}{Re C} (1 - \frac{1}{2 A_0} \times \frac{t}{Re C} + \dots)$$

l'erreur relative : $\frac{1}{2 A_0} \times \frac{t}{Re C}$ vaut ici :

$$\frac{1}{2 \times 30\,000} \times \frac{10}{5} = \frac{1}{30\,000}$$

elle est parfaitement négligeable.

III - 4 - Erreur de maintien en mémoire.

Pour faciliter le dépouillement des enregistrements, on garde en mémoire pendant 2s au maximum la tension existante à la fin de

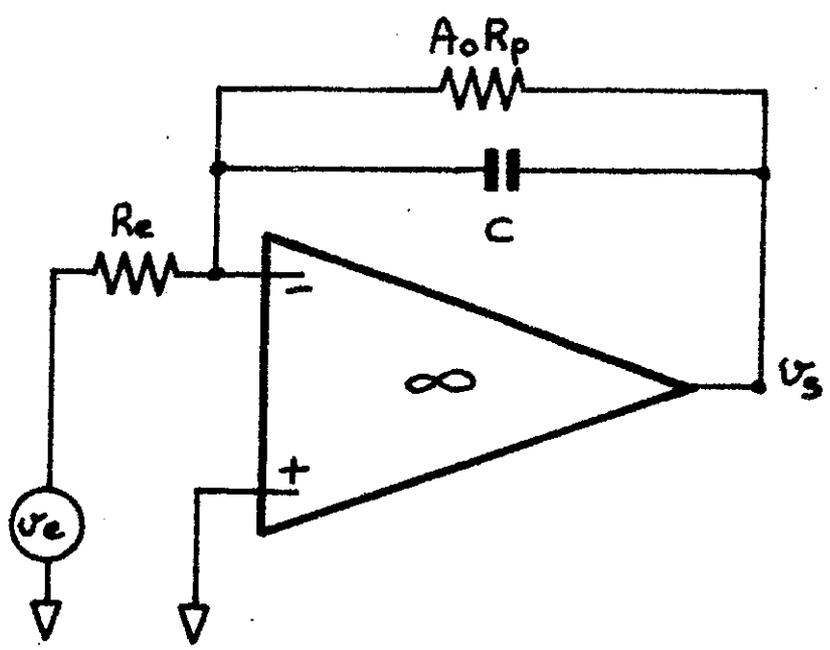
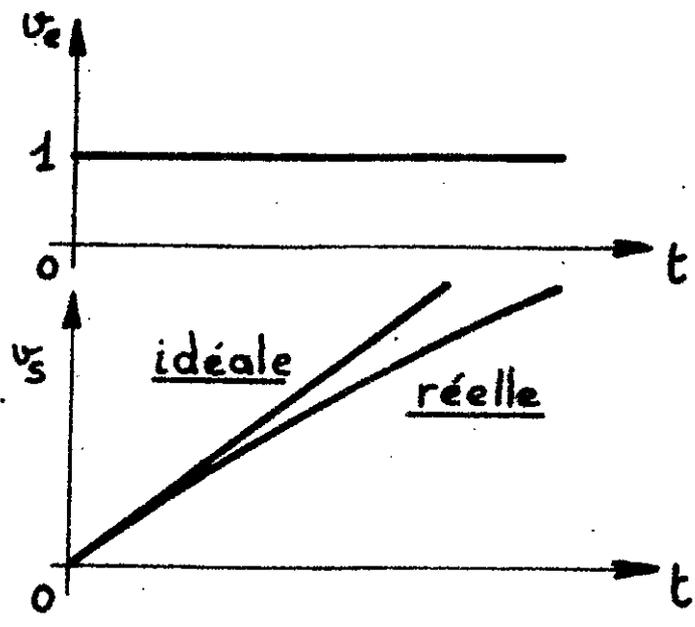


Figure N°40

l'intégration, et ceci en déconnectant l'entrée de l'intégrateur. La capacité se décharge alors à travers une résistance équivalente $A_0 R_d$ figure 41 (R_d = impédance d'entrée différentielle de l'amplificateur)

$$R_d = 10^{11} \Omega$$

$$A_0 R_d = 3 \cdot 10^4 \times 10^{11} = 3 \cdot 10^{15} \Omega$$

Le courant de fuite maximum à travers cette résistance est au plus, lorsque $v_s = 10$ V de $0,3 \cdot 10^{-14}$ A, ce qui est très négligeable devant le courant initial de décalage $I_{e_0} = 30$ pA qui est ici la principale source d'erreur.

$$\Delta v_s = \frac{I_{e_0}}{C} \Delta t$$

$$t = 2 \text{ s} \quad \text{et} \quad C = 10^{-5} \text{ F}$$

$$\Delta v_s = \frac{3 \cdot 10^{-11}}{10^{-5}} \times 5 = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ V}$$

ce qui fait une erreur relative par rapport à 250 mV de $6 \cdot 10^{-5}$ encore négligeable.

De la même façon, la résistance d'isolement R_i des condensateurs introduit une erreur :

$$v_s = V_s e^{-\frac{t}{R_i C}}$$

$$v_s(t) = V_s - V_s \left(\frac{t}{R_i C} - \frac{t^2}{2 R_i^2 C^2} + \dots \right)$$

l'erreur relative sera $\epsilon_{R_i} = \frac{t}{R_i C}$

Les condensateurs sont au mylar (2 de $5 \mu\text{F}$ en parallèle) ; à 25°C leur résistance d'isolement est de $5 \cdot 10^4 \text{ M}\Omega/\mu\text{F}$ d'où $R_i = 1,3 \cdot 10^{11} \Omega$ et :

$$\epsilon_{R_i} = \frac{2}{1,3 \cdot 10^{11} \times 2 \times 5 \cdot 10^{-6}} \approx 1,5 \cdot 10^{-6}$$

On peut la négliger ainsi que l'erreur introduite par les re-

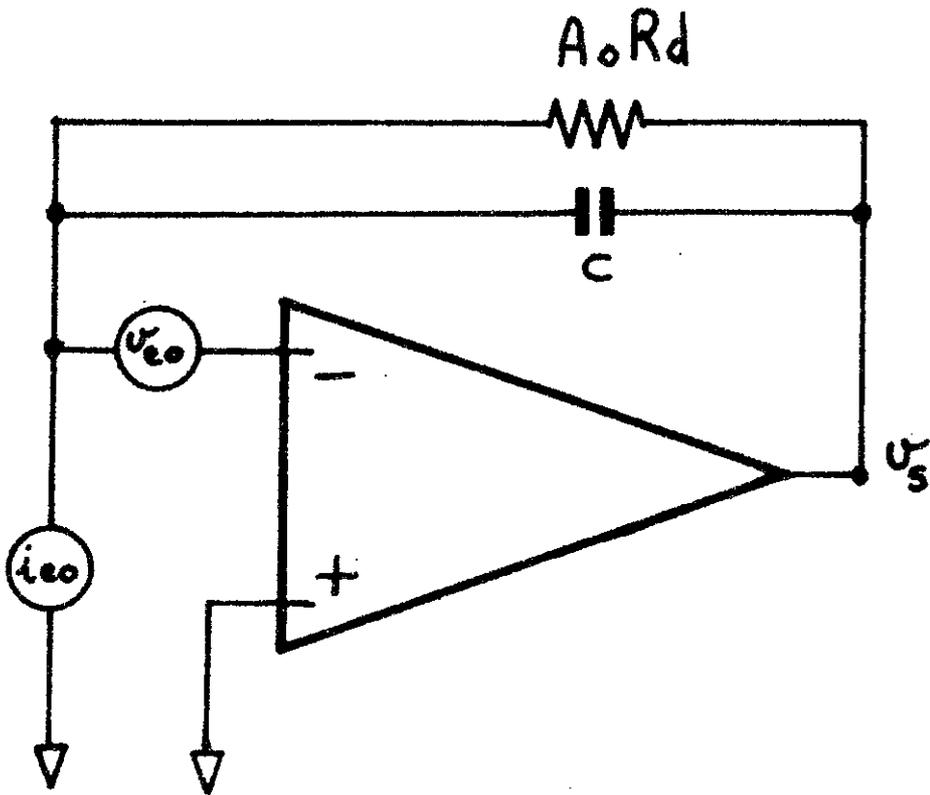
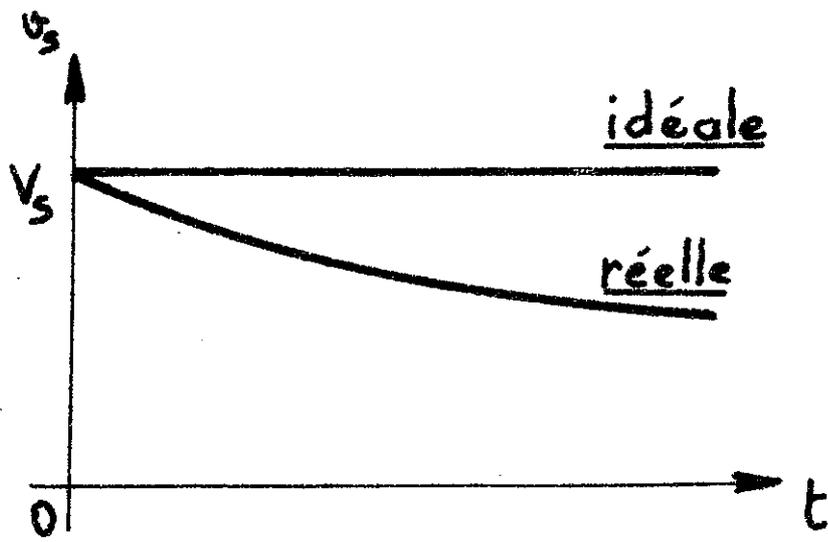


Figure N°41

lais de remise à zéro qui sont à haut isolement et possèdent une résistance de fuite de $10^{14} \Omega$.

Les schémas des intégrateurs sont représentés figure 42.

III - 5 - Précision.

Une des plus importantes erreurs d'intégration pourrait être due à l'absorption diélectrique. La tension résiduelle du condensateur déchargé est proportionnelle à la tension appliquée ; elle dépend également du temps de décharge (27). Avec un temps de remise à zéro du condensateur d'intégration de plusieurs secondes, la tension résiduelle reste inférieure à quelques 10^{-5} . Nous n'en tenons pas compte car elle est faible, et qu'en plus nous faisons des mesures relatives.

En conclusion, nous pouvons dire que les intégrations faites dans ces conditions sont obtenues avec une précision de l'ordre du millième.

Cette précision est certainement trop grande pour les expériences de déplacement isotopique actuelles. Cependant l'impédance d'un simple circuit RC rendait les enregistrements délicats et avec le système étudié, nous pouvons envisager l'intégration de signaux plus faibles dans de bonnes conditions.

III - 6 - Remarque.

Les commutations haute tension, 5000 V - 20 mA environ, que nécessite l'excitation alternée des deux tubes à décharge, introduisent des bruits supplémentaires difficiles à chiffrer. On les réduit de façon importante en réalisant un bon réseau de masse et en éloignant les ensembles H T. L'emploi de relais rapides (2ms) diminue la largeur des impulsions parasites. S'il était nécessaire, comme nous avons été amenés à le faire pour les expériences de S. LIBERMAN, où les énergies mises en jeu sont beaucoup plus importantes : 6000 V - 250 mA, il est toujours possible de retarder l'intégration du signal par rapport aux ins-

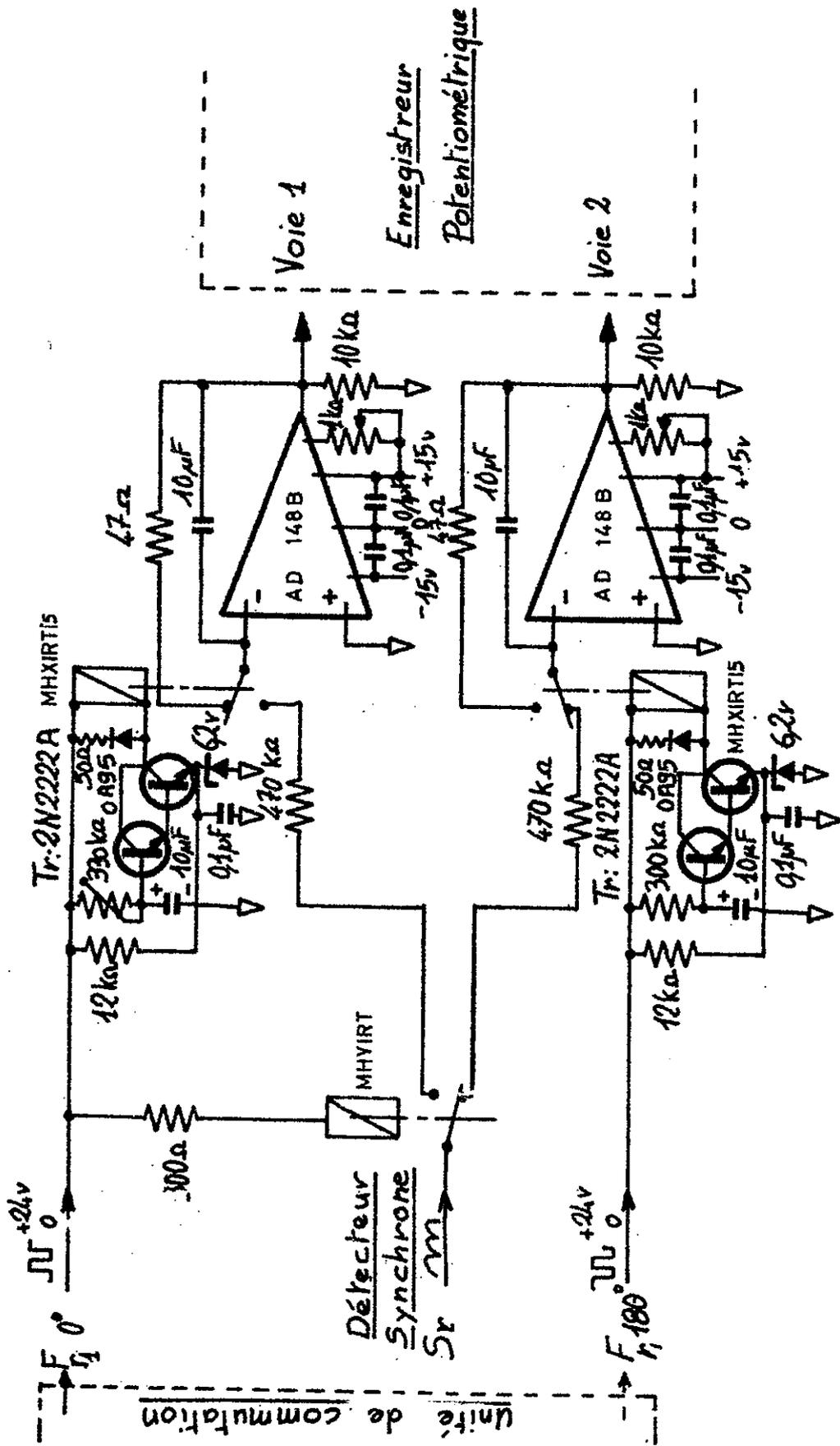


Fig.N°42 INTÉGRATEURS

tants de commutation.

En fait, les bruits parasites sont suffisamment faibles devant d'autres causes d'incertitudes qui sont, entre autres, les fluctuations de la longueur de la cavité.

Un exemple d'enregistrement de déplacement isotopique obtenu par ce procédé est représenté figure 43.

IV - EXPLOITATION DES RESULTATS PAR METHODE NUMERIQUE.

Nous envisageons très prochainement une exploitation systématique des résultats par ordinateur.

La conversion analogique - numérique des mesures effectuées au cours de cette expérience est relativement simple. Les tensions qui apparaissent à la sortie des intégrateurs ont des valeurs de l'ordre de quelques volts en sommet de raie et sont donnés sous faible impédance.

La figure 44 représente le schéma de principe de la méthode : deux relais permettent de connecter alternativement l'une et l'autre voie à l'entrée du voltmètre numérique ; ils sont commandés par les mêmes créneaux de tension qui aiguillent la sortie de l'amplificateur à détection synchrone vers les intégrateurs. Le voltmètre numérique peut ne posséder qu'une seule gamme avec 10 000 points de mesure (9,999 V). Il est cependant nécessaire de pouvoir déclencher la mesure des valeurs affichées à son entrée. L'instant de mesure est choisi pendant la période de mise en mémoire des résultats, et ceci avec 1 seconde environ de retard, évitant ainsi les éventuels parasites dus à l'allumage de l'autre tube. Un coupleur déclenché par le voltmètre numérique en fin de conversion met en série les valeurs apparaissant à la sortie du voltmètre et les transmet en puissance aux électro-aimants de la perforatrice de bande.

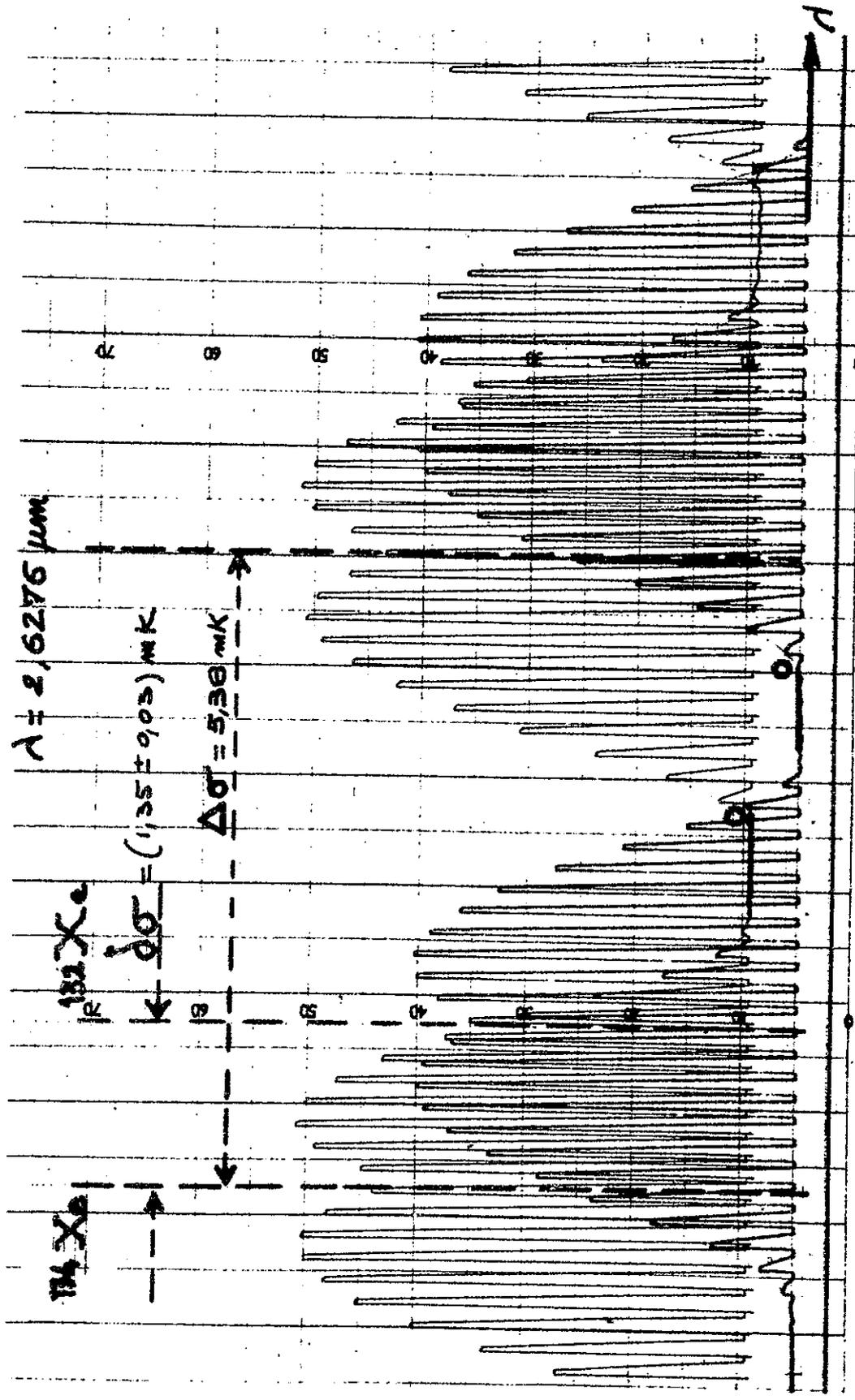


Fig. n°43 DEPLACEMENT ENTRE LES ISOTOPES 132 ET 134 DU XENON A $\lambda = 2,6276 \mu\text{m}$.

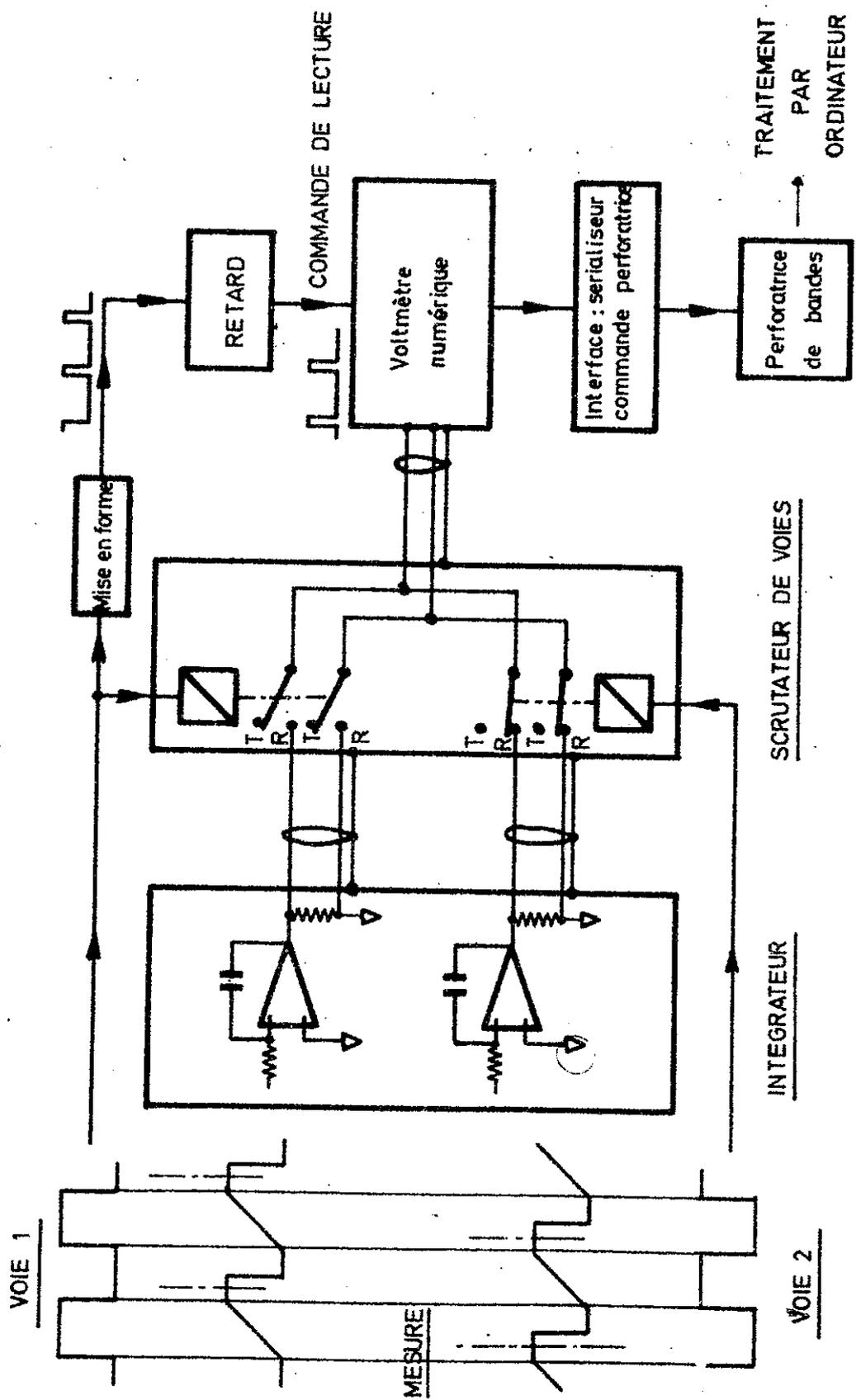
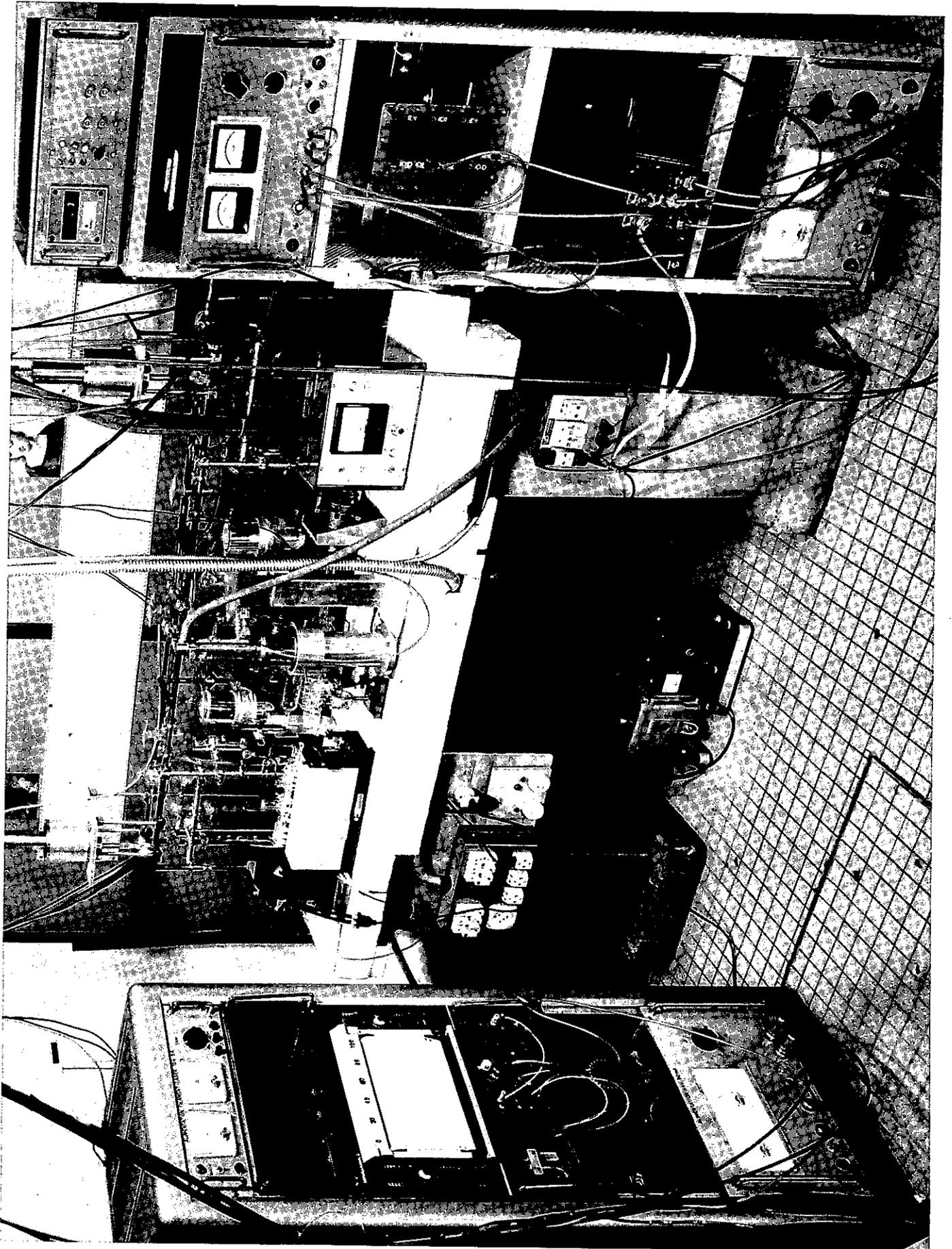


Fig.N°44 EXPLOITATION DES RESULTATS PAR METHODE NUMERIQUE

Dans cette expérience, l'intérêt de la méthode numérique réside dans la rapidité d'exploitation des résultats à l'aide d'un programme simple et non dans un accroissement de précision.



CHAPITRE IV

ETUDE DIRECTE DES PROFILS EN EMISSION INDUITE :

ASSERVISSEMENT DU LASER MONOCHROMATEUR,

EXCITATION DES TUBES DE MESURE.

I - INTRODUCTION.

Dans le domaine spectral que nous étudions, les intensités sont beaucoup trop faibles en émission spontanée ; elles ne le sont pas nécessairement en absorption ou en émission induite. En utilisant comme source excitatrice les laser à gaz qui émettent des radiations quasi monochromatiques d'intensité élevée, il est possible de faire l'étude directe des profils en émission induite ou en absorption.

Cette méthode a été mise en oeuvre de la façon suivante :

le rayonnement issu d'un laser oscillant en mode unique fournit quatre faisceaux différents :

- Deux des faisceaux (après passage dans un monochromateur) traversent chacun un tube à décharge et permettent d'en déterminer l'amplification ou l'absorption. Chacun de ces tubes est rempli d'un isotope ou d'un mélange isotopique différent. En faisant continûment varier l'épaisseur optique du laser excitateur, on enregistre simultanément les profils relatifs aux deux tubes. Le signal utile est très faible devant le signal excitateur. On module donc l'excitation des tubes de mesure et on effectue une détection synchrone.

- Un troisième faisceau sert de référence et permet d'asservir la puissance utile fournie par le laser monomode à un niveau constant sur l'étroite bande de fréquences où se fait l'étude des profils en émission induite ou en absorption.

- Un quatrième faisceau traverse un spectromètre Fabry-Perot sphérique de 90 cm de longueur (3,60 m de différence de marche). Il donne un étalonnage en longueurs d'ondes de l'intervalle spectral étudié.

La figure 45 représente l'ensemble expérimental optique et électronique mis en oeuvre.

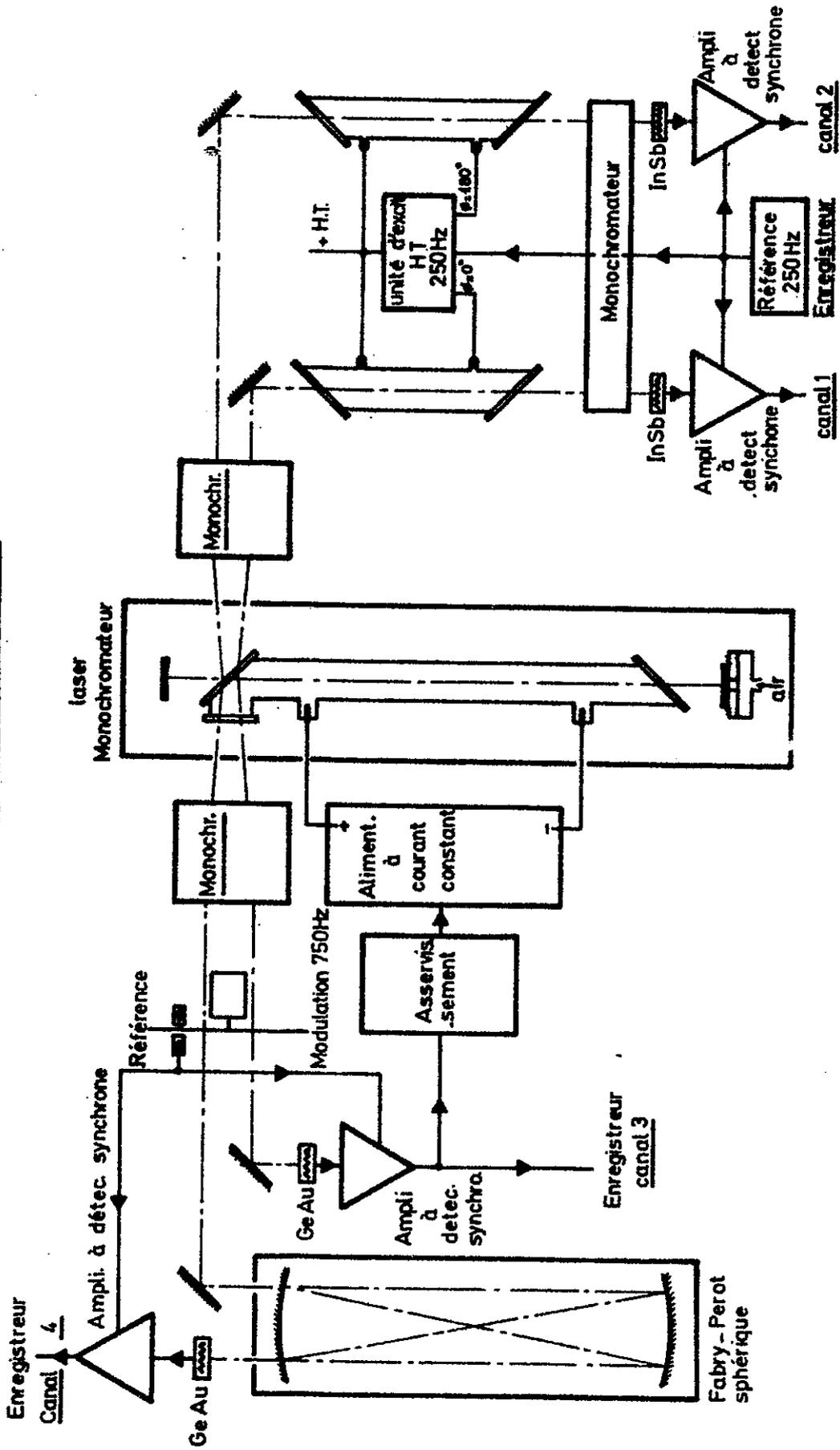
Les quatre faisceaux infra-rouges sont détectés et amplifiés par des amplificateurs à détection synchrone identiques au système déjà décrit. Les réalisations électroniques particulières à cette méthode que nous allons maintenant présenter sont d'une part l'excitation et l'asservissement du laser monochromateur, d'autre part les circuits d'excitation des tubes de mesure.

II - EXCITATION ET ASSERVISSEMENT DU LASER MONOCHROMATEUR.

II - 1 - Principe.

Dans cette expérience d'émission induite, le laser monochro-

Fig. N° 45 SCHEMA GENERAL



mateur délivre la radiation excitatrice. La méthode est d'autant plus intéressante que le nombre de transitions laser possibles pour le gaz utilisé est grand. On a choisi pour cela le xénon qui présente un nombre important de raies laser infra-rouges intenses faciles à exciter. Cependant, elles ne sont obtenues qu'avec des courants d'excitation très différents, allant environ de $50 \mu\text{A}$ à 4mA . Dans cette zone de fonctionnement, ainsi qu'on le voit sur le relevé (fig. 46) fait avec du xénon sous une pression de 2 mm, la courbe $I = f(V)$ présente une pente tantôt positive tantôt négative (V est la tension aux bornes du tube et I le courant qui le traverse). Pour obtenir une bonne stabilité de la décharge gazeuse, on choisit une source d'excitation dont l'impédance de sortie soit suffisamment élevée pour compenser l'impédance, négative dans la plupart des cas, du tube à gaz. C'est d'autre part en agissant sur l'intensité de courant débitée par cette source à haute impédance qu'on asservit à un niveau constant la puissance utile issue du laser monochromateur. Dans les conditions normales de travail, cette puissance utile est une fonction croissante du courant, mais l'asservissement serait tout aussi facile dans le cas d'une fonction décroissante ; il faut seulement éviter de se placer sur un extrémum.

II - 2 - Réalisation de la source à courant constant.

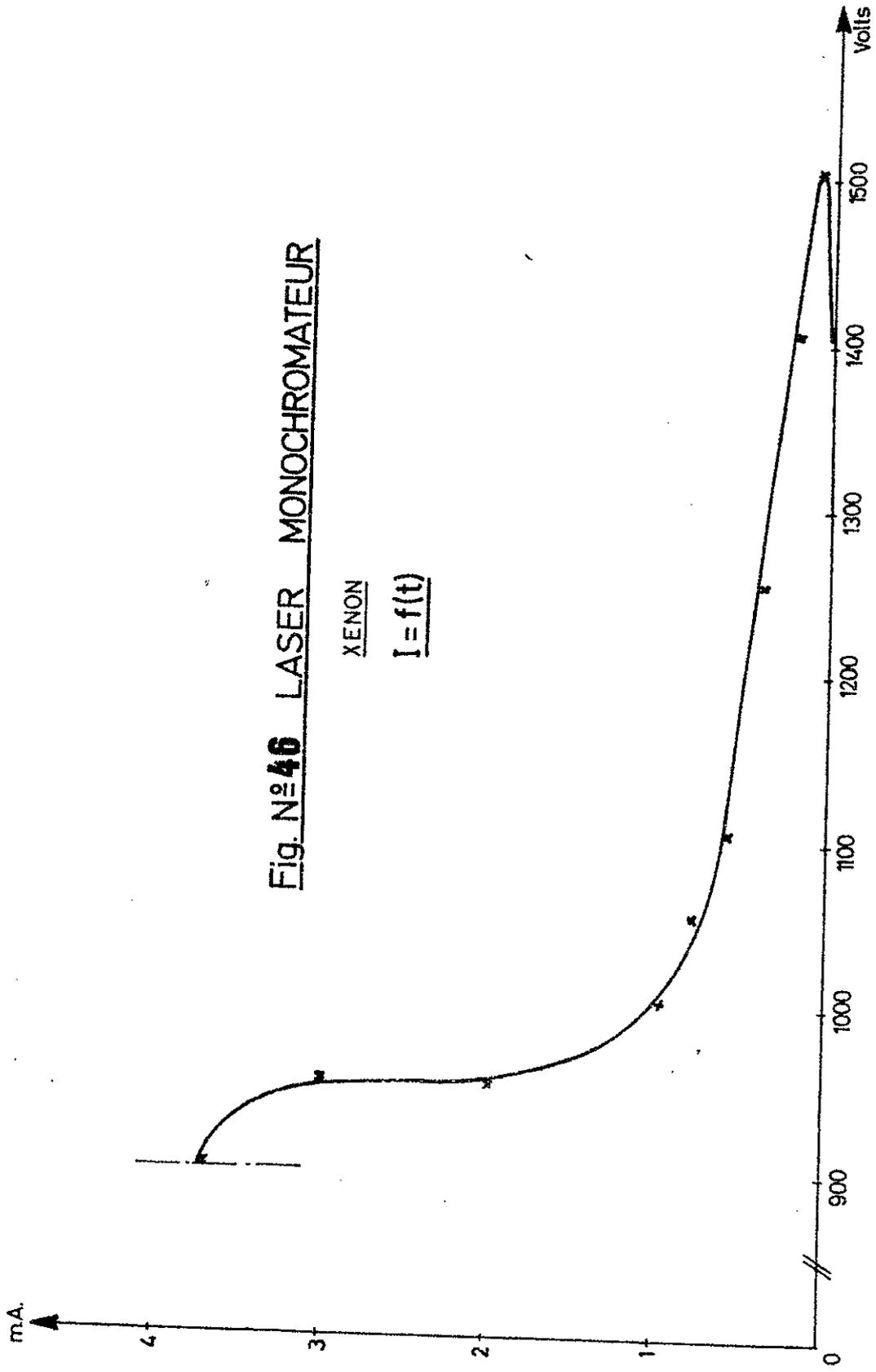
Notre but est de réaliser un générateur (de courant) pouvant fonctionner soit à courant constant en régulation interne, soit en asservissement commandé par un dispositif extérieur (de façon à maintenir constant le signal de sortie du laser). La tension de référence nécessaire dans les deux cas doit être incluse dans l'appareil.

En fonctionnement la tension de sortie, déterminée par le tube à décharge, doit être de 500 volts environ pour une intensité de courant variant entre $50 \mu\text{A}$ et 4mA .

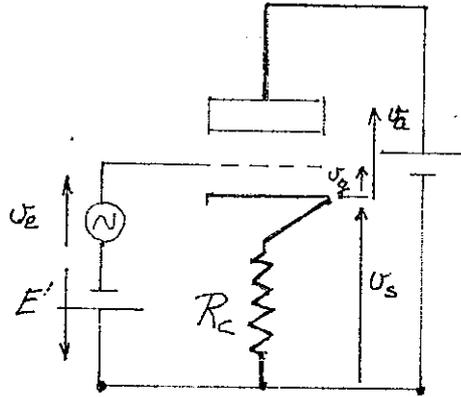
Fig. N°46 LASER MONOCHROMATEUR

XENON

$$I = f(t)$$



a) Considérons une triode en montage cathodyne :



$$v_g - v_e + R_c i_a = 0$$

$$v_a = - R_c i_a$$

$$\rho i_a = v_a + \mu v_g$$

l'impédance dans le circuit d'anode est :

$$\rho i_a = v_a + \mu(v_e - R_c i_a)$$

Si on suppose que $v_e = 0$, c'est à dire que la tension de grille est constante, on peut considérer ce montage comme un générateur de courant constant i_a , dont l'impédance serait :

$$Z_a = \frac{v_a}{i_a} = \rho + \mu R_c \simeq \mu R_c$$

Nous avons utilisé une triode 7235 Victoreen (10 000 V, 5 mA) pour laquelle ρ est voisin de $1 \text{ M}\Omega$ et μ de 450. On peut avec des valeurs de R_c élevées, de l'ordre de $100 \text{ k}\Omega$ par exemple, obtenir un générateur de courant d'impédance :

$$\rho + \mu R_c = 1 + 450 \times 0,1 = 46 \text{ M}\Omega$$

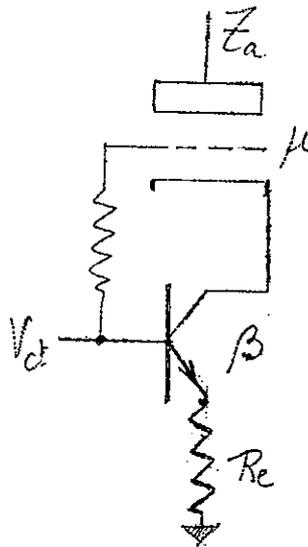
Pour obtenir ces $46 \text{ M}\Omega$ il faut donc une résistance de $100 \text{ k}\Omega$

dans le circuit de cathode. L'intensité maximale que nous recherchons est de 5 mA, ce qui entraîne avec ce système une perte importante de puissance et réduit notablement le rendement de l'alimentation. En outre la tension de commande de la grille du tube doit être de 500 V environ.

b) Une autre solution consiste à remplacer la résistance de cathode de 100 k Ω par un générateur à courant constant à transistor dont l'impédance sera comparable.

En effet un transistor monté en émetteur follower à un comportement semblable à celui d'un tube en montage cathodyne, et l'impédance du circuit collecteur est voisine de βR_e , β étant le gain en courant du transistor, et R_e la résistance d'émetteur.

Dans le montage que nous avons réalisé, représenté ci-après,



l'impédance du circuit d'anode du tube est voisine de :

$$Z_a = \mu \times \beta R_e$$

Nous avons défini trois gammes de fonctionnement :

0	_____	100 μ A
0	_____	1 mA
0	_____	5 m A

La tension de commande de l'alimentation qui est la tension appliquée à la base du transistor est donnée par une diode zener en régulation interne, ou par une sortie d'amplificateur opérationnel en fonctionnement asservi. Elle est donc de 10 V environ.

Suivant les gammes de courant on a trois résistances d'émetteur qui sont, en tenant compte de la tension base-émetteur du transistor,

de :

$R_e = 91 \text{ K}\Omega$	pour	0	_____	100 μA
$R_e = 9,1 \text{ K}\Omega$	pour	0	_____	1 mA
$R_e = 1,6 \text{ K}\Omega$	pour	0	_____	5 mA

On utilise un transistor au silicium NPN type 2N 4384. Son gain reste supérieur à 100 de 10 μA à 5 mA. L'impédance de sortie Z_a de l'alimentation à courant constant (fig. 47) est suivant les cas de :

$Z_a \simeq 4000 \text{ M}\Omega$	pour	0	_____	100 μA
$Z_a \simeq 400 \text{ M}\Omega$	pour	0	_____	1 mA
$Z_a \simeq 70 \text{ M}\Omega$	pour	0	_____	5 mA

c) La source haute tension.

La tension d'allumage du tube à gaz est supérieure à la chute de tension V à ses bornes lorsque le gaz est ionisé. Après redressement et filtrage par L , C , la source haute tension réalisée délivre une tension continue allant de 4250 V à vide à 3850 V en pleine charge soit 5 mA.

II - 3 - Asservissement de la puissance utile délivrée par le laser monochromateur.

Il est maintenant facile, à partir d'une telle source de courant, d'asservir le signal optique fourni par le laser. Un amplificateur à détection synchrone donne une tension continue proportionnelle au signal optique ; on la compare à une tension de référence qui détermine le niveau d'asservissement. Le signal d'erreur ainsi obtenu est amplifié,

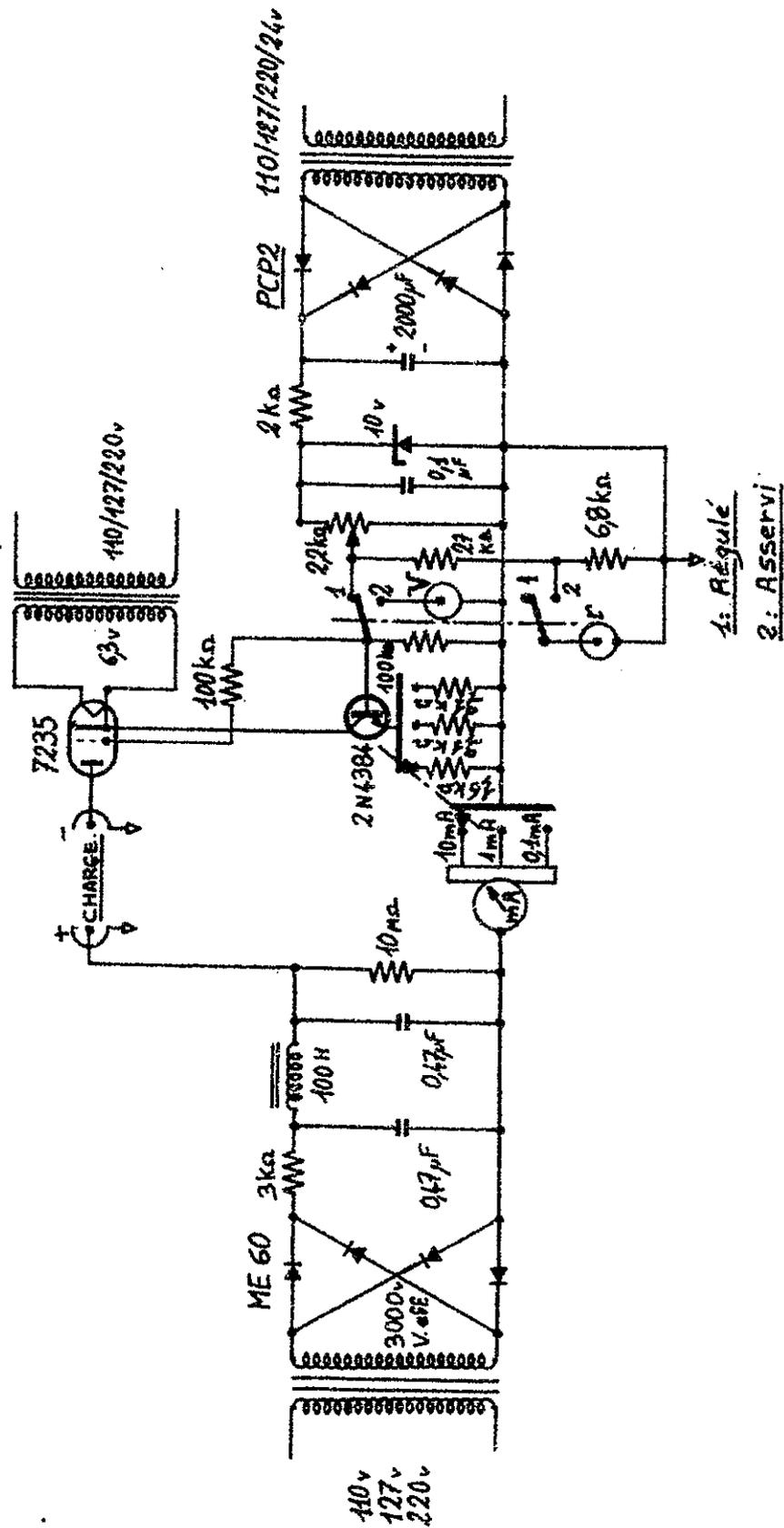


Fig N°47 ALIMENTATION HAUTE TENSION A COURANT CONSTANT: 3000v-5mA

et après avoir traversé des circuits de correction de phase, commande le courant d'excitation du laser monochromateur. (fig. 48, 49)

Ceci revient à asservir le niveau de sortie d'un oscillateur, ici le laser, sur une petite zone dont la fréquence moyenne correspond à une des transitions laser. La plage de réglage se situe aux environs de 210 à 240 M Hz (7 à 3 mK) , les fréquences centrales allant de $1,5 \cdot 10^8$ à $2 \cdot 10^7$ M Hz (2 à 7 μ m) ; son étendue dépend de la raie laser étudiée et des conditions d'excitation.

Dans ces expériences, l'exploration en longueurs d'onde est lente, aussi le signal d'erreur de l'asservissement varie très lentement ; l'asservissement est soumis à des fluctuations extérieures telles que fluctuations de la cavité etc... qui sont la plupart du temps d'origine thermique, donc lentes. On peut par conséquent limiter la bande passante de l'asservissement à quelques hertz, ce qui assure une bonne stabilité tout en dépassant la précision recherchée du pour cent.

III - EXCITATION DES TUBES DE MESURE.

III - 1 - Introduction.

Les tubes de mesure émettent un rayonnement spontané sur tout le spectre en dehors de la raie à étudier qu'on élimine par des procédés optiques. Pour éliminer le signal excitateur qui est beaucoup plus important que le signal utile, on module l'excitation des tubes de mesure et on effectue une détection synchrone ; il faut cependant remarquer que le signal excitateur introduit un bruit de source sur les cellules qui reçoivent toute l'énergie du faisceau, mais qui reste cependant négligeable devant le signal utile et le plus souvent petit devant le bruit du récepteur.

III - 2 - Réalisation.

Comme nous utilisons deux tubes de mesure, nous les exci- tons en signaux carrés et en opposition de phase. Ainsi l'alimentation

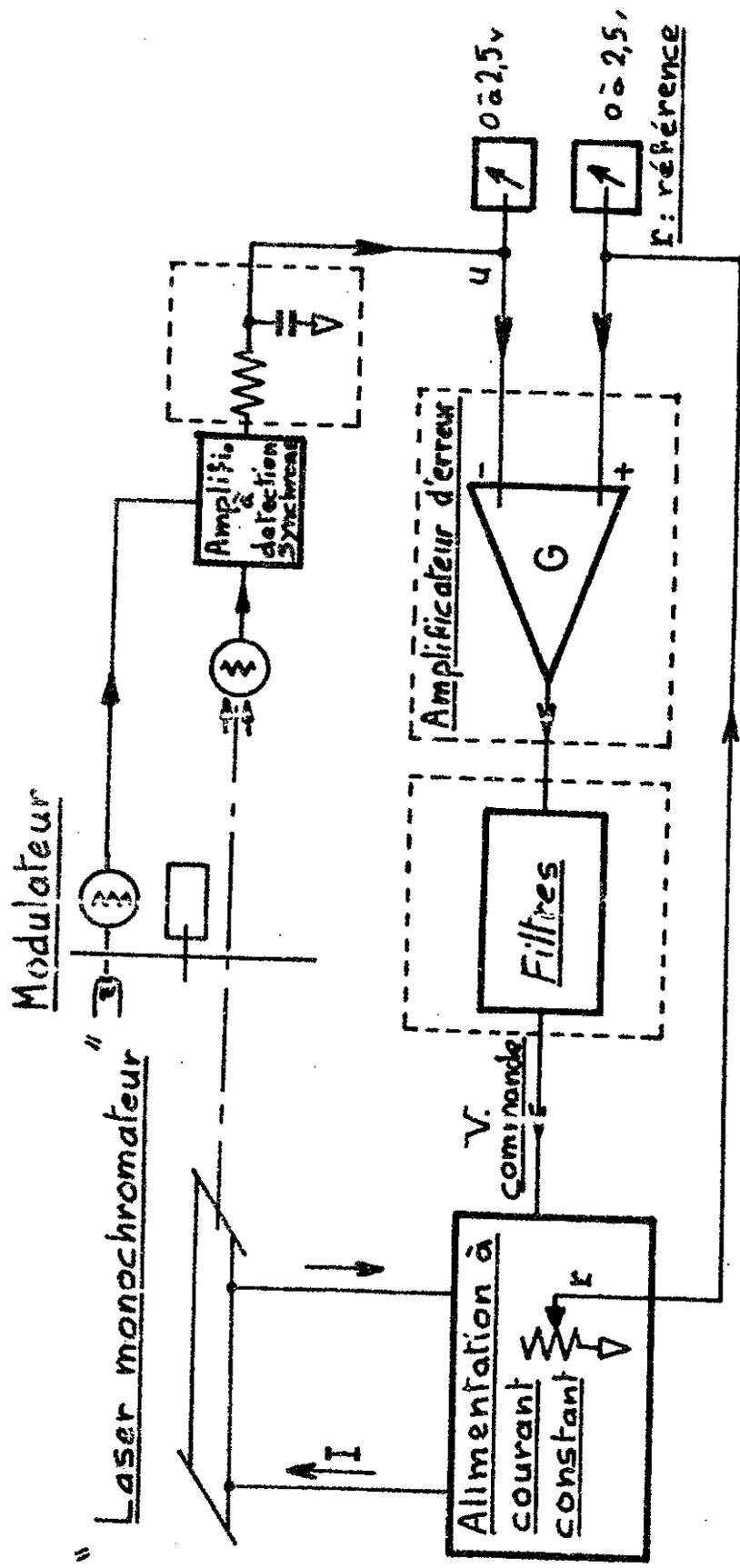


Fig. N°48 ASSERVISSEMENT LASER MONOCHROMATEUR

SCHEMA GÉNÉRAL

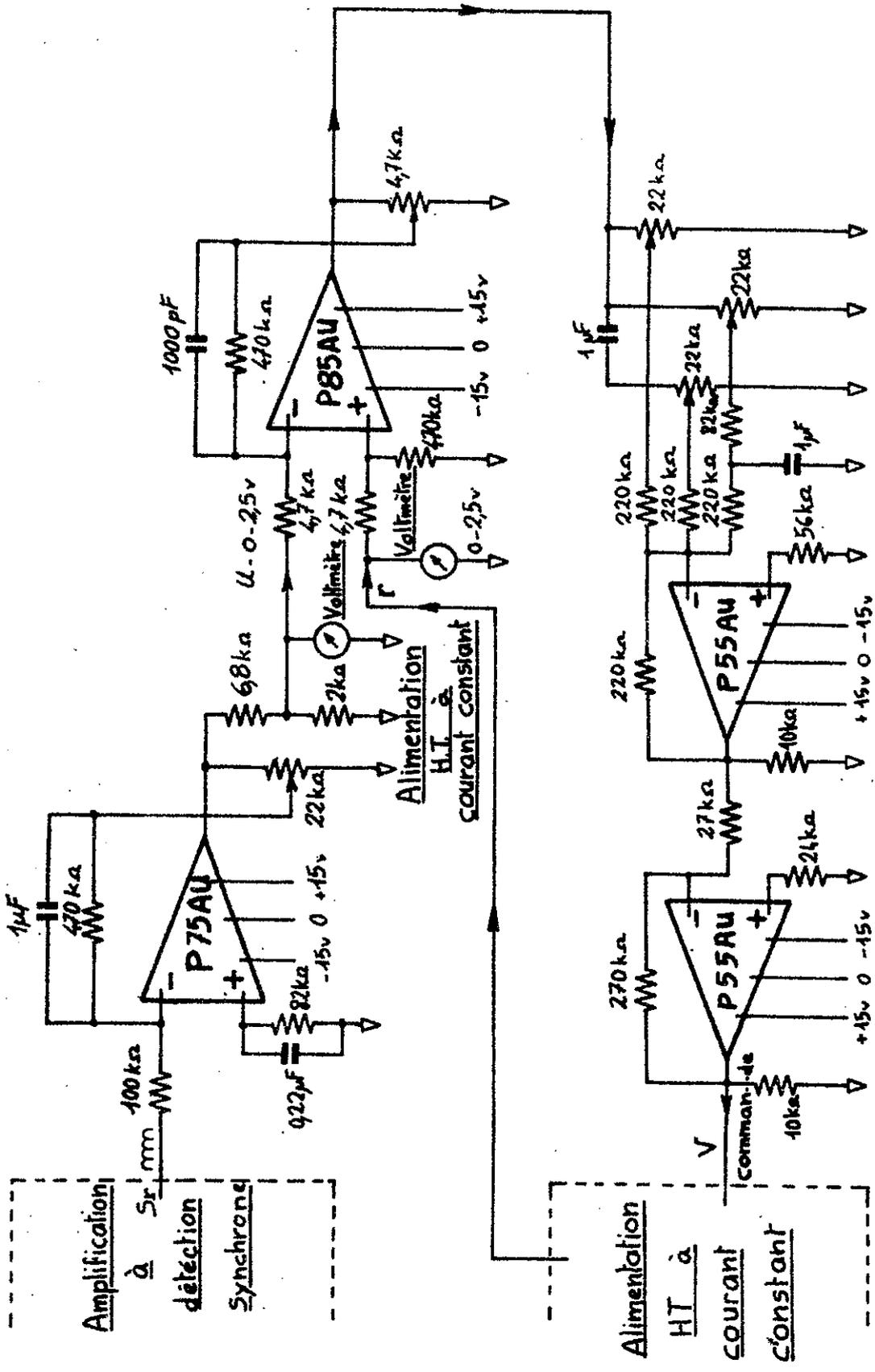


Fig. N:49 ASSERVISSEMENT LASER

continue stabilisée haute tension qui les alimente fournit un débit constant.

Le choix de la fréquence de modulation a été fait en tenant compte des retards (oscillogrammes n° 6 et 7) et des fluctuations à l'allumage des tubes. Pour détecter les signaux infra-rouges, nous utilisons les cellules In Sb dont la détectivité est supérieure à celle des cellules Ge Au. Nous nous sommes mis légèrement en deça des conditions optimales de modulation qui s'obtiennent pour une fréquence de l'ordre de 700 Hz afin de rendre négligeables les non-linéarités introduites par l'allumage des tubes de mesure. Nous avons choisi 250 Hz comme fréquence de modulation, ce qui fait un temps d'allumage de chaque tube de 2 ms. Dans ces conditions la détectivité D^* des cellules In Sb qui est de $5 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm} \sqrt{\text{Hz}}}{\text{Watt}}$ reste supérieure à celle des cellules Ge Au : $4 \cdot 10^9 \frac{\text{cm} \sqrt{\text{Hz}}}{\text{Watt}}$. La fréquence de modulation est donnée par le modulateur habituel de l'amplificateur à détection synchrone que nous avons décrit, mais dont on n'utilise que la voie référence sauf pour la mesure de l'intensité du signal excitateur qu'il est utile de connaître.

La commutation est assurée par deux triodes haute tension Victoreen 7235 dont les grilles sont respectivement commandées par des signaux carrés en opposition de phase et d'amplitude réglable.

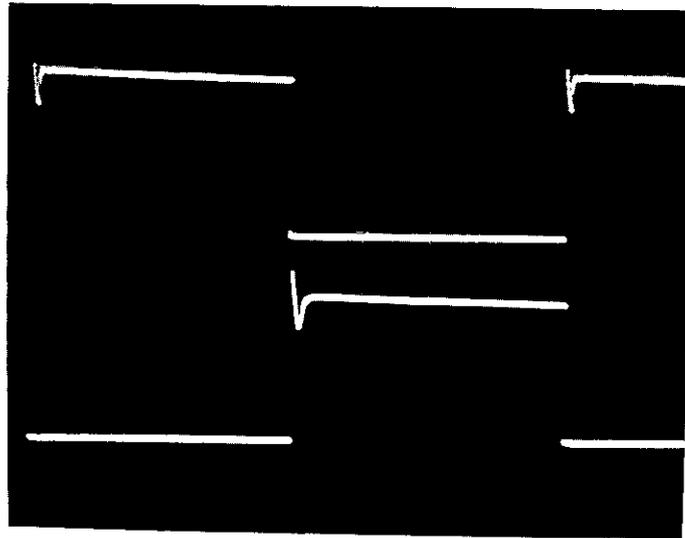
Les tubes de mesure sont insérés dans les circuits d'anodes ; une résistance commune les reliant à la sortie positive de la source haute tension 5000 V 5 mA améliore la forme du courant à l'allumage et facilite l'extinction. Deux résistances de $1 \text{ K} \Omega \pm 1 \%$ placées en charge cathodique permettent de contrôler la forme et l'intensité du courant dans les tubes de mesure (fig. 50).

Les signaux de mesures, le signal de référence de l'asservissement et le signal issu du spectromètre Fabry-Pérot, sont amplifiés et détectés par quatre amplificateurs à détection synchrones avant d'être enregistrés sur un enregistreur potentiométrique à quatre voies. (Un exemple d'enregistrement de déplacement isotopique obtenu par cette méthode est présenté figure 51).

OSCILLOGRAMMES

Vitesse de balayage
0,5 ms par carreau

Intensité :
2 mA par carreau



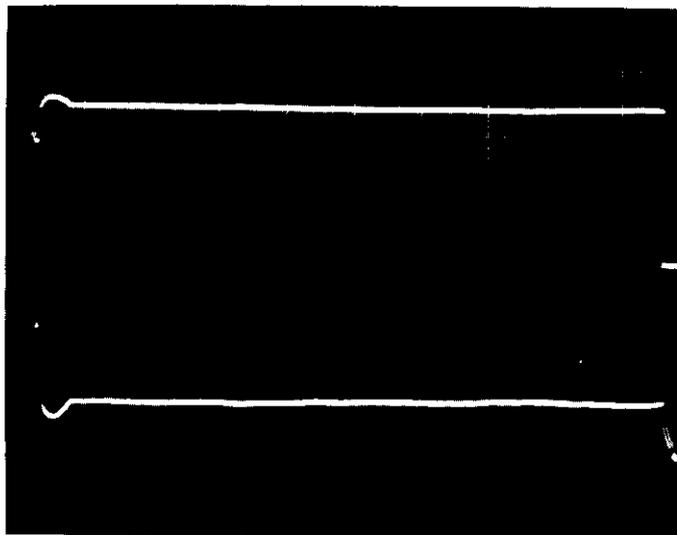
Tube de mesure n° 1

Tube de mesure n° 2

Forme du courant dans les tubes de mesure

6

Vitesse de balayage :
0,2 ms par carreau



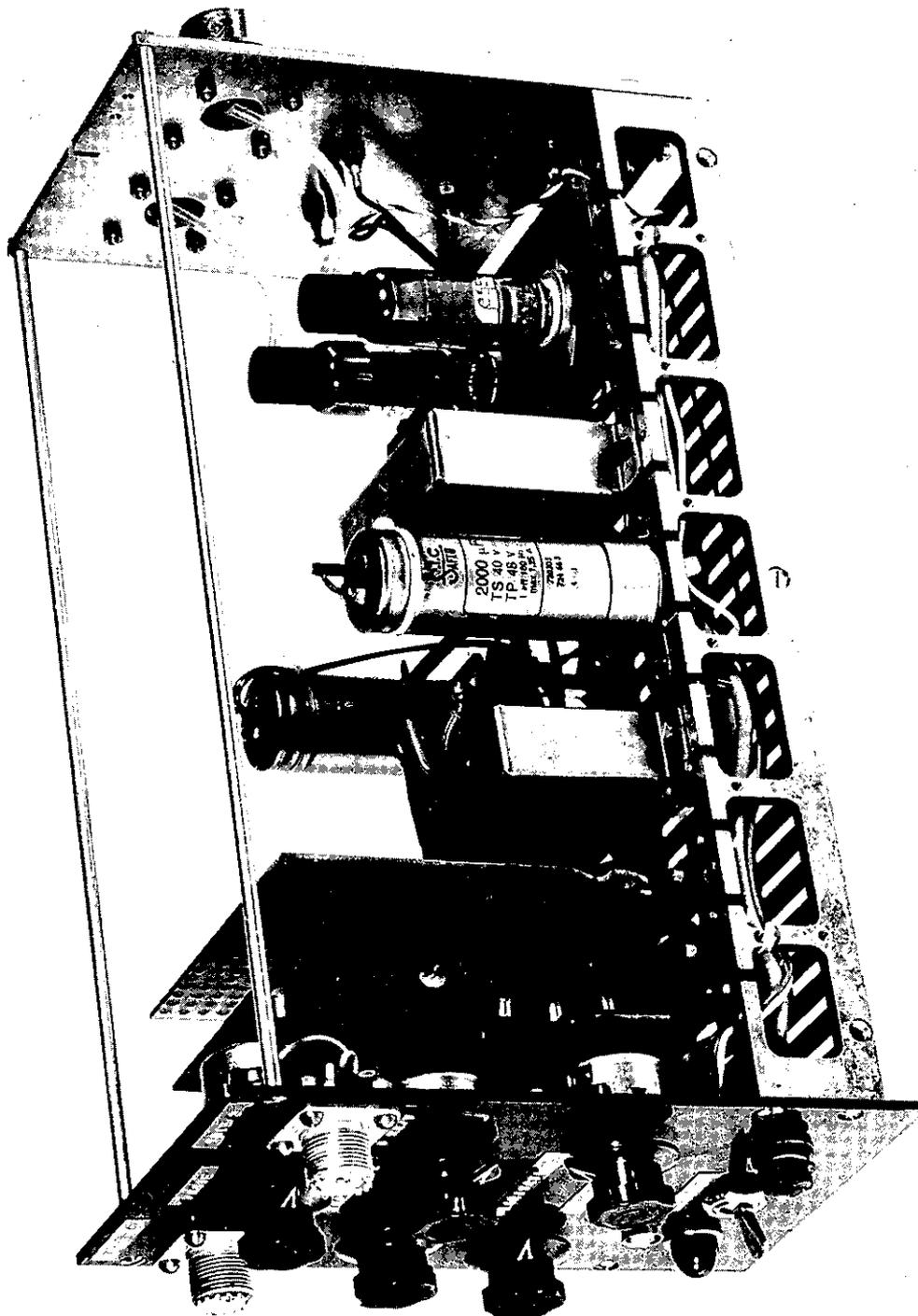
Intensité :
2 mA par carreau

Tension :
1000 V par carreau

Excitation d'un tube : courant et tension

7

EXCITATION DES TUBES DE MESURE.



Unité d'excitation des tubes de mesure.

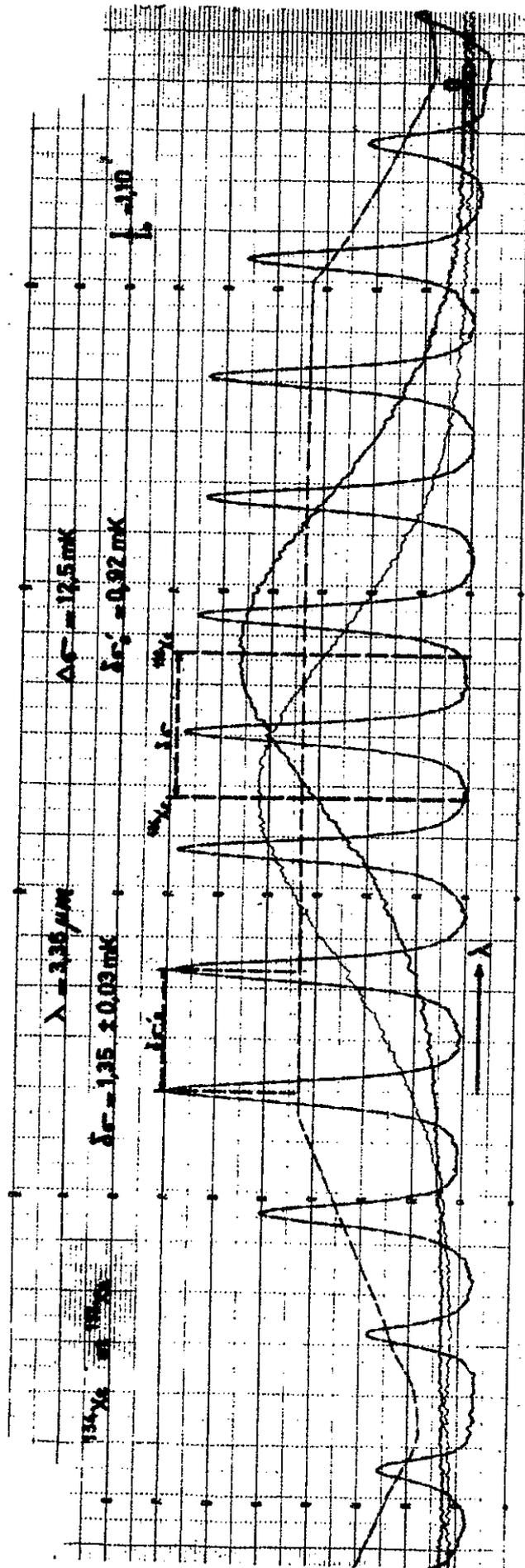
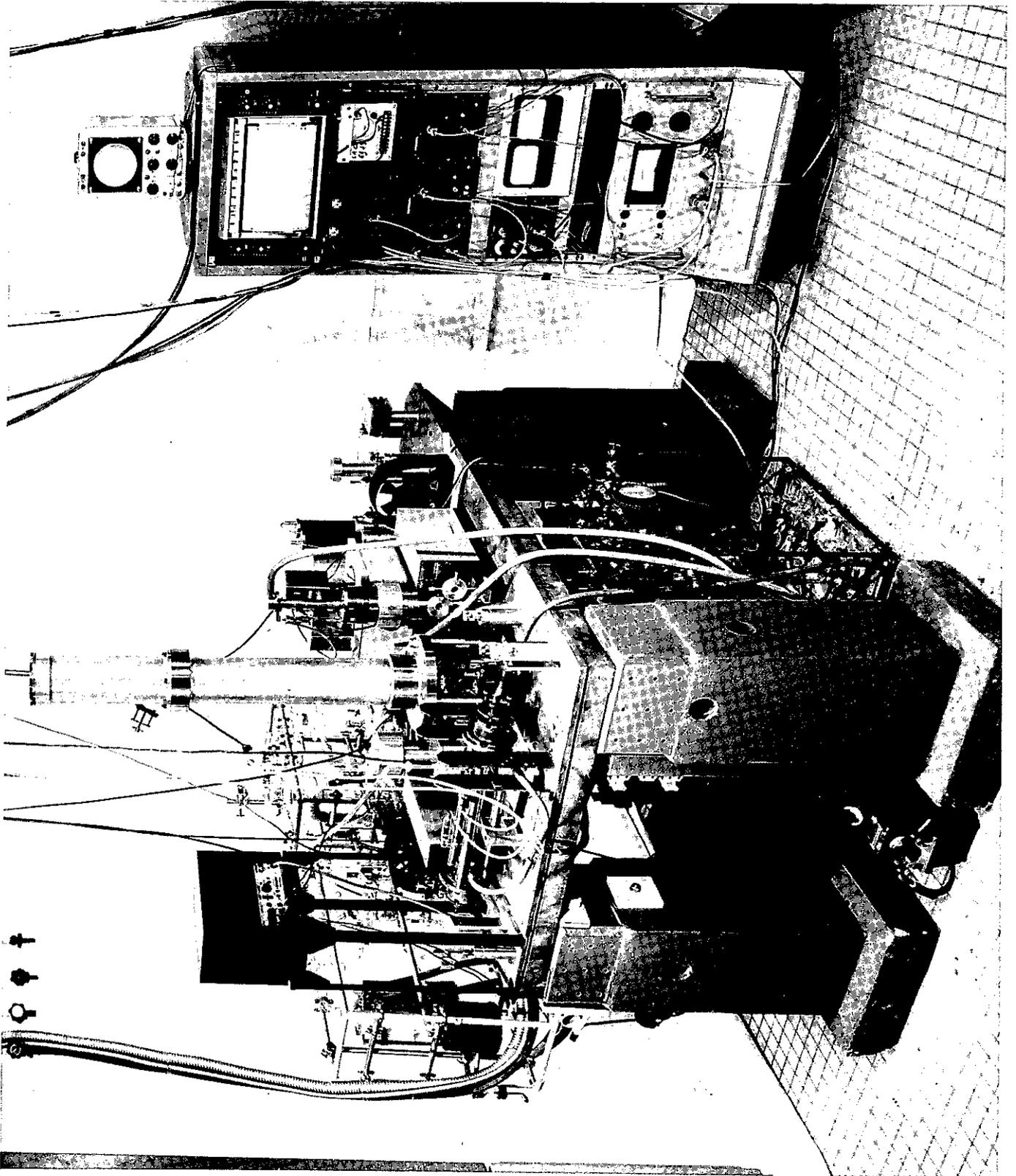


Fig. n° 51 DEPLACEMENT ENTRE LES ISOTOPES 132 ET 134 DU XENON $\lambda = 3.36 \mu\text{m}$.



CONCLUSION

Nous avons surtout présenté l'électronique mise au point pour les expériences de R. VETTER (28), mais certaines des réalisations sont utilisées en spectroscopie laser infra-rouge par d'autres chercheurs du laboratoire (S. LIBERMAN).

Nous avons également réalisé un générateur d'impulsions de courant (jusqu'à 500 A de crête avec une fréquence de récurrence de quelques hertz à 100 Hz), ainsi que le système de détection et d'amplification du signal. P. CAHUZAC (29) a étudié avec ce système des transitions laser pour quatre terres rares : Thulium, Ytterbium, Samarium et Europium. Les premiers résultats obtenus ont montré l'intérêt d'une analyse temporelle de l'émission laser en impulsions. Pour suivre les phénomènes un dispositif électronique plus rapide serait nécessaire. Les performances étant de toutes façon limitées par les récepteurs, un tel dispositif est parfaitement réalisable, mais les plus grosses difficultés proviendront certainement de la source elle-même et des circuits d'excitation (la source est en effet un tube d'assez grande longueur placé dans un four à haute température : 800°C).

Ainsi, nous pensons avoir montré sur quelques exemples que, par sa grande souplesse d'utilisation et l'évolution constante de ses techniques, l'électronique met à la disposition des spectroscopistes des systèmes évolués, faciles d'emploi, qui leur permettent de mener à bien des expériences d'une grande complexité.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à MM. les Professeurs JACQUINOT et CHABBAL, qui m'ont accueilli au Laboratoire Aimé Cotton et m'ont permis d'entreprendre ce travail.

M. le Professeur BROCHARD m'a dirigé dans cette étude ; je lui exprime toute ma reconnaissance pour les conseils et appuis qu'il m'a donnés.

Que M. MICHEL trouve ici mes remerciements pour l'aide constante qu'il m'a apportée.

Mes remerciements vont également aux chercheurs du groupe de spectroscopie laser, et plus particulièrement à M. VETTER pour sa précieuse collaboration.

Je remercie tous mes camarades chercheurs et techniciens, en particulier MM. DURAND, DESSENS, LEGRU et REY qui m'ont permis de mener à bien ce travail.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) P. JACQUINOT et CH. DUFOUR, J. Recherches C. N. R. S. 2 91 1948
- (2) R. CHABBAL, Thèse Rev. Opt. 37 49 1958
- (3) P. CONNES, Thèse Rev. Opt. 38 157 1959
- (4) J. VERGES, Thèse ORSAY 1969
- (5) A. JAVAN, W. R. BENNETT, Jr. and D. R. HERRIOTT,
Phys. Rev. Lett. 6 106-110 1961
- (6) A. JAVAN, E. A. BALLIK and W. L. BOND - JOSA 52 1 96-98 1962
- (7) A. SZOKE and A. JAVAN, Phys. Rev. Lett. 10 12 521 1963
- (8) R. H. CORDOVER, T. S. JASEJA and A. JAVAN, Applied Phys. Lett.
7 12 322-324 1965
- (9) R. L. BYER, W. E. BELL, E. HODGES and A. L. BLOOM - JOSA 55
12 1598-1602 1965
- (10) A. L. BLOOM and D. L. WRIGHT, Applied Optics 5 10 1528-1532 1966
- (11) S. LIBERMAN, C. R. Acad. Sc. Paris 266 236-239 série B 1968
- (12) J. BROCHARD et R. VETTER, J. Phys. 28 n° 3 C2 p. C2-250 1967
- (13) J. BROCHARD, P. CAHUZAC et R. VETTER, C. R. Acad. Sc. Paris
t. 265 p. 467 1967
- (14) R. VETTER, C. R. Acad. Sc. Paris t. 267 p. 1007 1968
- (15) R. L. FORK and C. K. N. PATEL, Proc. I. E. E. E. p. 208 1964
- (16) W. E. BELL and A. L. BLOOM, Applied Optics 3 n°3 413 1964

- (17) H. J. GERRITSEN and M. E. HELLER, Applied Optics supplement on chemical laser 1965
 - (18) K. SAKURAI, Y. VEDA, M. TAKAMI and K. SHIMODA, J. Phys. Soc. Japan 21 p. 2090 1966
 - (19) H. BRUNET, Revue de physique appliquée 2 3 191-197 1967
 - (20) R. H. CORDOVER, P. A. BONCZYK and A. JAVAN, Phys. Rev. Lett. 18 18 730-732 1967
 - (21) G. CHOL, Y. MARFAING, M. MUNSCH, P. THOREL, P. COMBETTE, Les détecteurs de rayonnement infra-rouge DUNOD
 - (22) J. CAUCHOIS, Annales de Radioélectricité t. 11 308-316 1956
 - (23) P. GRIVET, A. BLAQUIERE, Le bruit de fond MASSON
 - (24) P. A. NEETESON, Transistors à jonctions dans les montages à impulsions Bibliothèque technique Philips
 - (25) KORN and KORN, Electronic Analog Computers Mc Graw Hill
 - (26) RAY STATA, Analog Dialogue : Analog Devices vol. 1 Nb 1 April 1967
 - (27) P. C. DOW, IRE trans. on electronic computers t. EC7 p. 17 Mars 1958
 - (28) R. VETTER, Thèse ORSAY (1970), à paraître
 - (29) P. CAHUZAC, Thèse 3è Cycle ORSAY 1969
-

I - 2 - Le détecteur Ge Au type "p"	15
I - 3 - Le détecteur In Sb	16
II - L'AMPLIFICATION DU SIGNAL	17
II - 1 - Introduction	17
II - 2 - La détection synchrone	18
II - 3 - Avantages de la détection synchrone	19
II - 3 - a - Linéarité	19
II - 3 - b - Le bruit	20
II - 3 - c - Sélectivité	21
III - REALISATION DE L'AMPLIFICATEUR A DETECTION	
SYNCHRONE	22
III - 1 - La modulation	22
III - 2 - La polarisation des cellules	23
III - 3 - Les préamplificateurs	24
III - 3 - a - Préamplificateur adapté à la cellule In Sb....	25
III - 3 - b - Préamplificateur adapté à la cellule Ge Au ..	27
III - 3 - c - Facteurs de bruit	27
III - 4 - L'amplificateur	28
III - 4 - a - Premier étage	28
III - 4 - b - L'amplificateur accordé	30
III - 4 - c - La détection	31
III - 4 - d - Le filtre	34
III - 4 - e - La voie référence	34
III - 4 - f - L'indicateur de surcharge	34
III - 4 - g - Les alimentations	34
III - 4 - h - Précision	35

CHAPITRE III - PROBLEMES PARTICULIERS A L'EXPERIENCE

D'AUTO EXPLORATION AVEC EXCITATION ALTERNÉE DES ISOTOPES	36
--	----

I - INTRODUCTION	36
II - EXCITATION DES TUBES A GAZ	37
II - 1 - L'unité de commutation	37
II - 2 - Les oscillateurs de préionisation	39
III - TRAITEMENT DU SIGNAL : LES INTEGRATEURS	40
III - 1 - Principe de l'intégrateur opérationnel	40
III - 2 - Erreurs dues aux dérives (tension et courant) à l'entrée de l'amplificateur	41
III - 2 - a - Erreur de tension	41
III - 2 - b - Erreur de courant	42
III - 3 - Erreur due au gain fini de l'amplificateur	43
III - 4 - Erreur de maintien en mémoire	44
III - 5 - Précision	46
III - 6 - Remarque	46
IV - EXPLOITATION DES RESULTATS PAR METHODE NUMERIQUE	47
 <u>CHAPITRE IV : ETUDE DIRECTE DES PROFILS EN EMISSION INDUITE:</u> ASSERVISSEMENT DU LASER MONOCHROMATEUR, EXCITATION DES TUBES DE MESURE	
I - INTRODUCTION	49
II - EXCITATION ET ASSERVISSEMENT DU LASER MONOCHRO- MATEUR	50
II - 1 - Principe	50
II - 2 - Réalisation de la source à courant constant	51
II - 3 - Asservissement de la puissance utile délivrée par le laser monochromateur	54
III - EXCITATION DES TUBES DE MESURE	55
III - 1 - Introduction	55
III - 2 - Réalisation	55
 <u>CONCLUSION</u>	 57
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	58
<u>TABLE DES MATIERES</u>	60