

Spectrographie hertzien à haute résolution et relaxation nucléaire

Autor(en): **Manus, Claude**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences [1948-1980]**

Band (Jahr): **9 (1956)**

Heft 4

PDF erstellt am: **12.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-738983>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

SPECTROGRAPHE HERZTIEN A HAUTE RÉOLUTION ET RELAXATION NUCLÉAIRE

PAR

Claude MANUS

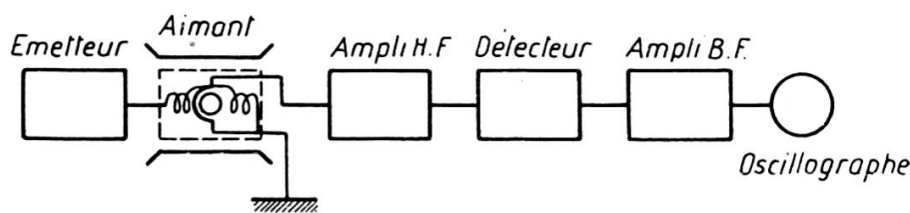
Ingénieur diplômé E.P.U.L.

CHAPITRE PREMIER

APERÇU HISTORIQUE SUR LES DIFFÉRENTS SPECTROSCOPES DE R.M.N.

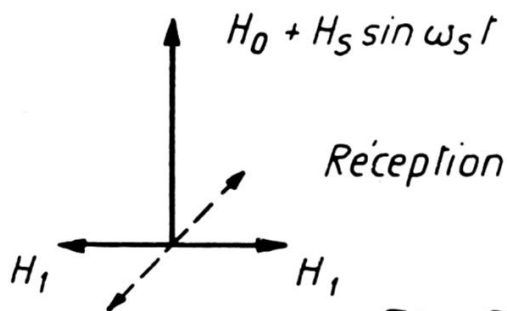
INTRODUCTION.

Nombreuses sont les publications qui présentent un état des théories de base de la résonance magnétique nucléaire. Si les théories de Rabi, Bloch, Bloembergen, etc., désormais classiques, ont été citées et reprises d'une façon détaillée dans maintes publications, dans certains livres et nombre de thèses, en revanche, les spectrographes hertziens n'ont pas connu la même fortune. Il est peu de publications qui brossent un tableau complet de l'évolution si rapide de la technique instrumentale dans ce domaine. Aussi avons-nous choisi comme avant-propos à ce travail de décrire brièvement les caractéristiques des principaux appareils utilisés depuis 1946. Nous nous sommes efforcés de mettre en valeur leurs possibilités et de définir leurs limites. Nous n'avons pas mentionné les dispositifs à échos de spin, qui méritent d'être traités à part.

Spectroscopie de F. Bloch [1].*Fig. 1 Spectroscopie de F. Bloch*

F. Bloch, en 1946, réalise un premier dispositif dans lequel la partie émission et réception sont séparées l'une de l'autre. Le niveau de H.F. est produit par deux bobines en série. La réception se fait dans une troisième bobine à angle droit.

Le champ de balayage $H_s \sin \omega_s t$ (fig. 2) produit une répétition du signal à la fréquence: f_s . L'information se traduit par une fonction périodique du temps qui peut être détectée et amplifiée par les méthodes classiques.

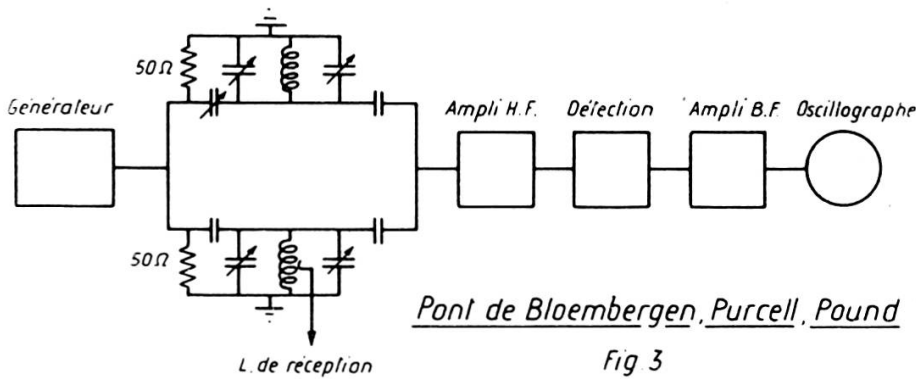
*Fig. 2*

Il est à noter que la profondeur de modulation associée à l'amplitude du signal est extrêmement faible dans la plupart des spectroscopes hertziens. En effet, le signal est souvent de l'ordre de quelques

μ volts, parfois quelques dizaines de μ volts. Le champ de fuite dû à H_1 dans la bobine de réception produit une f.é.m. de l'ordre de quelques dizaines de millivolts et plus. La profondeur de modulation est donc environ de 10^{-3} . Elle est parfois très inférieure à cette valeur.

Spectroscopie de Bloembergen, Purcell et Pound [2].

L'émission et la réception se font dans la même bobine. Le générateur de H.F. alimente un pont du type suivant (fig. 3):



Le pont de B.P.P. peut se ramener au schéma simplifié de la figure 4.

Si R_0 est la résistance en parallèle du circuit oscillant, l'admittance:

$$A_0 = \frac{1}{R_0} + j \left(\omega C_0 - \frac{1}{\omega L_0} \right) \quad (I-1)$$

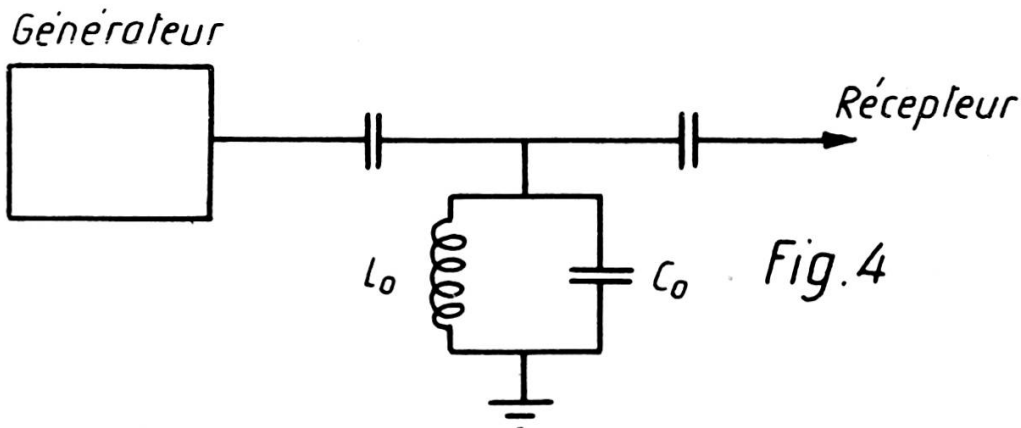


Schéma simplifié du pont de B.P.P.

A la résonance la self devient:

$$L = L_0 (1 + 4\pi\kappa) \quad (I-2)$$

avec

$$\kappa = \kappa' - j\kappa'' \quad (I-3)$$

L'admittance à la résonance est:

$$A_1 = \frac{1}{R_0} + j \left[\omega C_0 - \frac{1}{\omega L_0 (1 + 4\pi\kappa)} \right] = \frac{1}{R_0} + j \frac{4\pi\kappa}{\omega L_0} \quad (I-4)$$

(I-4) est valable pour

$$\omega^2 L_0 C_0 = 1 \quad (I-5)$$

Soit $V_0 = \frac{i_0}{A_0}$, la tension aux bornes du circuit oscillant en dehors de la résonance.

Soit $V_1 = \frac{i_0}{A_1}$, la tension aux bornes du circuit oscillant à la résonance.

On en déduit:

$$V_1 = V_0 (1 - j4\pi\alpha Q) \quad \text{où} \quad Q = R_0/\omega L_0 . \quad (I-6)$$

Soit

$$\Delta V = V_1 - V_0 = -j4\pi Q V_0 . \quad (I-7)$$

D'où:

$$\frac{\Delta V}{V_0} = -4\pi Q (\alpha'' + j\alpha') . \quad (I-8)$$

Soit $\alpha V_0 =$ tension à la sortie du pont.

Nous aurons donc la tension:

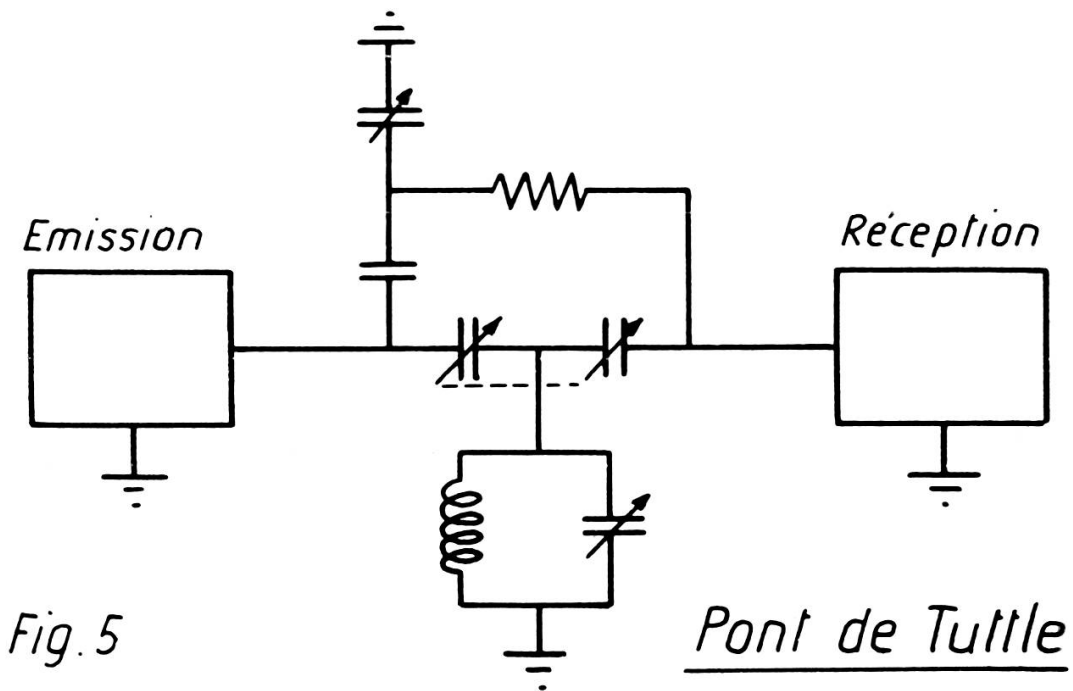
$$V_0 (-4\pi Q \alpha'' - j4\pi Q \alpha' + \alpha) .$$

Si α est réel, c'est α' qui est mesuré.

Si α est imaginaire, c'est α'' qui apparaît.

Utilisation du pont de Tuttle [3].

Il semble que le pont de Tuttle (fig. 5) soit d'un emploi aussi intéressant que le pont précédent. Il a été utilisé par Soutif [4].



La condition d'équilibre de tout pont est réalisée lorsque deux relations indépendantes sont satisfaites. En réglant le pont de sorte qu'une des deux conditions soit remplie, on peut obtenir soit la courbe d'absorption, soit la courbe de dispersion.

Spectroscopes de Roberts [5].

Roberts, en 1947, proposa deux méthodes nouvelles pour la détection de la résonance nucléaire :

1. *Utilisation d'un récepteur à super-réaction.*

Nous indiquerons très sommairement le principe. On sait que le récepteur à superréaction est un générateur d'ondes sinusoïdales entretenues et périodiquement interrompues par une fréquence de faible valeur par rapport à la fréquence d'oscillation.

Supposons que la fréquence d'oscillation soit précisément la fréquence de Larmor. L'apparition de la résonance a pour effet de modifier l'amplitude de chaque train d'onde. En utilisant à nouveau le principe de modulation du champ magnétique indiqué plus haut, nous aurons à la sortie de la détection un phénomène périodique qui pourra servir d'indicateur de présence de résonance. Il n'est pas question de se servir d'un récepteur à superréaction pour l'étude de la forme des raies, en raison de la très grande complexité de la « réponse » au signal de résonance. En revanche, sa sensibilité est très bonne.

Il est particulièrement indiqué pour la mesure des rapports gyromagnétiques. En effet, Zimmermann [6] et Chambers [7] mesurèrent en 1949 un grand nombre de rapports gyromagnétiques avec un appareil basé sur le principe de la super-réaction.

2. *Autodyne.*

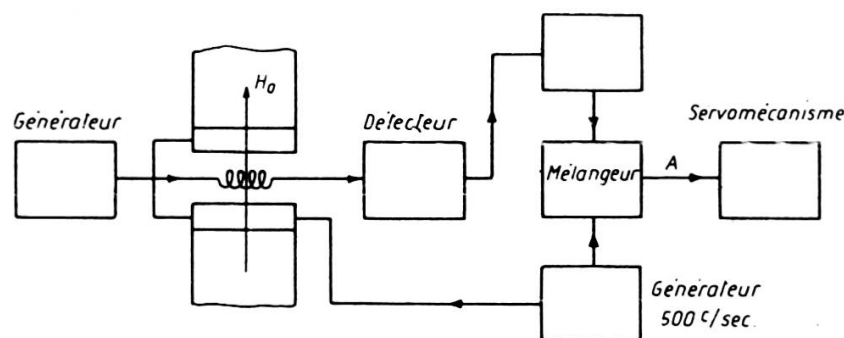
Cette méthode est plus intéressante que la première. Il s'agit d'un oscillateur réglé à sa limite d'entretien (niveau des oscillations de très faible amplitude). Le passage à la résonance apporte là aussi une perturbation qui modifie l'amplitude et la fréquence des oscillations. Si la détection se fait sur l'ampli-

tude, on fait apparaître la courbe d'absorption; si au contraire, il s'agit d'une détection de phase, c'est la courbe de dispersion qui apparaît. Il est fait usage généralement d'oscillateurs à résistance négative. Signalons que ces deux types de détecteurs à super-réaction et autodyne n'ont pas la sensibilité du montage de Bloch ou de Purcell. En revanche, l'autodyne semble particulièrement bien adaptée à la stabilisation protonique des champs magnétiques, ainsi qu'à la construction de spectromètres hertziens destinés à la métrologie des champs. Zimmermann [8], en 1948, proposait une version modifiée de l'autodyne de Roberts.

Dès 1948, Packard [9] proposait un régulateur de champ magnétique basé sur la résonance du proton; nous en donnons brièvement quelques caractéristiques.

Stabilisateur protonique de Packard.

C'est le montage type « Bloch » qui a été utilisé; le signal est balayé à faible amplitude (plus petite que la largeur de raie), à 500 c/sec.



Stabilisateur protonique de Packard

Fig. 6

A la sortie du « lock-in », c'est la dérivée de la courbe d'absorption qui apparaît (fig. 7).

A la résonance, nous sommes au point O, la tension est nulle, si le courant est soumis à une dérive, une tension > 0 ou < 0 apparaît en A (selon le signe de la dérive). Cette tension est employée comme tension d'erreur et attaque un servomécanisme à contre-réaction, qui produit un courant de

compensation dans une bobine annexe, montée sur l'électroaimant. La stabilisation est d'autant meilleure que la raie est étroite.

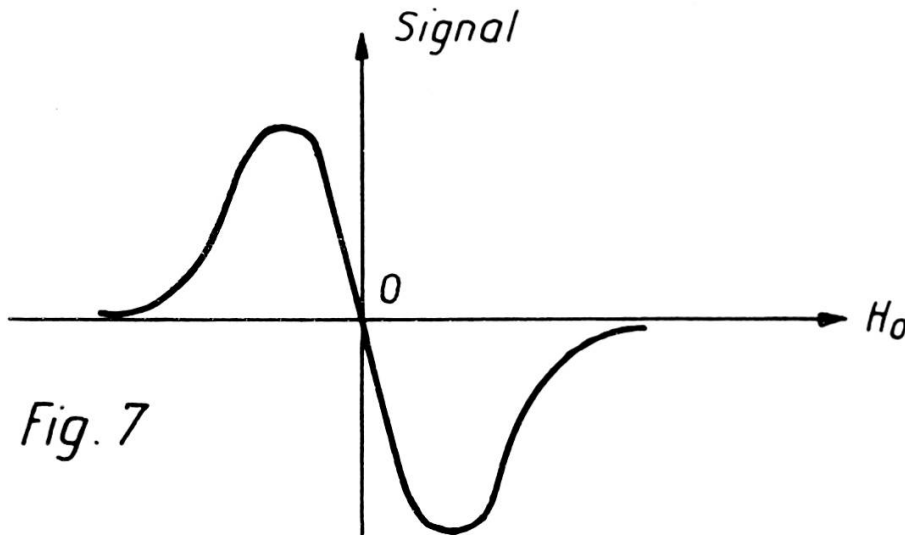


Fig. 7

Packard est arrivé à un facteur de stabilisation de 25'000, correspondant à 0,02 gauss de dérive pour 10% de variation de secteur.

Spectroscopie de Hopkins [10].

Hopkins, en 1949, propose un mesureur de champ magnétique. Il couvre la bande 3 Kgauss à 19 Kgauss. Précision $\pm 2 \text{ ‰}$. Il s'agit d'un appareil basé sur le montage autodyne. Cet appareil se recommande par sa simplicité. Il est à noter qu'il serait possible de construire un mesureur de champ ayant une précision plus considérable, de l'ordre de quelques 10^{-4} . Les circuits évidemment seraient plus complexes et l'appareil plus encombrant.

*Projet d'un mesureur de champ magnétique à $5 \cdot 10^{-4}$
entre 500 gauss et 20 Kgauss.*

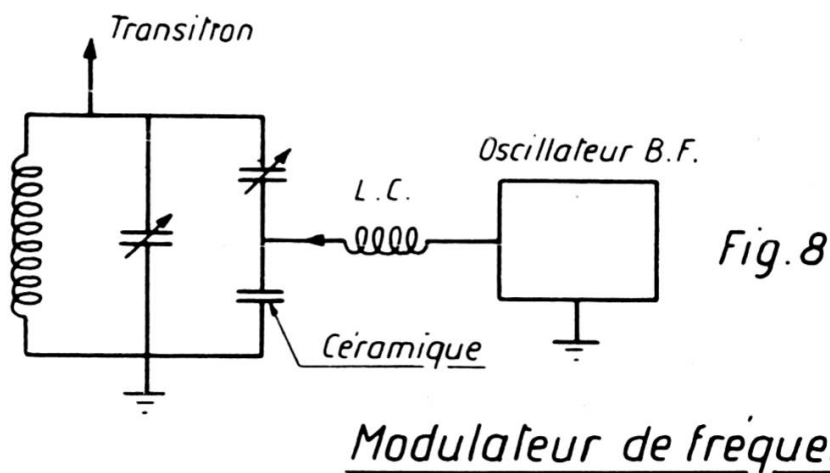
Rappelons que le rapport gyromagnétique du proton déterminé avec la plus haute précision par Thomas et al. [11] est connu à $\pm 6 \cdot 10^{-5}$.

$$\gamma = (2,67523 \pm 0,00006) 10^4 .$$

Un des points essentiels serait de mettre au point un oscillateur à fréquence variable comprise entre 2 Mc/sec et 80 Mc/sec dont la stabilité soit supérieure à 10^{-4} . Nous avons construit un oscillateur du type transitron présentant de telles performances dans une bande de fréquences un peu différente (voir p. 385). Sa stabilité est de 10^{-5} au cours d'une heure. Son alimentation doit être soigneusement stabilisée, le circuit oscillant générateur de H.F. est calorifugé. L'étalonnage en fréquence se ferait par les méthodes habituelles.

La détection de la résonance pourrait s'effectuer par la méthode de Purcell. Reste le problème du balayage. Nous proposons la même solution que nous avons exposée au Colloque Ampère 1954 [12] et qui a été développée dans [13].

La modulation du champ magnétique nécessite une paire de bobines de balayage et augmente notablement les dimensions de la tête de mesure. Elle est remplacée par une modulation de fréquence. Cette modulation de fréquence peut se faire très simplement au moyen d'une céramique ferro-électrique $Ba(TiO)_3$ [14], montée sur le circuit oscillant du transitron. Ce montage a l'avantage de la simplicité; son fonctionnement a prouvé ses qualités (fig. 8).



Spectroscopie de Thomas [15].

Thomas a proposé un pont simplifié, plus simple à ajuster que le pont de Purcell, et qui a l'avantage d'être extrêmement

peu microphonique (fig. 9). Il permet de mettre en évidence $(u^2 + v^2)^{1/2}$.

L'auteur signale que le rapport signal/bruit du dispositif est peu élevé par le fait qu'il est impossible d'introduire un amplificateur H.F. dans le circuit après la bobine de réception. En d'autres termes, le flicker-effect du premier étage d'amplification B.F. est responsable du bruit élevé de l'installation.

Ce montage convient pour des mesures de champ ou des stabilisateurs protoniques; il est contre-indiqué pour l'étude des raies larges, où une grande sensibilité est requise.

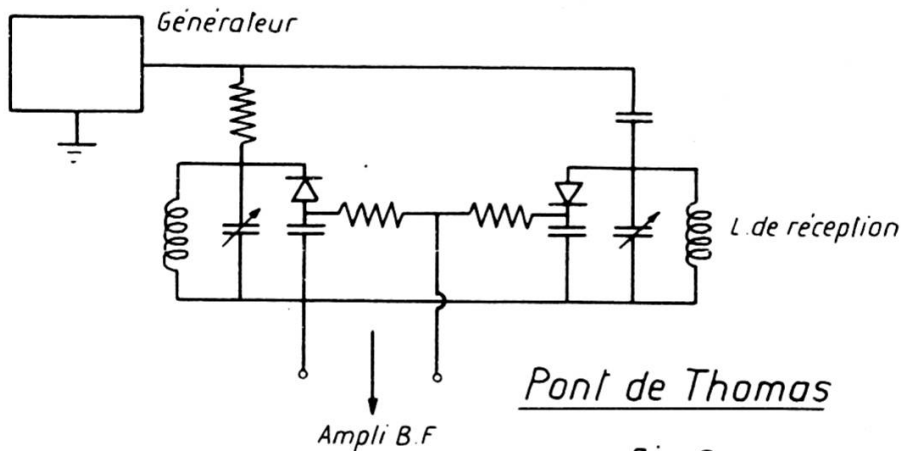


Fig. 9

Spectrographe de Pound et Knight [16].

Il se distingue par le grand nombre d'observations de types différents qu'il permet. Pound et Knight ont fait usage de la méthode autodyne, avec oscillateur à résistance négative. La caractéristique principale de cet appareil est que le condensateur variable du circuit générateur de haute fréquence est commandé par un moteur synchrone puissamment démultiplié. Ce perfectionnement permet la recherche de raies correspondant à des rapports gyromagnétiques inconnus par enregistrement direct. L'exploration est prévue à une vitesse de balayage suffisamment lente pour que les raies, même très fines, aient le temps d'être enregistrées. La bande 6-12 Mc/sec est couverte en quatre jours dans les cas qui nécessitent une très faible vitesse de balayage.

Il permet des observations dans un domaine de $T_1 T_2$ compris entre 10^{-3} et 10^{-6} sec².

La sensibilité de ce dispositif est voisine de celle qui caractérise les dispositifs de Bloch et de Purcell. L'appareil est particulièrement bien adapté pour la recherche des résonances dans les cristaux, un peu moins pour l'étude des raies très fines. A noter que le balayage est effectué à des fréquences comprises entre 280 c/sec et 1400 c/sec. Or les « fréquences latérales » sont dans ce cas très gênantes. Remarquons que le détecteur autodyne voit ici une de ses faiblesses très clairement soulignée. En effet ce montage, asymétrique de nature, se prête mal à l'amplification sur la composante haute fréquence. Ceci a pour conséquence d'obliger les auteurs à choisir une fréquence élevée de balayage pour obtenir un flicker-effect plus faible et, comme nous le faisons remarquer, à renoncer à l'observation des raies fines. Cet appareil a l'avantage entre autres de n'être sensible qu'à la courbe d'absorption du signal. L'appareil fonctionne sur batteries. Les auteurs ont proposé par la suite une version améliorée de leur spectroscopie [17].

Spectroscopie de Brown [18] et [19].

Il fonctionne entre 6 gauss et 12 gauss. La détection se fait par un pont de Wheatstone muni de deux circuits oscillants. Une des selfs contient l'échantillon.

Spectromètre de Proctor [20].

Il est basé sur la méthode de détection de Bloch. Il fonctionne à champ constant. Les capacités d'accord du circuit d'émission et de réception sont commandées par un moteur, ce qui assure une variation continue de la fréquence de résonance. Un principe de réinjection permet de séparer u et v . Cet appareil a servi à la détermination d'un certain nombre de rapports gyromagnétiques.

Spectromètres de M. F. Packard et Y. T. Arnold [21].

Résolution élevée grâce à un réglage mécanique des pièces polaires. (1 mgauss de largeur de raie.)

Le transitron de Knoebel et Hahn [22]

Il s'agit d'un transitron (oscillateur à résistance négative) modulé en fréquence par un condensateur vibrant mécaniquement. Il a été spécialement étudié pour la métrologie des champs. Son réglage est aisé. Une difficulté cependant; la modulation de fréquence s'accompagne d'une modulation d'amplitude, à la fréquence même de l'observation, qui est indiscutablement gênante. Cet effet ne peut être supprimé. Il est dans la nature même de l'oscillateur à résistance négative. Il convient de le réduire par l'injection d'une tension d'amplitude et de phase telles que l'effet soit diminué sur l'oscillographe. Sa caractéristique n'étant pas linéaire, ce n'est pas exactement la courbe d'absorption qui est observée. Il est particulièrement indiqué pour la métrologie et la stabilisation protonique. Ce dispositif a été repris par certains expérimentateurs pour l'étude de la résonance quadripolaire.

Pont en T de Waring, Spencer, Euster [23].

Les auteurs donnent peu de renseignements sur les performances obtenues avec ce pont. Nous nous contentons de signaler son existence.

Spectroscopie de Guttowsky, Meyer, Mac Clure [24]
(haute résolution).

Les auteurs ont utilisé le pont de Bloembergen, Purcell et Pound. Sa particularité est la suivante: le balayage se fait à des fréquences comprises entre 0,4 c/sec et 2 c/sec, avec observation directe sur oscillographe à trace persistante. Ce dispositif a permis de séparer les trois raies principales de l'alcool éthylique. Les auteurs présentent un deuxième dispositif du type autodyne inspiré du montage de Hopkins; il s'agit d'un oscillateur du type Colpitt fonctionnant avec lock-in. Les auteurs utilisèrent également un superrégénérateur pour les observations de corps à faible T_1 . Sa résolution, de l'ordre du milligauss, est obtenue par un aimant permanent spécialement usiné.

Spectroscope de Guidsberg et Beers [25].

Il s'agit d'un autodyne du type « grounded-plate Hartley ». Ce qui a été déjà dit sur les autodynes reste valable pour cet appareil.

Spectrographe de Malling (Varian) [26].

Cet appareil, basé sur le montage de Bloch, fonctionne sur L.I. (lock-in). Sa sensibilité est remarquable, le niveau de bruit de fond ramené à l'entrée correspond à quelque 10^{-8} volt. Pour une raison bien compréhensible, l'auteur ne donne aucun renseignement précis sur les particularités de ce spectrographe. Comme test de sensibilité, l'auteur annonce l'observation de la résonance sur l'oxygène 17 dissout dans l'eau, ainsi que la résonance sur le deutérium contenu dans l'eau (en proportion de $2 \cdot 10^{-4}$).

Spectromètre de H.F. Weaver [27].

Il s'agit d'une version modifiée du spectromètre de Proctor. La sensibilité est augmentée par une amplification plus importante en H.F. Il se prête bien à l'exploration des raies larges par le fait qu'il peut produire un champ haute fréquence dont la valeur dépasse 1 gauss.

Appareil de Beljers [28].

Il s'agit d'un autodyne destiné à la mesure des champs magnétiques entre 1,6 et 8,2 Kgauss.

Spectroscope de Chiarotti, Cristiani, Giulotto, Lanzi [29].

Il est spécialement étudié pour la mesure des longs temps de relaxation (compris entre 10^{-2} sec et 20 sec). Il s'agit du montage de Bloch pourvu d'un dispositif de compensation électronique permettant de réduire le champ H.F. de fuite dans la bobine de réception. Ceci permet une grosse amplification en H.F. Les signaux sont observés directement sur oscillographe à trace lente, la période de balayage peut descendre jusqu'à

20 sec, grâce à un générateur de B.F. d'un type mécanique. L'amplificateur B.F. est évidemment du type amplificateur à courant continu. C'est le dispositif, à notre connaissance, qui permette de mesurer avec la plus grande précision les temps de relaxation T_1 compris dans la bande 10^{-2} sec à 20 sec.

Spectroscopie de Gabillard [30].

Il s'agit d'un oscillateur à résistance négative reposant sur le montage de « Clapp ». Cet appareil est particulièrement bien adapté aux mesures cryogéniques.

Spectromètre de Manus, Béné, Extermann, Mercier [31].

Ce spectroscopie couvre une gamme de champ magnétique encore jamais explorée de 0,5 gauss à 3 gauss. La grande sensibilité du spectroscopie (type Bloch) a permis d'observer des résonances à 2,3 Kc/sec présentant un rapport S/B (signal sur bruit) de 10. Sa résolution est de 1 mgauss, elle est fixée par la distortion du champ magnétique terrestre produite par les fers des murs. Une plus haute résolution est actuellement à l'étude.

CHAPITRE II

ÉTUDE THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE DES FORMES DE SIGNAUX

La théorie de Salpeter [32], contrairement à celle de Jacobsohn et Wangsness [33], a reçu très peu, sinon pas de vérifications quantitatives précises. Certaines formes de signaux prévues par l'auteur ont été observées d'une façon purement qualitative par différents expérimentateurs. Il nous a paru indispensable de reprendre en grande partie les calculs de Salpeter en leur donnant parfois une formulation théorique nouvelle. En effet, si les méthodes mathématiques proposées par cet auteur sont remarquables, certaines inexactitudes de base mettent les expérimentateurs dans l'impossibilité de procéder à une vérification expérimentale directe.

On sait que les équations de Bloch [34] s'écrivent :

$$\begin{aligned}
 1) \quad \frac{du}{d\tau} + \beta u + \delta v &= 0 & \tau &= \gamma H_1 t \\
 2) \quad \frac{dv}{d\tau} + \beta v - \delta u + Mz &= 0 & \text{avec} \quad \alpha &= \frac{1}{\gamma H_1 T_1} & \text{(II-1)} \\
 3) \quad \frac{dM_z}{d\tau} + \alpha (M_z - M_0) &= v & \beta &= \frac{1}{\gamma H_1 T_2} \\
 & & \delta &= \frac{H(t) - H^*}{H_1}
 \end{aligned}$$

Or

$$H(t) = H^* + H_s \sin \omega_s t \quad \text{(II-2)}$$

D'où

$$\delta = \frac{H_s}{H_1} \sin \omega_s t. \quad \text{(II-3)}$$

Par remplacement et en divisant chacune des trois équations par M_0 avec $m(t) = \frac{M_z(t)}{M_0}$, il vient :

$$\begin{aligned}
 1) \quad & \frac{du}{dt} + \frac{u}{T_2} + \nu (\gamma H_s) \sin \omega_s t = 0 \\
 2) \quad & \frac{d\nu}{dt} + \frac{\nu}{T_2} - u (\gamma H_s) \sin \omega_s t = - \gamma H_1 m(t) \quad (\text{II-4}) \\
 3) \quad & \frac{dm}{dt} + \frac{(m-1)}{T_1} = \nu \gamma H_1
 \end{aligned}$$

Soit:

$$F(t) = \nu(t) + iu(t). \quad (\text{II-5})$$

En multipliant 1) par i et en additionnant 1) et 2) on trouve les relations suivantes:

$$\begin{aligned}
 1) \quad & \frac{dF}{dt} + \left[\frac{1}{T_2} + i \gamma H_s \sin \omega_s t \right] F = - \gamma H_1 m(t) \\
 2) \quad & \frac{dm}{dt} + \frac{(m-1)}{T_1} = \gamma H_1 \nu(t)
 \end{aligned} \quad (\text{II-6})$$

§ 1. PASSAGE ADIABATIQUE AVEC $T_1, T_2 \ll T_s$.

Le calcul est valable pour les inéquations suivantes:

$$\tau < T_1, T_2 < T_s \quad (\text{II-7})$$

et

$$T_1, T_2 > \frac{1}{\gamma H_1}. \quad (\text{II-8})$$

Avec τ = temps de passage à la résonance. Il est aisé de montrer que:

$$\tau = \frac{H_1 T_s}{H_s 2 \pi} \text{ (en supposant une largeur de raie } = 2 H_1). \quad (\text{II-9})$$

Remarquons que $\tau < T_1, T_2$, s'écrit $\frac{T_s}{T_1} < 2 \pi \frac{H_s}{H_1}$.

Il s'ensuit que $H_s > H_1$ pour que l'inéquation (II-7) soit satisfaite. Les inéquations (II-7) et (II-8) permettent de prévoir que $\nu < u$. En conséquence, nous négligerons $\frac{d\nu}{dt}$ dans (II-4). De plus, nous poserons $\sin \omega_s t = \omega_s t$. Ce qui est justifié par le fait que $T_1, T_2 < T_s$.

Nous obtenons:

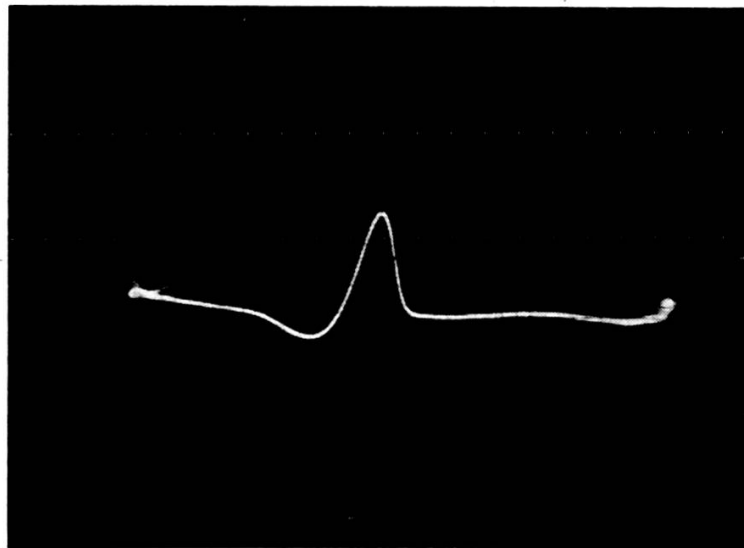
$$\begin{aligned}
 1) \quad & \frac{du}{dt} + \nu \gamma H_s \omega_s t = 0 \\
 2) \quad & u \gamma H_s \omega_s t = m \gamma H_1 \\
 3) \quad & \frac{dm}{dt} = \nu \gamma H_1
 \end{aligned}
 \tag{II-10}$$

D'où l'on tire:

$$\begin{aligned}
 u &= \left[1 + \frac{H_s^2 \omega_s^2 t^2}{H_1^2} \right]^{-1/2} \\
 \nu &= \frac{H_s \omega_s}{\gamma H_1^2} \left[1 + \frac{H_s^2 \omega_s^2 t^2}{H_1^2} \right]^{-3/2} \\
 m &= \frac{H_s \omega_s t}{H_1} \left[1 + \frac{H_s^2 \omega_s^2 t^2}{H_1^2} \right]^{-1/2}
 \end{aligned}
 \tag{II-11}$$

Expressions valables pour $|t| < \frac{T_s}{4}$.

Nous voyons que u et ν ont tous deux une forme de courbe d'absorption.



u

$$T_2 = 10^{-3} \text{ s.} \quad H_1 = 0,2 \text{ g.} \quad H_s = 1 \text{ g.} \quad T_s = 2 \cdot 10^{-2} \text{ s.}$$

Fig. 10

On peut contrôler que les inéquations (II-7) et (II-8) sont satisfaites par les valeurs de la figure 10. La photo 10 montre

bien que la courbe de dispersion u présente l'allure d'une courbe d'absorption.

Nous avons établi les expressions précédentes dans le but d'étudier le passage rapide avec $T_1 > T_s$.

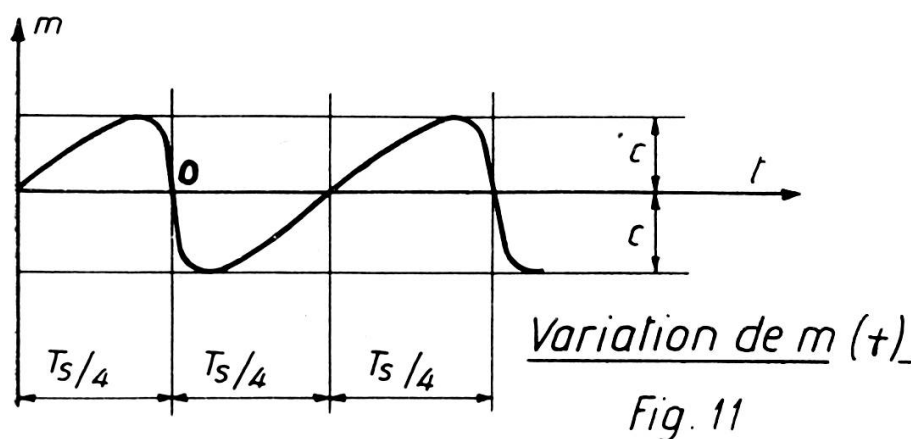
§ 2. PASSAGE ADIABATIQUE AVEC $T_1 > T_s$.

Les inégalités précédentes sont maintenues.

$$\tau < T_s \quad \text{et} \quad T_1, T_2 > \frac{1}{\gamma H_1}.$$

Considérons ce qui se passe au cours du régime transitoire dont la durée est précisément T_1 . Lors de l'enclenchement de H_1 , le premier passage à la résonance s'accompagne d'un changement de valeur de m , de $+1$ à -1 . Au deuxième passage à la résonance, $m(t)$ n'est pas encore revenu à sa valeur initiale $+1$, puisque T_1 est plus long que la période de balayage: m est alors plus petit que $+1$, il y a saut à la valeur identique de signe opposé et ceci se poursuit jusqu'au régime permanent qui s'établit au bout d'un temps supérieur à T_1 . La valeur maximum de m est alors inférieure à 1. Appelons-la C . Dès lors, après chaque résonance, la valeur de C est telle qu'elle est exactement compensée au cours de la demi-période suivante par l'effet d'orientation du champ H_0 .

Nous concevons que C est une fonction de T_1 et de T_s (fig. 11).



En vertu du mécanisme que nous venons de décrire, il paraît logique de proposer la solution suivante inspirée de (II-11). (Chaque expression est multipliée par C.)

$$\begin{aligned}
 u &= C \left[1 + \frac{H_s^2}{H_1^2} \omega_s^2 t^2 \right]^{-1/2} \\
 v &= C \frac{H_s \omega_s}{\gamma H_1^2} \left[1 + \frac{H_s^2}{H_1^2} \omega_s^2 t^2 \right]^{-3/2} \\
 m &= C \left[\frac{H_s \omega_s t}{H_1} \left(1 + \frac{H_s^2 \omega_s^2 t^2}{H_1^2} \right)^{-1/2} - g(t) \right]
 \end{aligned} \tag{II-12}$$

valable pour:

$$|t| < \frac{T_s}{4}$$

En vertu de ce qui vient d'être dit, $g(t)$ est une exponentielle dont la constante de temps doit être égale à $T_s/4$.

Développons l'exponentielle en série et ne retenons que le premier terme linéaire.

$$g(t) \text{ se réduit alors à } \frac{4t}{T_s}.$$

Soit:

$$m = C \left[\frac{H_s \omega_s t}{H_1} \left(1 + \frac{H_s^2 \omega_s^2 t^2}{H_1^2} \right)^{-1/2} - \frac{4t}{T_s} \right] \tag{II-13}$$

Au temps $t = T_s/4$, le premier membre de la parenthèse tend vers 1, le deuxième est égal à 1, $m(T_s/4)$ est alors 0. Les conditions de périodicité du phénomène sont satisfaites. La variation de m entre deux résonances séparées par une demi-période est linéaire au lieu d'être exponentielle (voir fig. 12).

Il reste à déterminer C, par introduction de (II-13) dans l'équation 3) de (II-4).

En faisant usage comme précédemment de l'inéquation (II-8), on aboutit à:

$$C = \frac{1}{4} \frac{T_s}{T_1}. \tag{II-14}$$

Les expressions deviennent:

$$\begin{aligned}
 u &= \frac{1}{4} \frac{T_s}{T_1} \left[1 + \frac{H_s^2}{H_1^2} \omega_s^2 t^2 \right]^{-1/2} \\
 v &= \frac{1}{4} \frac{T_s}{T_1} \frac{H_s \omega_s}{\gamma H_1^2} \left[1 + \frac{H_s^2}{H_1^2} \omega_s^2 t^2 \right]^{-3/2} \\
 m &= \frac{1}{4} \frac{T_s}{T_1} \left[\frac{H_s \omega_s t}{H_1} \left(1 + \frac{H_s^2 \omega_s^2 t^2}{H_1^2} \right)^{-1/2} - \frac{4t}{T_s} \right]
 \end{aligned}
 \tag{II-15}$$

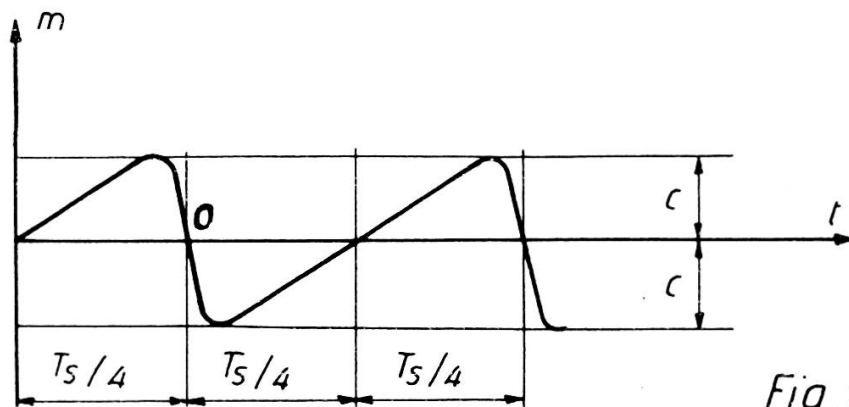


Fig. 12

Approximation linéaire de $m(t)$

On constate que le signal d'absorption ou de dispersion varie hyperboliquement en fonction de T_1 .

Le graphique de la figure 13 établit une comparaison entre valeurs amplitudinales du signal calculées et mesurées. Le

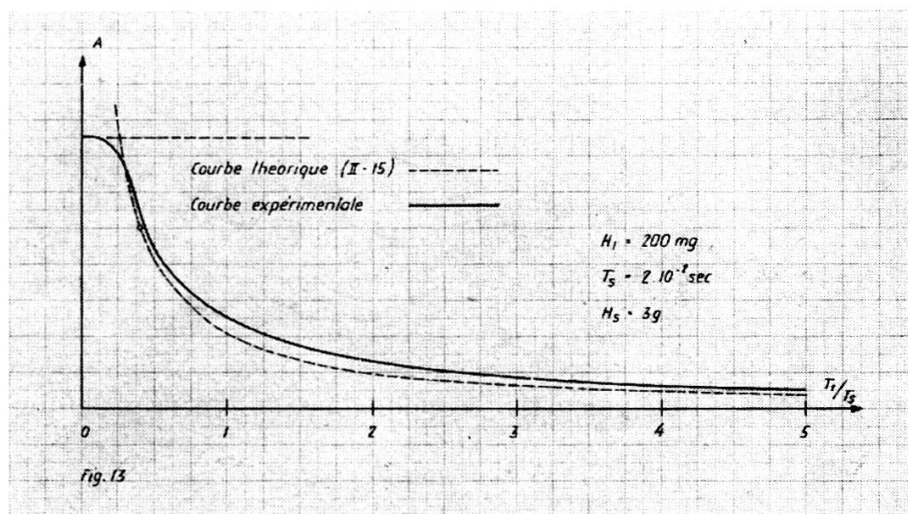


Fig. 13

Fig. 13

temps de relaxation a été modifié par l'introduction de Fe (NO³)₃. La courbe a été décrite au moyen de solutions dont la concentration variait entre N/10 où $T_1 = 9 \cdot 10^{-4}$ sec et N/2000 où $T_1 = 10^{-1}$ sec.

On voit que vers les très faibles temps de relaxation, pour $\frac{T_1}{T_s} < 0,2$, nous retombons sur le cas étudié dans le §1, la courbe tend vers un palier, l'amplitude du signal est indépendante de T_1 . La correspondance entre valeur calculée et expérimentale est satisfaisante.

§ 3. ETUDE EN PASSAGE NON ADIABATIQUE AVEC $T_1, T_2 < T_s$.

Le calcul est valable pour des champs H_1 beaucoup plus faibles. On voit que τ sera également beaucoup plus petit. Si T_L est la période de Larmor, dans certains cas τ se rapprochera de T_L .

Il est évident que dans ces conditions $m(t)$, lors du passage à la résonance, ne saute pas d'une valeur + 1 à une valeur - 1. Le champ H_1 agit comme une légère perturbation au moment de la résonance, produisant une modification sur $m(t)$ d'autant plus faible que τ est petit en regard de la période de Larmor. Nous pourrions considérer en première approximation que la valeur moyenne de $m(t) = 1$.

Pour simplifier les développements, écrivons (II-6) sous forme intégrale:

Soit

$$\dot{F}(t) + \Phi(t) \cdot F(t) = \psi(t) .$$

avec

$$\Phi(t) = \frac{1}{T_2} + i \gamma H_s \sin \omega_s t$$

et

$$\psi(t) = - \gamma H_1 m(t) .$$

Par la méthode de variation des paramètres, on trouve que

$$F(t) = \int_{-\infty}^t \psi(t') e^{\int_{t'}^t \Phi(t'') dt''} dt' . \quad (\text{II-16})$$

D'où :

$$F(t) = -\gamma H_1 e^{\frac{-t}{T_2} + \frac{i\gamma H_s}{\omega_s} \cos \omega_s t} \int_{-\infty}^t m(t') e^{\frac{t'}{T_2} - \frac{i\gamma H_s}{\omega_s} \cos \omega_s t'} dt' \quad (\text{II-17})$$

Posons

$$t' - t = \tau \quad \text{et} \quad \frac{\gamma H_s}{\omega_s} = z. \quad (\text{II-18})$$

Alors :

$$F(t) = -\gamma H_1 e^{iz \cos \omega_s t} \int_{-\infty}^0 m(t + \tau) e^{\frac{\tau}{T_2} - iz \cos \omega_s (t + \tau)} d\tau. \quad (\text{II-19})$$

Calcul de F(t).

Comme $T_1, T_2 < T_s$, on peut écrire :

$$\cos \omega_s (t + \tau) = \cos \omega_s t \left(1 - \frac{1}{2} \omega_s^2 \tau^2\right) - \sin \omega_s t (\omega_s \tau).$$

D'où :

$$F(t) = -\gamma H_1 \int_{-\infty}^0 d\tau e^{\frac{\tau}{T_2} [1 + i\gamma H_s T_2 \sin \omega_s t] + i \frac{\gamma H_s}{2} \omega_s \tau^2 \cos \omega_s t} \quad (\text{II-20})$$

avec l'approximation :

$$m(t + \tau) \approx 1. \quad (\text{II-21})$$

Si :

$$\gamma H_s \omega_s T_2^2 < 1, \quad (\text{II-22})$$

alors :

$$F(t) = -\gamma H_1 \int_{-\infty}^0 d\tau e^{\frac{\tau}{T_2} (1 + i\gamma H_s T_2 \sin \omega_s t)} \quad (\text{II-23})$$

D'où :

$$F(t) = -\gamma H_1 \frac{T_2}{1 + i\gamma H_s T_2 \sin \omega_s t}. \quad (\text{II-24})$$

D'où

$$v(t) = \frac{-\gamma H_1 T_2}{1 + \gamma^2 H_s^2 T_2^2 \sin^2 \omega_s t} \quad (\text{II-25})$$

$$u(t) = \frac{\gamma^2 H_1 H_s T_2^2 \sin^2 \omega_s t}{1 + \gamma^2 H_s^2 T_2^2 \sin^2 \omega_s t}$$

Nous retrouvons par un autre procédé des expressions analogues à celles de Jacobsohn et Wangsness [33].

Nous avons vérifié expérimentalement la limite de validité de l'inéquation (II-22), correspondant à des signaux sans battements dont la forme est fixée par (II-25).

a) Avec une solution N/20 de $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$ correspondant à $T_2 = 10^{-3}$ sec, un champ $H_1 = 8$ mgauss, nous avons fait varier progressivement la valeur de balayage H_s depuis les plus faibles valeurs jusqu'aux plus élevées. Nous avons noté l'apparition des premiers battements pour $H_s = 90$ mgauss. (La fréquence de balayage est de 50 c/sec.)

Nous calculons que dans ce cas :

$$\gamma H_s \omega_s T_2^2 = 0,8 .$$

b) Avec une solution N/10 de $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$ correspondant à $T_2 = 5 \cdot 10^{-4}$ sec, un champ $H_1 = 18$ mgauss, les premiers battements apparaissent pour $H_s = 280$ mgauss.

Soit pour :

$$\gamma H_s \omega_s T_2^2 = 0,6 .$$

Nous voyons que dans les deux cas les battements apparaissent pour des valeurs de $\gamma H_s \omega_s \cdot T_2^2$ légèrement inférieures à 1.

§ 4. ETUDE EN PASSAGE NON ADIABATIQUE AVEC $T_1, T_2 > T_s$.

Avant de passer au calcul mathématique, nous tâcherons de nous représenter le mode de variation de $m(t)$ et $F(t)$, afin de pouvoir procéder à des hypothèses simplificatrices.

Variation de $m(t)$.

Lors de l'enclenchement de H_1 pour les raisons exposées au § 3, m varie faiblement par rapport à sa valeur $+1$. A la différence près que cette fois-ci T_1 est plus long que T_s , si bien qu'à la demi-période suivante la valeur initiale $+1$ n'est pas encore rétablie. Ce n'est que lorsque le régime transitoire aura duré un temps supérieur à T_1 que $m(t)$ atteindra une valeur moyenne que nous appellerons à nouveau C , comme au § 2. Ainsi le régime transitoire est marqué par une décroissance progressive

de m qui tend asymptotiquement vers la valeur $+ C$ pour $t > T_1$. A partir de ce moment chaque passage à la résonance peut être assimilé à une perturbation qui fera décroître m d'une valeur assez faible. L'agitation thermique (dont la constante de temps est T_1) rétablira au cours de la demi-période suivante m à sa valeur $+ C$. En première approximation, nous admettrons que la valeur moyenne de $m(t)$ est $+ C$. Il est évident que C sera d'autant plus petit par rapport à 1 que T_1 sera long en regard de la période de balayage.

Variation de $F(t)$.

Si les deux temps de relaxation sont plus longs que la période de balayage, le signal ne repassera pas par 0 après la première résonance; nous aurons interaction, effet cumulatif entre les premiers signaux et ceci jusqu'à ce qu'un temps supérieur à T_1 se soit écoulé. On conçoit fort bien que $F(t)$ puisse être nettement supérieur à C en raison de cet effet cumulatif et nous verrons que dans les cas extrêmes les signaux atteignent la valeur maximum théorique de $1/2$.

Si $T_2 < T_s$, alors les effets cumulatifs ne peuvent se manifester et le maximum de $F(t)$ restera petit par rapport à C .

Nous nous sommes limités au cas le plus complexe, $T_1, T_2 > T_s$.

Deuxième équation (II-6) mise sous forme intégrale.

En vertu de (II-16):

$$m(t) = e^{-t/T_1} \int_{-\infty}^t \left[\frac{1}{T_1} + \gamma H_1 \varphi(t') \right] e^{t'/T_1} dt' , \quad (II-26)$$

$$m(t) = 1 + \gamma H_1 e^{-t/T_1} \int_{-\infty}^t \varphi(t') e^{t'/T_1} dt' . \quad (II-27)$$

Pour:

$$t' - t = \tau$$

on trouve:

$$m(t) = 1 + \gamma H_1 \int_{-\infty}^0 \varphi(t + \tau) e^{\frac{\tau}{T_1}} d\tau . \quad (II-28)$$

Détermination de C.

Calculons une valeur approchée de $m(t)$ ramenée à une demi-période de balayage en prenant une valeur moyenne de l'exponentielle.

$$m(t) \approx 1 + \gamma H_1 \sum_{n=-\infty}^0 e^{\frac{nT_s}{2T_1}} \int_{-T_s/2}^0 \nu(t + \tau) d\tau. \quad (\text{II-29})$$

Or

$$\sum_{n=-\infty}^0 e^{\frac{nT_s}{2T_1}} = 2 \frac{T_1}{T_s}. \quad (\text{II-30})$$

D'où:

$$m(t) = 1 + 2 \gamma H_1 \frac{T_1}{T_s} \int_0^{T_s/2} \nu(t) dt. \quad (\text{II-31})$$

Or nous savons, par les considérations précédentes, que la valeur moyenne de $m(t) = C$, et que les valeurs extrêmes de m ne s'écartent que très faiblement de C dans la mesure où l'inéquation $T_1 > T_s$ est satisfaite.

Nous avons donc:

$$C \approx 1 + 2 \gamma H_1 \frac{T_1}{T_s} \int_0^{T_s/2} \nu(t) dt. \quad (\text{II-32})$$

La valeur de C se détermine à partir de $\nu(t)$.

Calcul de F(t).

Nous pouvons écrire l'expression (II-17):

$$F(t) = -\gamma H_1 C e^{-t/T_2 + iz \cos \omega_s t} \left[\underbrace{\int_{-\infty}^0 e^{t'/T_2 - iz \cos \omega_s t'} dt'}_{J_1} + \underbrace{\int_0^t e^{t'/T_2 - iz \cos \omega_s t'} dt'}_{J_2} \right]. \quad (\text{II-33})$$

Calcul de J₁.

Comme précédemment à (II-29), nous pouvons écrire:

$$J_1 \approx \sum_{n=-\infty}^0 e^{\frac{nT_s}{T_2}} \int_{-T_s}^0 e^{-iz \cos \omega_s t'} dt' \quad (\text{II-34})$$

avec:

$$\sum_{n=-\infty}^0 e^{\frac{nT_s}{T_2}} = \frac{T_2}{T_s} . \quad (\text{II-35})$$

D'où:

$$J_1 = \frac{T_2}{T_s} \frac{1}{\omega_s} \int_0^{2\pi} e^{-iz \cos(\omega_s t')} d(\omega_s t') , \quad (\text{II-36})$$

$$J_1 = T_2 \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-iz \cos \omega_s t'} d(\omega_s t') = T_2 J_0(z) . \quad (\text{II-37})$$

Calcul de J₂.

Dans J₂, t limite d'intégration est susceptible de varier entre 0 et T_{s/2}. Comme T₂ > T_s, on aura e^{t/T₂} ≈ 1.

Donc:

$$J_2 = T_s \frac{1}{2\pi} \int_0^t e^{-iz \cos \omega_s t} d(\omega_s t) . \quad (\text{II-38})$$

D'où:

$$F(t) = -\gamma H_1 C e^{iz \cos \omega_s t} T_2 J_0(z) \left[1 + \underbrace{\frac{T_s}{T_2 J_0(z)} g(t)}_{\alpha} \right] . \quad (\text{II-39})$$

Comme:

$$\alpha < 1 \text{ (en vertu des hypothèses postulées).}$$

On a:

$$F(t) = -\gamma H_1 C T_2 J_0(z) e^{iz \cos \omega_s t} , \quad (\text{II-40})$$

$$\nu(t) = R |F(t)| . \quad (\text{II-41})$$

D'où:

$$\nu(t) = -\gamma H_1 C T_2 J_0(z) \cos [z \cos \omega_s t] . \quad (\text{II-42})$$

Par remplacement dans (II-32), il vient :

$$C = [1 + (\gamma H_1)^2 T_1 T_2 J_0^2(z)]^{-1} . \quad (\text{II-43})$$

Puisque :

$$J_0(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos [z \cos \omega_s t] d(\omega_s t) . \quad (\text{II-44})$$

D'où nous tirons enfin :

$$\begin{aligned} v(t) &= - \frac{\gamma H_1 T_2 J_0(z)}{1 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2 J_0^2(z)} \cos [z \cos \omega_s t] \\ u(t) &= - \frac{\gamma H_1 T_2 J_0(z)}{1 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2 J_0^2(z)} \sin [z \cos \omega_s t] . \end{aligned} \quad (\text{II-45})$$

Expressions à comparer avec celles qui ont été établies par une autre méthode dans [35].

§ 5. INTERPRÉTATION ET CONFRONTATION AVEC L'EXPÉRIENCE DES § 3 ET 4.

Les considérations précédentes développées aux § 3 et 4 nous ont montré que deux types de signaux différents appa-

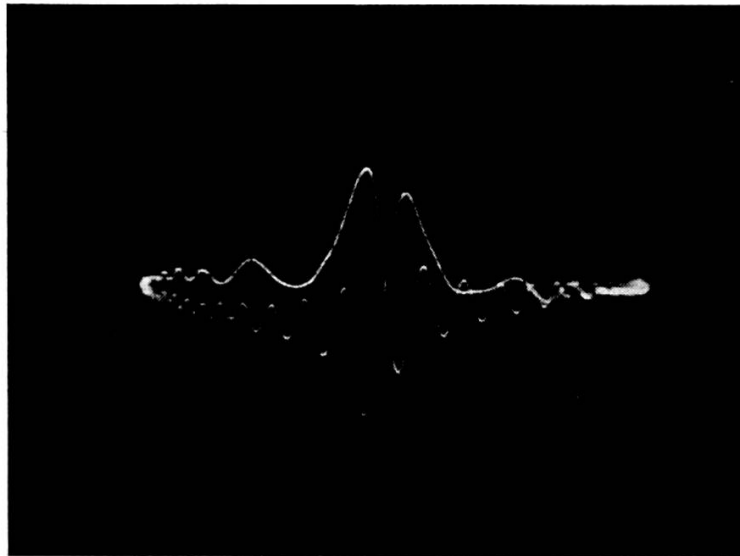


Fig. 14

$$T_2 = 1,510^{-2} \quad H_1 = 18 \text{ mgauss} \quad H_s = 0,6 \text{ gauss}$$

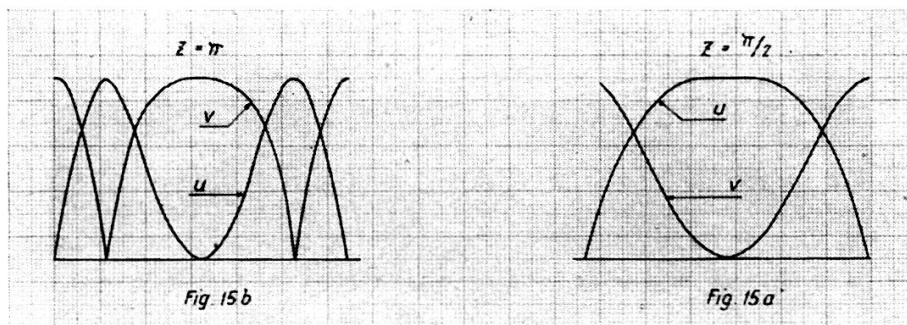
raissent suivant que T_1 , T_2 étaient plus petits ou plus grands que T_s . Nous avons observé que la « frontière » séparant les deux formes de signal se situait à :

$$T_1, T_2 \approx T_{s/2} \text{ (fig. 14).}$$

Avant chaque signal, on remarque les prébattements qui apparaissent pour une valeur de $T_2 = 10^{-2}$ sec. La période de balayage est $T_s = 2 \cdot 10^{-2}$ sec.

$$\text{Etude du rôle du facteur } z = \gamma \frac{H_\varepsilon}{\omega_s}.$$

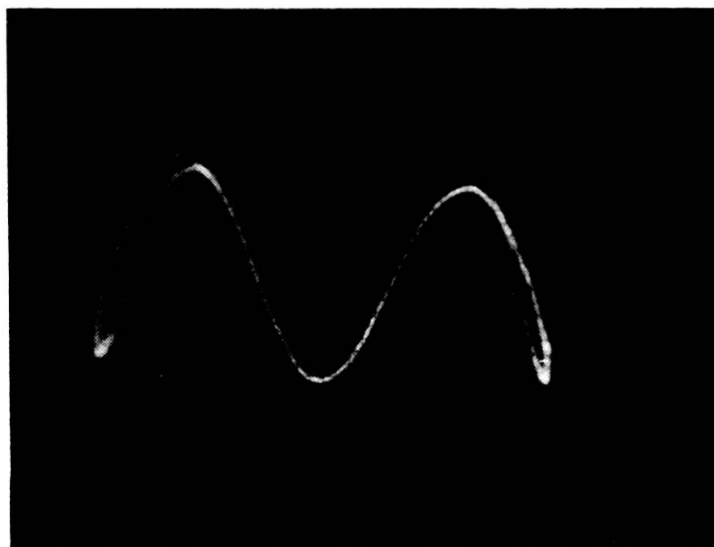
Ce facteur dont la valeur détermine la forme du signal apparaît également en page 428 dans les expressions qui régissent les fréquences latérales. Les graphiques suivants (fig. 15 a et 15 b) donnent l'allure des courbes u et v pour deux valeurs de z , soit $\pi/2$ et π . Plus loin, les photos 16 a et 16 b montrent les signaux observés pour les mêmes valeurs de z .



Plus exactement, la figure 16 b apparaît pour $z = 3,30$. Soit un écart de 5% par rapport à la valeur théorique de π . (Ecart compatible avec l'erreur de mesure portant sur l'éta-lonnage du champ de balayage.)

De même la figure 16 a apparaît pour $z = 1,65$, même écart de 5% par rapport à la valeur théorique $\pi/2$.

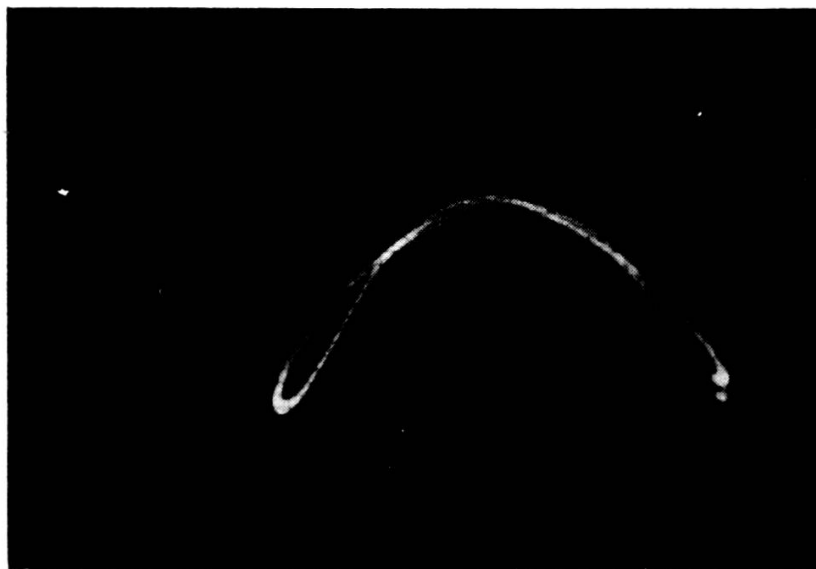
On vérifie aisément que la forme du signal n'est pas affectée si l'on modifie la valeur du champ et de la fréquence de balayage par un même facteur. De plus, on peut passer indifféremment de la courbe de la figure 16 b à la courbe de la figure 16 a



u

Fig. 16 *b*

$z = 3,30$ (valeur théorique π)



u

Fig. 16 *a*

$z = 1,65$ (valeur théorique $\pi/2$)

en doublant la fréquence de balayage ou en réduisant de moitié l'amplitude du champ de balayage.

Ces contrôles établissent que z joue bien expérimentalement le rôle qui lui est assigné par la théorie.

Etude des minima en fonction de z .

$J_0(z)$ apparaît au numérateur de u et v . Ainsi, chaque valeur de z qui satisfait $J_0(z) = 0$, fait passer le signal de résonance nucléaire par une valeur nulle.

Nous savons que $J_0(z)$ passe par 0 pour la valeur $z \approx 2,44$. En fait, nous avons contrôlé que le signal passe par un minimum à cette valeur de z , sans toutefois disparaître complètement. L'explication s'impose si l'on se souvient que dans le calcul des expressions (II-45) nous avons tant pour $m(t)$ que pour $F(t)$ introduit des simplifications et des développements limités. La solution exacte comporterait une série de termes telle que leur contribution ferait apparaître une valeur différente de 0 dans l'expression complète de l'amplitude. Néanmoins, on observe très nettement que le signal passe par un minimum, l'amplitude est alors réduite d'un facteur 3. Pour les valeurs plus élevées de z , on observe l'existence de minima et de maxima distribués approximativement selon ceux de $J_0(z)$. On remarque également l'augmentation du nombre de « battements » des courbes liés à l'augmentation de z qui intervient comme argument dans $\cos(z \cos \omega_s t)$.

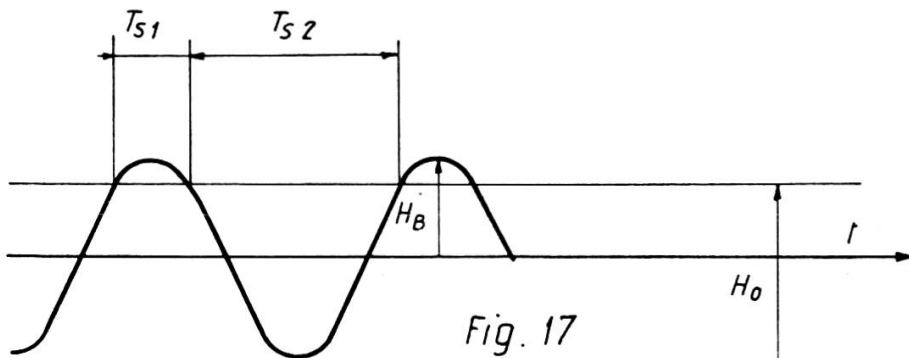
Les observations ont été faites entre $z = 0$ et 10, soit en agissant sur H_s , soit en agissant sur T_s .

Etude de la dérive temporelle du champ magnétique.

Le régime de passage non adiabatique avec mémoire de phase se prête particulièrement bien à l'étude des fluctuations de champ magnétique dans le temps, lorsque z a une valeur inférieure à $\pi/2$. En introduisant une variation de champ magnétique de 10^{-5} , l'aspect du signal est modifié d'une façon très sensible. Ceci nous a permis de contrôler la stabilité des rhéostats avec lesquels le champ magnétique est réglé. Cet examen nous a permis de dire que *le courant alimentant les*

bobines de Helmholtz est stable à mieux que $2 \cdot 10^{-6}$ pour un courant de 6 amp. Il est aisé, également par ce procédé, de mesurer la valeur de la dérive dans le temps de la tension des batteries d'alimentation. La dérive est de $4 \cdot 10^{-7}$ /sec. Soit de 0,04 mg/sec pour un champ de 100 gauss. Cette donnée est essentielle pour l'étude du problème de la résolution. (Le chiffre de $4 \cdot 10^{-7}$ est en bon accord avec le calcul de la variation de tension basée sur la capacité de la batterie.)

Passages à périodicité multiple.



Si la valeur du champ de résonance H_0 est réglée de façon telle qu'il y ait asymétrie (voir fig. 17), ce n'est plus une période de balayage qui intervient, mais deux temps caractéristiques d'interaction entre signaux, soit T_{s1} et T_{s2} . Sans pousser l'étude plus avant, mentionnons qu'il apparaît dans ce cas deux périodicités dans les battements associés à deux amplitudes différentes, comme en témoignent les photos de la figure 18.

Etude de la saturation.

$$u(t) \quad \text{ou} \quad v(t).$$

L'amplitude de la courbe $u(t)$ ou $v(t)$ est donnée par:

$$\frac{\gamma H_1 T_2 J_0(z)}{1 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2 J_0^2(z)}.$$

On en déduit que cette amplitude est maximum pour:

$$H_{1\max} = \frac{1}{\gamma (T_1 T_2)^{1/2} J_0(z)} \quad \text{correspondant à } u = v = \frac{1}{2}. \quad (\text{II-46})$$

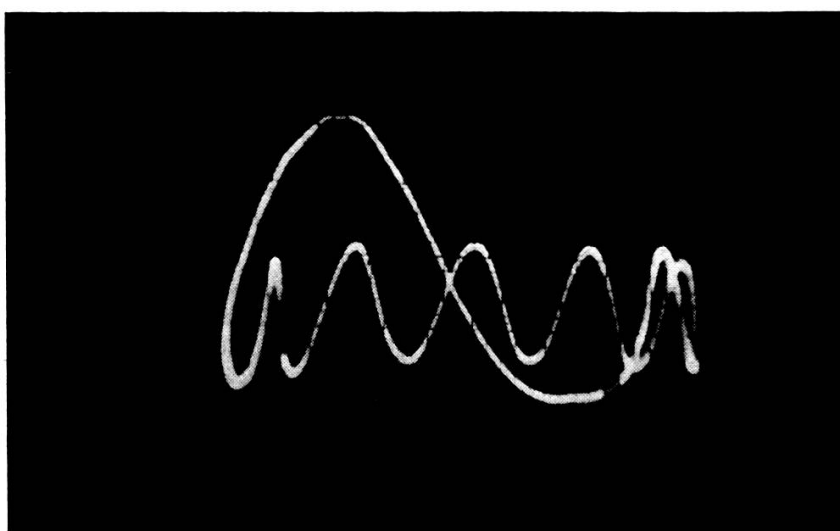
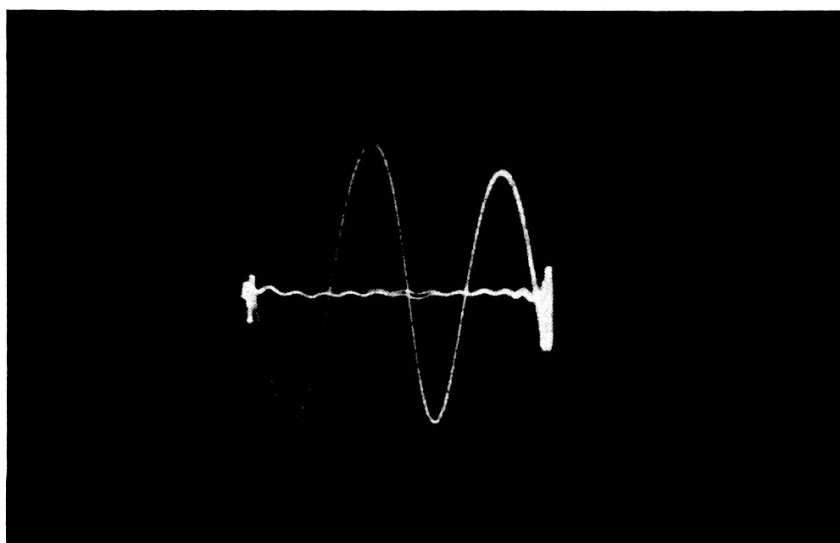


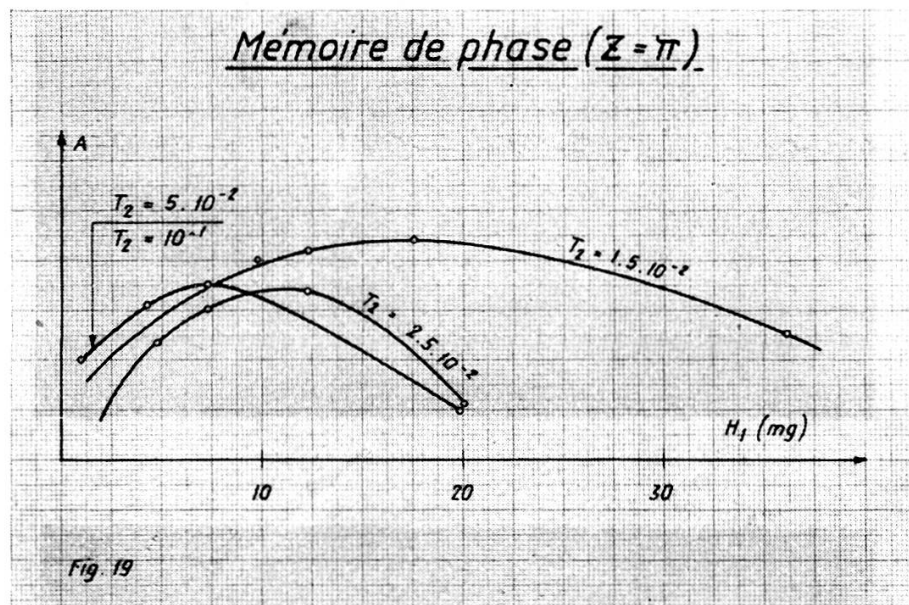
Fig. 18

Sur le graphique 19, nous voyons les trois courbes de saturation relevées expérimentalement, respectivement pour:

$$\begin{array}{l}
 T_2 = 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ sec} \quad \text{avec} \quad T_s = 9,5 \cdot 10^{-3} \text{ sec} \\
 T_2 = 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ sec} \quad \text{avec} \quad T_s = 1,9 \cdot 10^{-2} \text{ sec} \\
 \left\{ \begin{array}{l}
 T_2 = 5 \cdot 10^{-2} \text{ sec} \quad \text{avec} \quad T_s = 1,9 \cdot 10^{-2} \text{ sec} \\
 T_2 = 10^{-1} \text{ sec} \quad \text{avec} \quad T_s = 1,9 \cdot 10^{-2} \text{ sec} .
 \end{array} \right.
 \end{array}$$

De plus, le maximum a été relevé pour :

$$T_2 = 8 \cdot 10^{-3} \text{ sec} \quad \text{avec} \quad T_s = 4 \cdot 10^{-3} \text{ sec.}$$



Pour des valeurs de T_2 inférieures à $2,5 \cdot 10^{-2}$ sec, $H_{1\max}$ décroît bien comme l'inverse de T_2 (pour $T_1 = T_2$). Le parallélisme entre la courbe théorique et expérimentale en témoigne (voir fig. 20). Pour des valeurs supérieures à $2,5 \cdot 10^{-2}$ sec, la courbe expérimentale tend vers une asymptote. On note un écart correspondant à un facteur 2 entre $H_{1\max}$ théorique et $H_{1\max}$ expérimental. Dans toutes les mesures que nous avons faites, le champ $H_{1\max}$ expérimental était plus élevé que le champ théorique. Cet écart est très probablement explicable par les développements limités introduits dans le calcul des expressions finales.

Pour des valeurs inférieures à $z = \pi/2$, u décroît comme $\sin u$. L'expérience montre qu'il y a bien décroissance mais qu'elle s'effectue suivant une loi plus rapide que $\sin u$. L'écart asymptotique de la courbe expérimentale de la figure 20 est liée à l'inhomogénéité du champ magnétique.

Conclusion.

Les expressions (II-45) qui régissent les passages non adiabatiques en mémoire de phase ont été confrontées avec les

courbes relevées expérimentalement. En faisant la part des restrictions mentionnées, l'accord s'est révélé satisfaisant. De

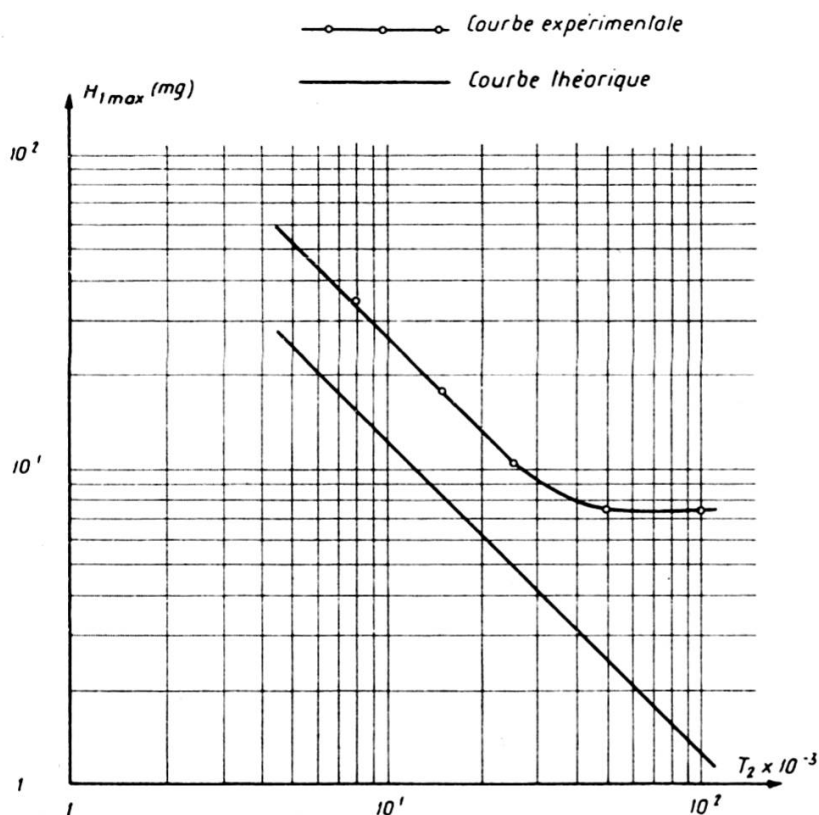


Fig. 20 H_{1max} fonction de T_2

plus, il est bien exact, comme le prévoit la théorie, que l'amplitude des signaux peut atteindre la valeur $1/2$ pour u et v , lorsque $H_1 = H_{1max}$ donné par (II-46).

CHAPITRE III

DESCRIPTION DE L'INSTALLATION ÉLECTRONIQUE

INTRODUCTION.

L'installation se caractérise :

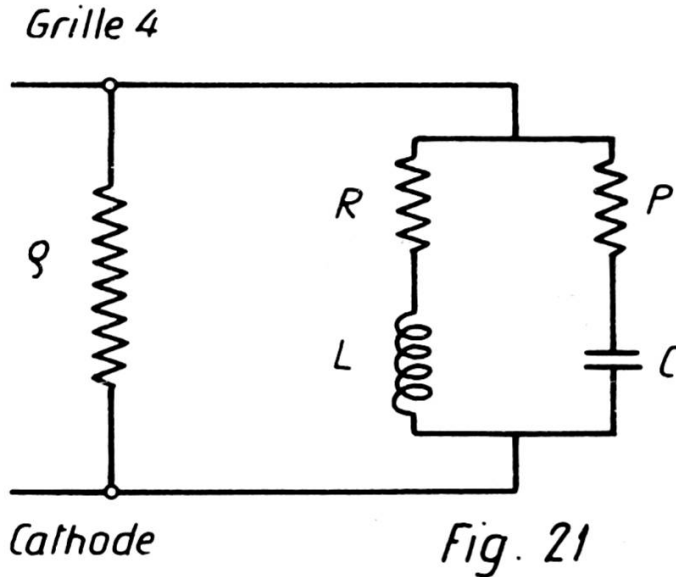
- 1) par une haute sensibilité comme en témoignent les mesures décrites à la page 403;
- 2) par une très bonne stabilité due :
 - a) à la très grande constance de la fréquence d'émission (fréquence variable dans la bande de 150 Kc/sec à 5 Mc/sec);
 - b) à la très faible dérive du champ magnétique produit par les bobines de Helmholtz (voir page 374);
- 3) par une haute résolution malgré l'extrême économie des moyens mis en jeu (voir chapitre VI);
- 4) par son alimentation qui est prise entièrement sur le secteur. L'utilisation de stabilisateurs de haute tension soigneusement étudiés de façon à obtenir un taux de ronflement et de stabilité optimum nous a permis de nous passer entièrement de batteries;
- 5) par le fait qu'elle fonctionne dans une bande de champ magnétique compris entre 35 gauss et 600 gauss, domaine des champs intermédiaires assez rarement étudié en spectroscopie hertzienne. Elle est destinée à des études de structure hyperfine.

§ 1. OSCILLATEUR.

Il fonctionne dans la bande de fréquence comprise entre 150 Kc/sec et 4 Mc/sec. Deux types d'oscillateurs semblent particulièrement recommandés. L'oscillateur à résistance négative

tive, d'une part (transitron), et l'oscillateur ECO, d'autre part. Après un certain nombre d'essais de stabilité, nous avons choisi un oscillateur transitron inspiré par la référence [36].

On sait par les considérations de Brunetti [37, 38, 39] que la présence d'une capacité entre la grille 2 et la grille 4 d'une lampe fait apparaître une résistance négative entre la grille 4 et la cathode. Le schéma équivalent est donné par la figure 21.



Soit:

R = résistance de perte de la self du circuit oscillant,

P = résistance de perte du condensateur du circuit oscillant.

L'équation s'écrit:

$$I \left[\rho + \frac{(R + j \omega L) (P - j/\omega C)}{R + P + j(\omega L - 1/\omega C)} \right] = 0. \quad (\text{III-1})$$

Soit deux équations:

$$\begin{aligned} 1) \quad \rho &= - \frac{L}{C(R + P)} \\ 2) \quad \omega^2 &= \frac{1}{LC} \left[\frac{1 - \frac{R^2 C}{L}}{1 - \frac{P^2 C}{L}} \right] \end{aligned} \quad (\text{III-2})$$

Soit:

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC}.$$

Si:

Q = coefficient de qualité du circuit oscillant

et:

$tg \delta$ = angle de perte du condensateur.

Alors:

$$\omega^2 = \omega_0^2 \frac{(1 - 1/Q^2)}{(1 - tg^2 \delta)} \quad (\text{III-3})$$

Les condensateurs utilisés ont un angle de perte de l'ordre de:

$$tg \delta = 10^{-4} .$$

En sorte que:

$$\omega^2 = \omega_0^2 (1 - 1/Q^2) .$$

A noter aussi que $Q \approx 100$, la correction sur la fréquence n'excède pas 10^{-4} . Comme $P < R$, 1) s'écrit:

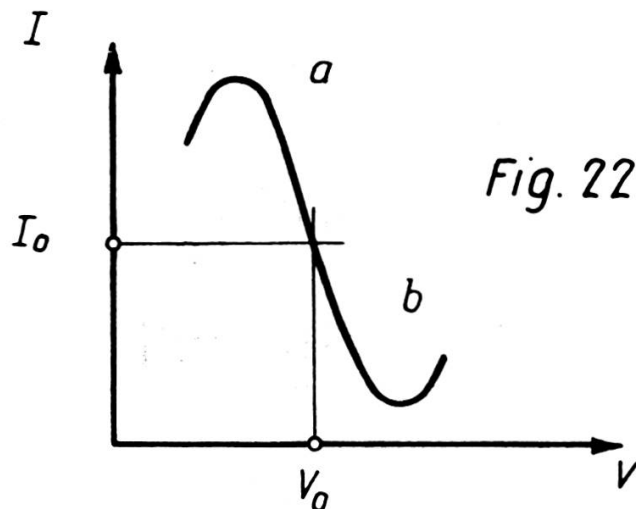
$$\rho = \frac{-L}{CR} \quad (\text{III-2})$$

$\frac{L}{RC}$ = impédance ohmique à la résonance du circuit oscillant.

Les oscillations sont entretenues dans la mesure où l'on a:

$$\frac{L}{RC} > |\rho| \quad (\text{condition d'entretien des oscillations}) \quad (\text{III-4})$$

Il faut que la valeur absolue de la résistance négative du transitron soit inférieure à l'impédance ohmique à la résonance du circuit oscillant.



Caractéristiques du transitron.

Au point (V_0 , I_0) de la figure 22, nous avons mesuré (pour un tube 7A8) que ρ avait une valeur de $2,5 \text{ K}\Omega$ pour une polarisation de grille de -3 v . Si $\frac{L}{RC} \gg |\rho|$, l'amplitude des oscillations est telle que les limites de linéarité a et b sont dépassées, entraînant une légère distorsion n'excédant toutefois pas quelques pour-cents.

Dans le but de limiter les oscillations aux parties linéaires (domaine compris entre a et b), nous avons introduit une stabilisation d'amplitude du type « delayed AGC » au moyen d'une diode [40].

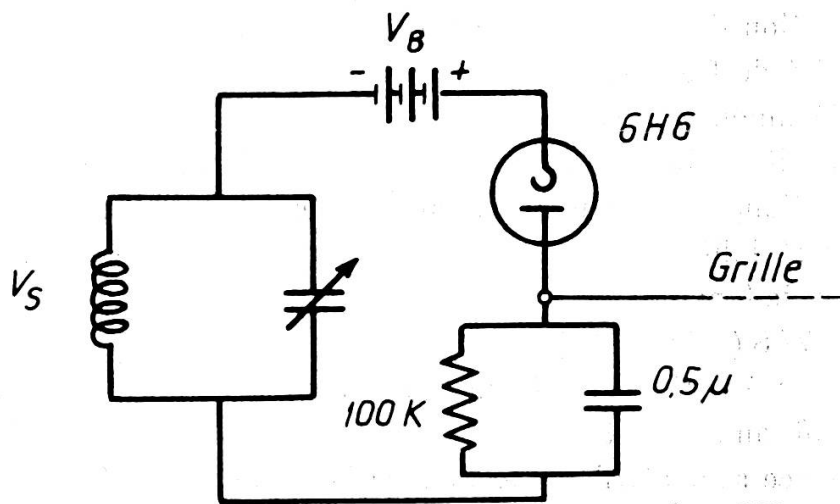


Fig. 23

Dès que la tension des oscillations (V_s) augmente, la composante continue redressée et filtrée et qui est appliquée sur la grille 1 a pour effet d'augmenter $|\rho|$ et, ce faisant, de diminuer la tendance à l'oscillation. Cet effet est « retardé » au moyen d'une polarisation en série (V_B) avec la diode. Nous avons observé une nette amélioration de la stabilité de fréquence après l'introduction du circuit « delayed AGC ». Ceci s'explique par les considérations de Groszkowski [41] qui a montré que les instabilités de fréquence d'un oscillateur étaient liées entre autres à la présence d'harmoniques. Plus exactement, tous les effets susceptibles de faire varier l'amplitude des harmoniques

(variation de température et variation de tension de plaque) entraînent une dérive de fréquence dont la valeur, calculée par Groszkowski, est la suivante:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = -\frac{1}{2} \sum_{k=2}^{\infty} (k^2 - 1) m_k^2 \quad (\text{III-5})$$

avec:

$$m_k = \frac{V_k}{V_1}$$

et:

V_k = amplitude de la k ème harmonique.

L'expression (III-5) souligne l'intérêt qu'il y a à introduire un dispositif de stabilisation d'amplitude qui, assurant une diminution du taux d'harmoniques, contribue à augmenter la stabilité de fréquence.

Néanmoins, il est recommandé de ne pas faire fonctionner le transitron juste à la limite des oscillations, en raison des fluctuations d'amplitude qui caractérisent ce régime.

La stabilité de l'amplitude est de l'ordre de 1% en quelques heures de fonctionnement. Le transitron a été réalisé au moyen d'une 7A8 (voir fig. 25).

Ces précautions étant prises, si l'alimentation du transitron est suffisamment stabilisée, les seules causes d'instabilité de fréquence sont attribuables aux variations de température du circuit oscillant. Il faut, en effet, compter avec une self dont le coefficient de température est de $2 \cdot 10^{-5}$ et une capacité dont le même coefficient atteint $1,5 \cdot 10^{-4}$ (polystyrène).

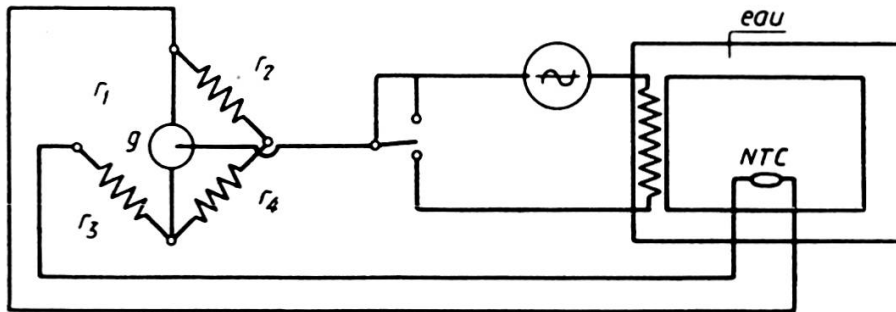
Or, comme:

$$\frac{\Delta f}{f} = -\frac{1}{2} \frac{\Delta C}{C} \quad (\text{III-6})$$

il convient de stabiliser la température du circuit oscillant. Le circuit oscillant est placé dans un thermostat commandé par un galvanomètre contacteur selon le schéma de la figure 24.

La détection des fluctuations de température se fait par une résistance miniature (N.T.C. 83.900-IK6) à fort coefficient de température. Toute variation de température entraîne une variation de résistance qui déséquilibre le pont de Wheatstone

et fait apparaître un courant dans le galvanomètre contacteur. Ce galvanomètre assure la commande d'un circuit de chauffage qui garantit ainsi la constance de la température du thermostat.



Thermostat

Fig. 24

Si:

$$r_1 = r_2 = r_3 = r_4 = R$$

il est facile de montrer qu'une variation de température (ΔT) entraîne une variation de courant dans le galvanomètre (Δi_g) telle que:

$$\Delta i_g = \frac{E \alpha (\Delta T)}{4 (R + g)} \quad (\text{III-7})$$

expression dans laquelle:

α = coefficient de température de la résistance N.T.C.

$\alpha = -3 \cdot 10^{-2}$ à (30°C) .

Pour:

$$E = 4 \text{ v}, \quad g = 200 \Omega, \quad R = 1 \text{ K}\Omega.$$

On a:

$$\Delta i_g = 25 \mu\text{A}/0^\circ \text{C}.$$

Comme le galvanomètre (g) est enclenché par un courant inférieur à $1 \mu\text{A}$ (galvanomètre contacteur Borel S.A.), il est possible théoriquement d'atteindre une stabilisation de température de l'ordre de $\pm 2/100^\circ \text{C}$.

A une telle valeur de stabilisation, la constante de temps du refroidissement $\frac{mc}{A}$ (où A = nombre de calories perdues par seconde par le thermostat et mc = équivalent en eau) doit être

suffisamment grande par rapport au temps caractéristique du galvanomètre contacteur.

Un calcul que nous ne reproduirons pas ici montre qu'il est nécessaire d'augmenter le volant thermique du thermostat. A cet effet, il est muni d'un double fond de cuivre que l'on peut remplir de 1 l d'eau. Entre ce récipient de cuivre et la paroi extérieure d'aluminium, il y a place pour 2 cm d'isolant thermique (laine de verre). Ce système présente l'avantage suivant: le corps de chauffe est immergé dans le récipient d'eau. La convection aidant, l'apport de calories se fait dans des conditions excellentes en ce qui concerne l'homogénéité de la température. Ceci exclut la nécessité d'une ventilation intérieure. Toutes les traversées (commande des condensateurs d'accord) ont été faites au moyen de manchons d'ébonite.

La stabilisation de température obtenue par ce dispositif est supérieure à $\pm 3/100^\circ C$. Il serait bien entendu possible d'améliorer encore cette valeur, mais elle est tout à fait suffisante eu égard à la stabilité de fréquence obtenue.

En effet, en une heure de fonctionnement, la stabilité est très nettement supérieure à 10^{-5} . Le contrôle a été effectué avec un BC-221. Il faudrait un appareil de contrôle encore plus stable pour articuler la valeur exacte de la dérive de fréquence.

Le transitron attaque un étage « buffer » (6AB7) qui commande une 6AG7 avec sortie directe sur la bobine d'émission de H.F. et commande du volume pour ajuster le champ haute fréquence en fonction des temps de relaxation (voir fig. 25).

§ 2. ETUDE DE L'ALIMENTATION STABILISÉE.

Les travaux de Hill [42] nous ont conduit à calculer un stabilisateur basé sur le schéma de la figure 26.

Dans le circuit de détection de fluctuations (R_2 , R_5 , R_6), aux bornes de R_5 il s'établit une tension qui suit les variations de la tension d'entrée, alors qu'aux bornes de R_2 , ce sont les fluctuations de la tension de sortie qui se manifestent. Enfin R_6 détecte les variations du courant d'utilisation. Le réglage de R_5 permet d'annuler (théoriquement) le facteur de stabilisation \mathcal{G} , alors que le réglage de R_6 permet de faire tendre

Générateur H.F.

(400 kc/s - 4 Mc/s)

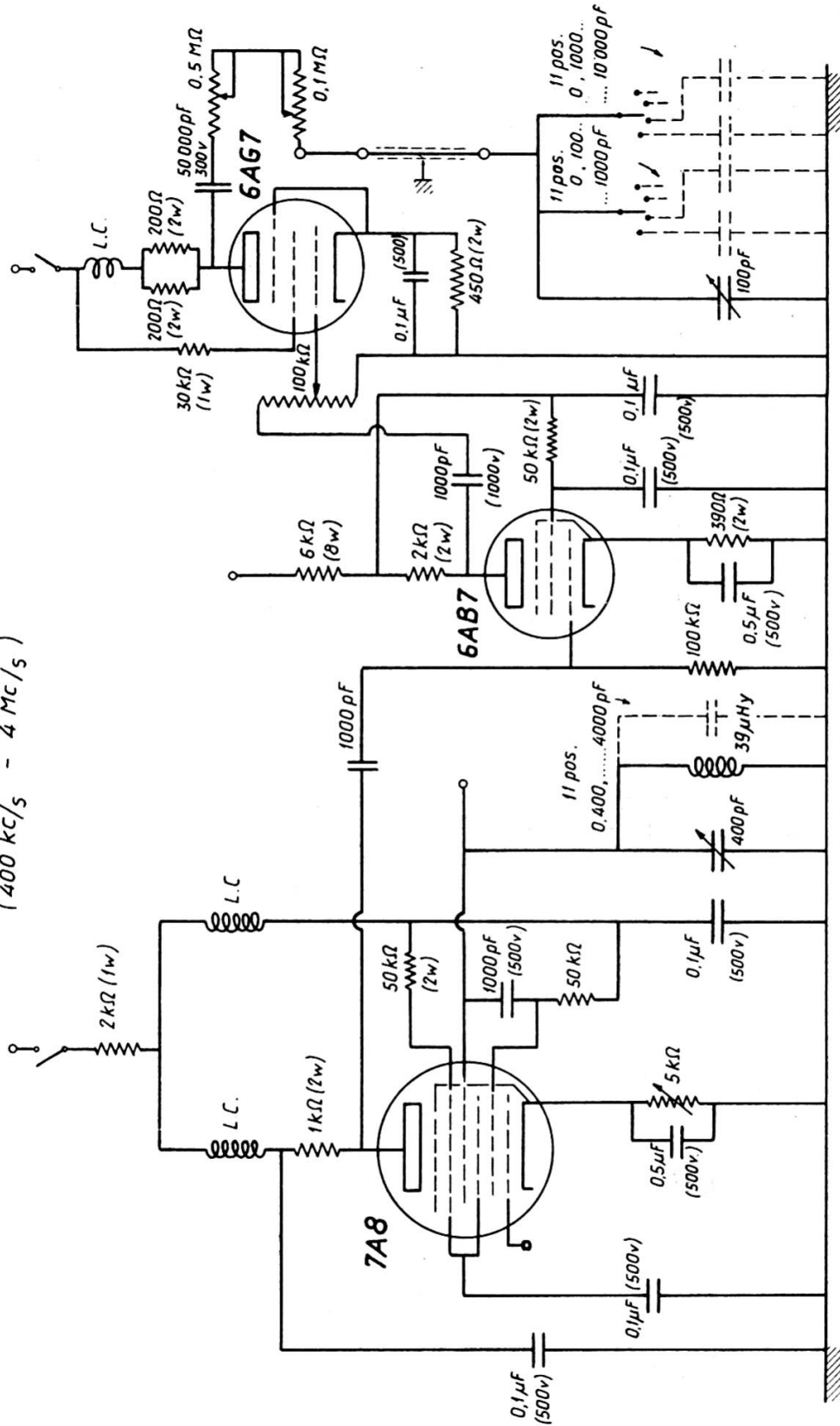
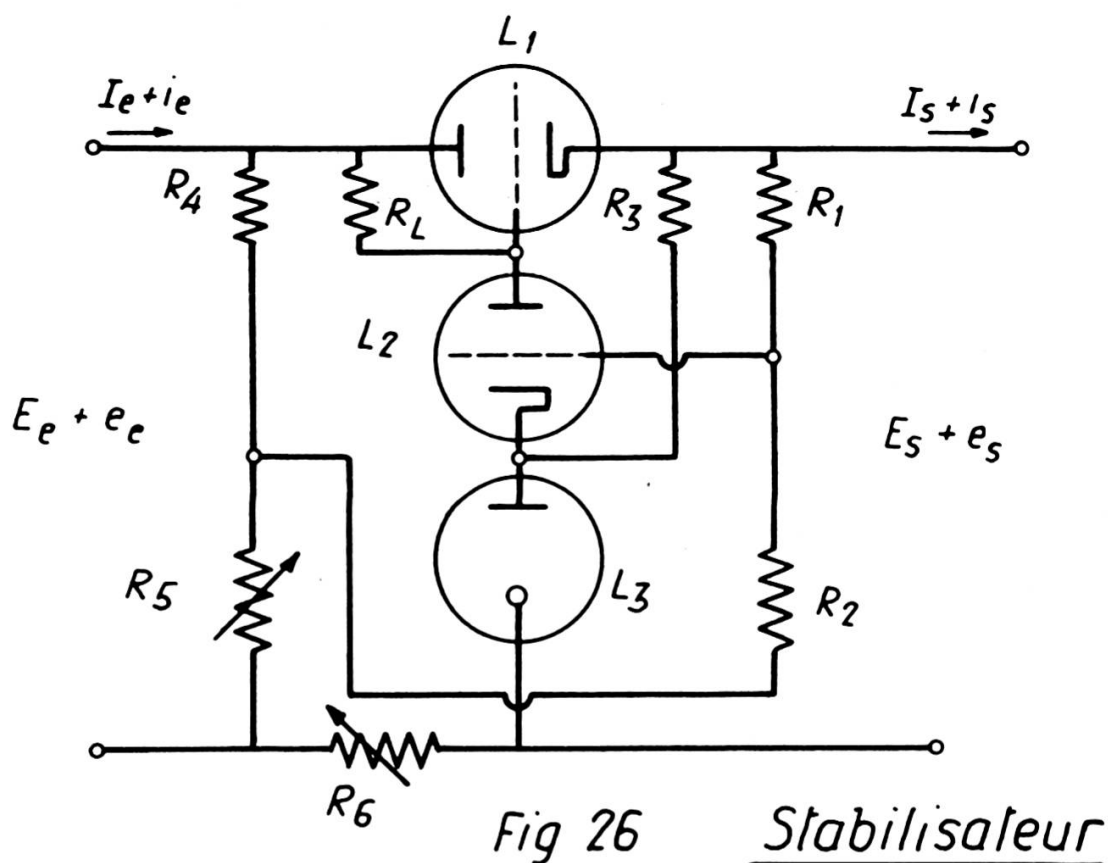


Fig. 25



vers 0 la valeur de la résistance interne « r » du stabilisateur, selon les relations suivantes:

avec:

$$\mathfrak{G} = \left(\frac{e_s}{e_e} \right) (i_s = 0) .$$

$\mathfrak{G} = 0$, si:

$$\frac{R_5}{R_4 + R_5} = \frac{(1 + K_1) (\rho_2 + R_L + K_2 R_c) - R_L K_1}{R_L \left(\frac{R_1}{R_1 + R_2} \right) K_1 K_2} \approx \frac{R_5}{R_1} \quad \text{(III-8)}$$

et $r = 0$, si:

$$R_6 = \frac{K_2 R_c + \rho_2 + R_L}{S_1 [K_2 R_L] \frac{R_1}{R_1 + R_2}} \quad \text{(III-9)}$$

expressions dans lesquelles:

R_c = résistance dynamique de la stabilisatrice L_3 .

Ces deux relations montrent qu'il y a intérêt à prendre pour L_2 une lampe à fort K.

Soit :

$$L_1 \rightarrow 6L6$$

$$L_2 \rightarrow 6SF5$$

$$L_3 \rightarrow 150 C_1$$

et :

$$\begin{array}{ll} R_1 = 100 \text{ K}\Omega & R_c = 80 \Omega \\ R_2 = 100 \text{ K}\Omega & S_1 = 5 \cdot 10^{-3} \text{ ma/v} \\ R_3 = 7,5 \text{ K}\Omega & K_1 = 10 \\ R_4 = 100 \text{ K}\Omega & K_2 = 100 \\ R_L = 350 \text{ K}\Omega & \rho_2 = 70 \text{ K}\Omega . \end{array}$$

Par remplacement dans (III-8), on trouve :

$$\frac{R_5}{R_4} = 0,63\%, \quad \text{d'où} \quad R_5 = 630 \Omega$$

et dans (III-9) :

$$R_6 = 5,1 \Omega .$$

Etude expérimentale du taux de stabilisation.

Plusieurs méthodes sont possibles. Nous avons choisi une méthode de pont avec détection des fluctuations de tension par introduction d'une tension d'opposition stable (fig. 27).

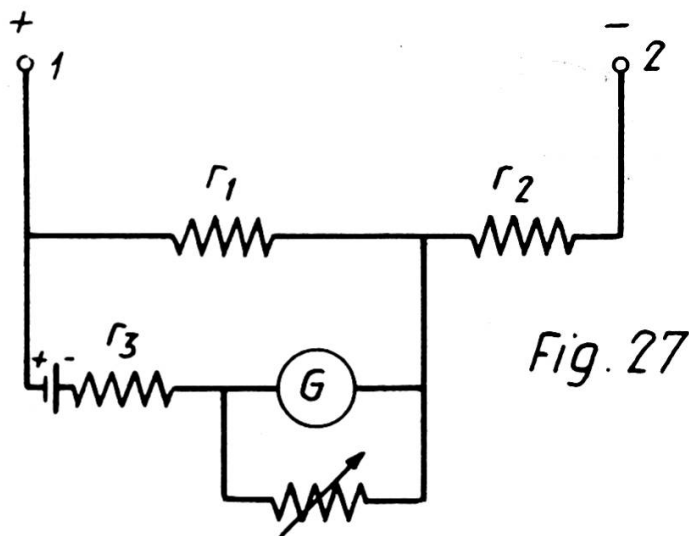


Fig. 27

Les résistances r_1, r_2, r_3 sont réglées de sorte que le galvanomètre soit au 0 lorsque la tension du stabilisateur est appliquée aux bornes (1-2). Le taux de stabilisation a été mesuré directement par variation de la tension d'alimentation du stabilisateur. On trouve que:

$$\mathcal{S} = 7 \cdot 10^{-5} \text{ (pour } R_5 \text{ réglé à la valeur optimum et pour } i = 20 \text{ mA)}$$

En effet, pour 5% de fluctuations d'entrée sur 450 v d'alimentation, soit $\Delta e_e = 22,5$ v, la fluctuation de sortie ne dépasse pas 1,5 mV. De plus $r < 1\Omega$, entre 0 et 30 mA. Il serait possible évidemment d'étendre le domaine des faibles valeurs de r au-delà de 30 mA, mais dans notre cas ce serait superflu puisque ce stabilisateur est destiné seulement à alimenter le transitron (7A8).

Le graphique 28 montre l'extrême indépendance de la tension vis-à-vis des fluctuations de charge (grâce au réglage de r_6). Entre 5 mA et 30 mA, la tension ne varie pas de plus de 10^{-5} de sa valeur nominale.

r_6 a été réglé jusqu'à ce que la caractéristique du graphique 28 présente des performances optima, sans pousser toutefois le réglage jusqu'au point où une légère tendance à l'oscillation se manifeste (par apparition d'une résistance interne négative).

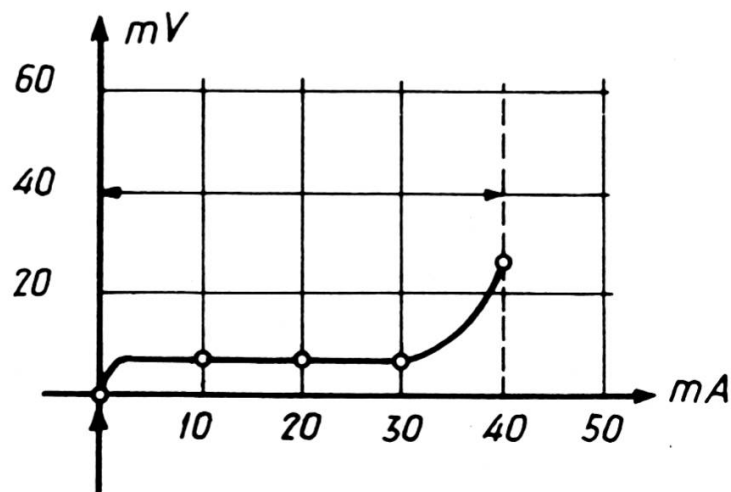


Fig 28

De plus, le taux de stabilisation a été étudié en fonction de R_5 . Il a été constaté que la valeur optimum de stabilisation a lieu pour $R_5 = 910 \Omega$.

$$R_{5th} = 630 \Omega, \quad R_{5exp} = 910 \Omega$$

et

$$R_{6th} = 5,1 \Omega, \quad R_{6exp} = 7 \Omega .$$

Stabilisateur général.

Tous les circuits sont alimentés par un stabilisateur inspiré d'un schéma de Elmore et Sands (type 100) [43]. Le taux de stabilisation a été considérablement amélioré par l'introduction des résistances R_4 et R_5 calculées sur la base des expressions (III-8). Les mesures ont été effectuées sur le même principe.

Le niveau de ronflement sous la charge maximum est inférieur à 1 mV. Le taux de stabilisation est :

$$S = 5 \cdot 10^{-4} \text{ sous } 225 \text{ mA (pour des fluctuations de } 20\% \text{ de la tension d'alimentation du stabilisateur).}$$

Pour des fluctuations d'amplitude plus faible de l'ordre de 5 à 10% :

$$S = 10^{-4} .$$

§ 3. TÊTE DE RÉSONANCE.

Calcul du champ maximum H_1 .

Calcul de $H_{(0)}$ au centre (fig. 29). Soit n = nombre de spires/bobine. Il est facile de montrer que :

$$H_{(0)} = 0,4 \pi i R^2 (d^2 + R^2)^{-3/2} n . \quad (\text{III-10})$$

Or :

$$V = \omega L_t I \quad \text{et} \quad L = L_t (2 + C) . \quad (\text{III-11})$$

Selon l'expression bien connue C , facteur de couplage, vaut :

$$C = \left(1 + 4 \frac{d^2}{R^2} \right)^{-3/2}$$

$$L_1 = K \frac{D^2}{l} n^2 10^{-8} .$$

L_1 est la self d'une bobine avec:

l = longueur de bobinage

et:

K = coefficient de Nagaoka.

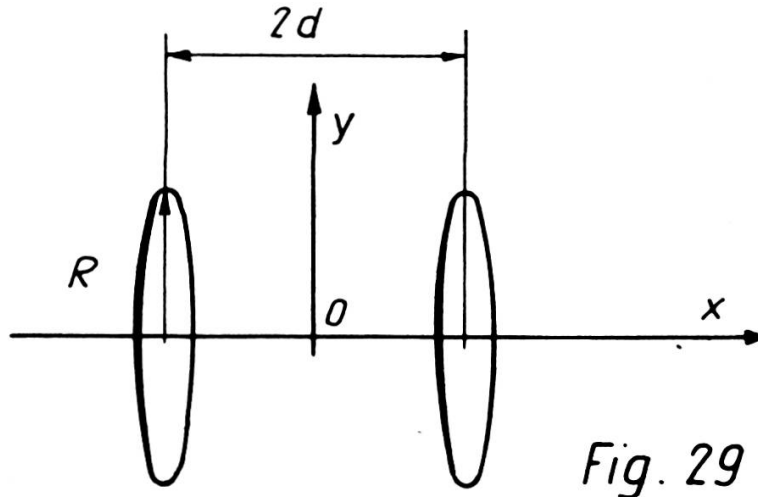


Fig. 29

D'où:

$$H_0 = \frac{\pi 10^7 (d^2 + R^2)^{-3/2} V \cdot l}{\omega K n \left[2 + \left(1 + 4 \frac{d^2}{R^2} \right)^{-3/2} \right]} \text{ oertstedt.} \quad (\text{III-12})$$

Les données de construction de la tête sont les suivantes:

$$\begin{array}{ll} d = 2,5 \text{ cm} & K = 0,35 \\ R = 3 \text{ cm} & \omega = 2,5 \cdot 10^6 \text{ (400 Kc/sec)} \\ n = 11 \text{ spires} & l = 0,8 \text{ cm.} \end{array}$$

Pour: $V = 1$ v. eff., on trouve: $H_0 = 28$ mgauss. Soit: $H_1 = 14$ mgauss. La valeur expérimentale est $H_1 = 12$ mgauss (pour 1 v. eff.).

Or, comme les conditions optima d'observation correspondent à:

$$\gamma^2 H_1^2 T_1 T_2 = 1 . \quad (\text{III-13})$$

Pour une valeur maximum de $V = 100$ v.

$$(T_1 T_2) \text{ min} = 10^{-9} .$$

Cette valeur minimum permet l'étude d'un très grand nombre de noyaux.

La bobine de réception d'un diamètre de 2,3 cm est formée de deux couches de fil de Litz correspondant à un nombre total de spires de 66 et à une longueur de 2,5 cm. Le volume des échantillons étudiés est de 7,5 cm³. A 400 Kc/sec, le Q de la bobine montée avec son câble coaxial est de 100.

§ 4. DESCRIPTION DE LA RÉCEPTION.

Le signal reçu aux bornes de la bobine de réception est amplifié à travers un premier étage de haute fréquence (fig. 30) alimenté soit par un stabilisateur soit par une pile de 67,5 v. Les selfs des circuits d'émission et de réception sont accordées au moyen de condensateurs au polystyrène. Le premier étage attaque une détection à double alternance, du type doubleur de tension, qui présente entre autres l'avantage de fonctionner avec un point commun à la terre. L'amplificateur B.F. qui suit a un gain total de 2.000. Il est du type cascode (fig. 31).

Une contre-réaction a été introduite pour augmenter sa stabilité. Le montage cascode [44] a ceci de remarquable que le courant de plaque de la première lampe ne traverse pas la résistance de plaque, supprimant ainsi tout effet de scintillation. L'amplificateur B.F. est alimenté par le stabilisateur de 400 v. décrit plus haut.

A la sortie de l'amplificateur B.F. se trouve une cathodyne destinée à alimenter un filtre passe-bas, à fréquence de coupure correspondant à 2 Kc/sec et 3 Kc/sec.

Pour les observations à l'oscillographe, la trace horizontale (xx') est commandée par un déphaseur destiné à remettre en phase les signaux. Il est alimenté par le générateur de B.F. commandant le balayage.

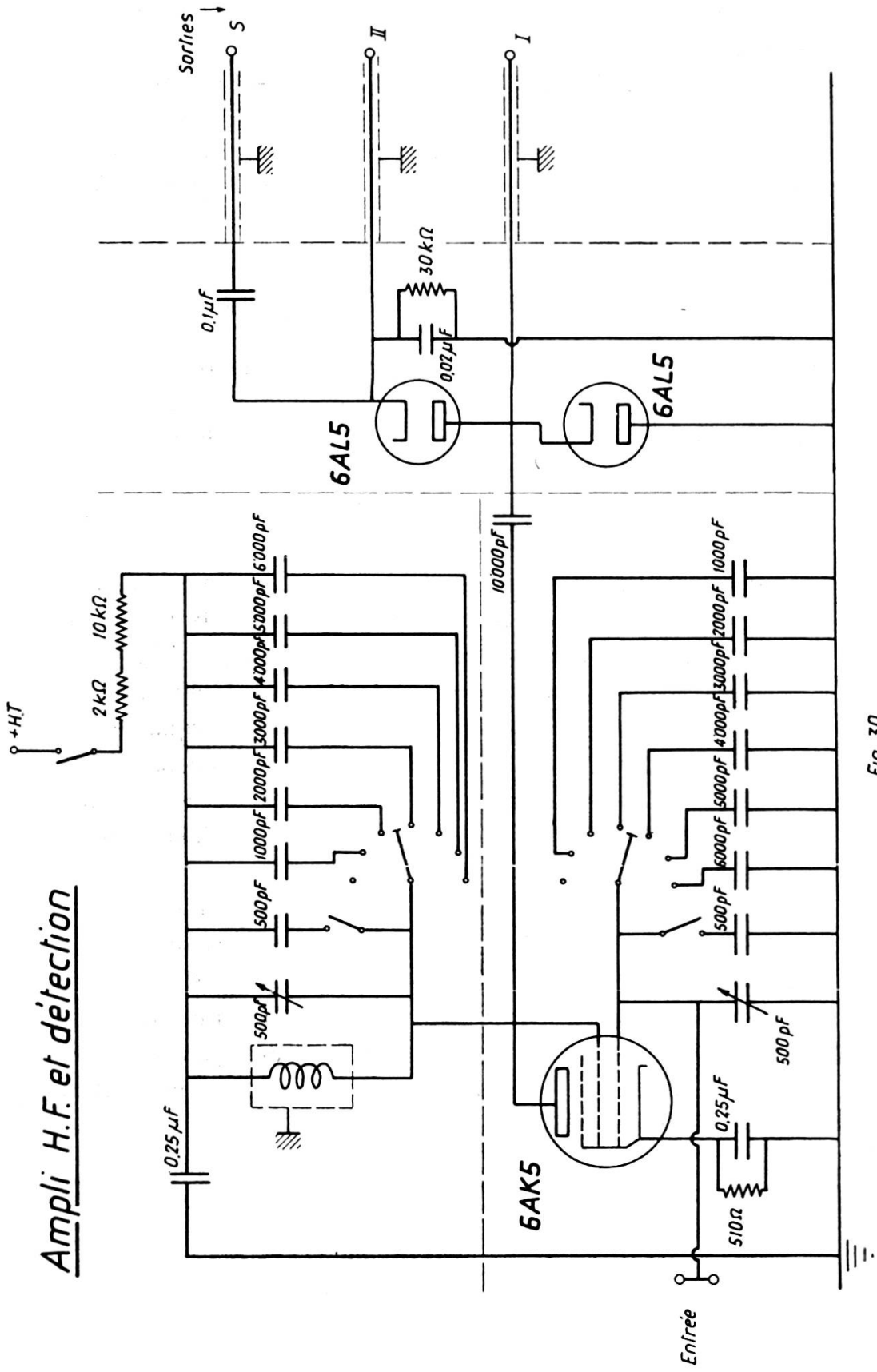


Fig 30

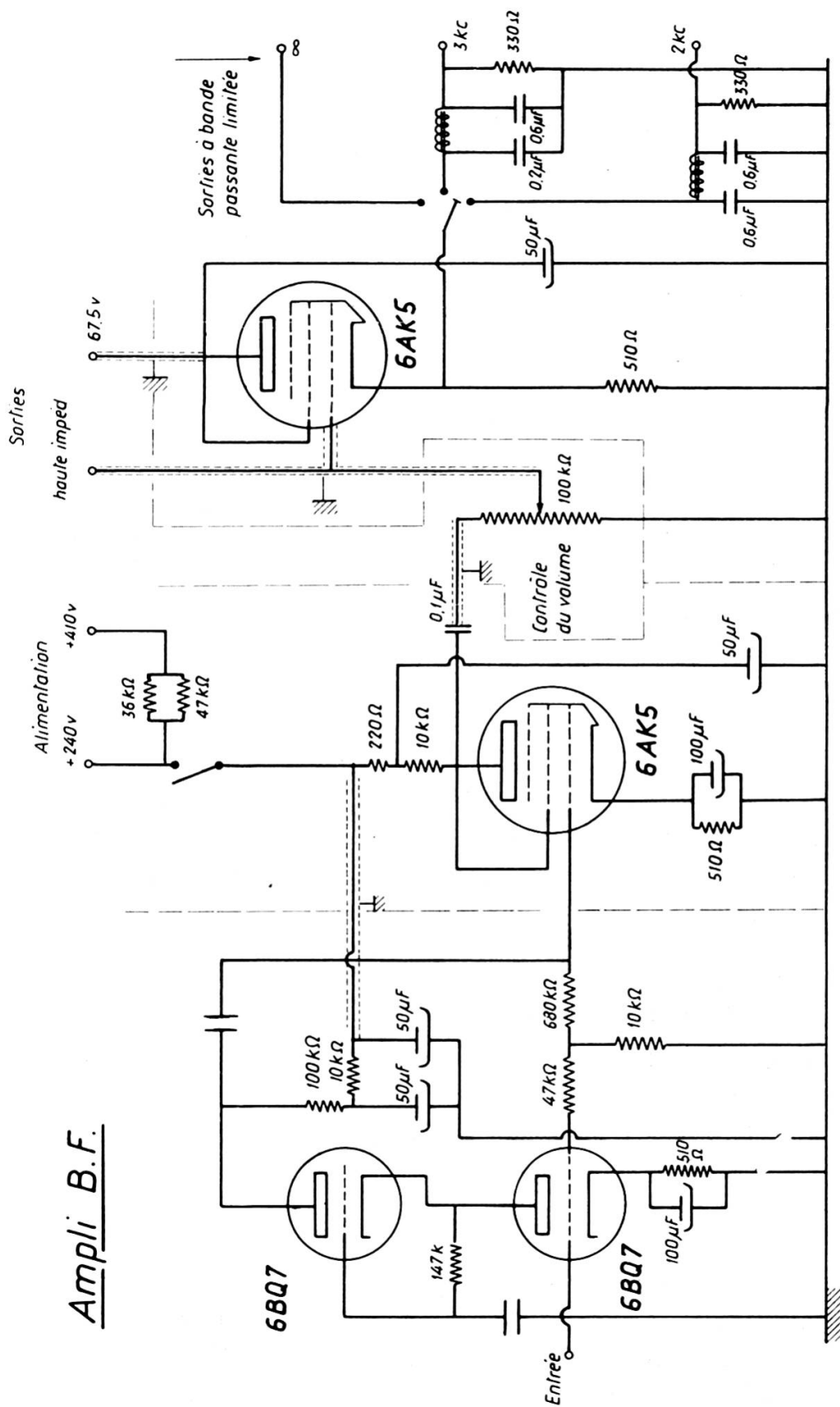


Fig. 31

CHAPITRE IV

ÉTUDE SUR LES « LOCK-IN »

§ 1. INTRODUCTION.

Les premières observations de résonance se firent sur oscillographe, selon le schéma général de la figure 1. Le signal de résonance attaque un amplificateur haute fréquence, suivi d'une détection, l'amplification se poursuit en B.F. Supposons que la fréquence de balayage du signal soit de 50 c/sec. Les considérations précédentes (chap. I) nous ont montré que les conditions de relaxation en passage rapide faisaient apparaître des courbes telles que celles de la figure 14. Le calcul montre qu'il faut une cinquantaine d'harmoniques pour observer le signal sans déformation, en d'autres termes une bande passante des amplificateurs B.F. d'environ 3 Kc/sec. Dans ces conditions, le calcul et l'expérience fixent à ces dispositifs un bruit de fond propre ramené à l'entrée de l'ordre de 1μ volt. Tous les signaux dont l'amplitude est inférieure à cette valeur sont donc invisibles à l'oscillographe; ceci est le cas pour la majorité des corps; seuls certains liquides sont susceptibles d'être observés à l'oscillographe, dans des conditions d'ailleurs de S/B assez médiocres.

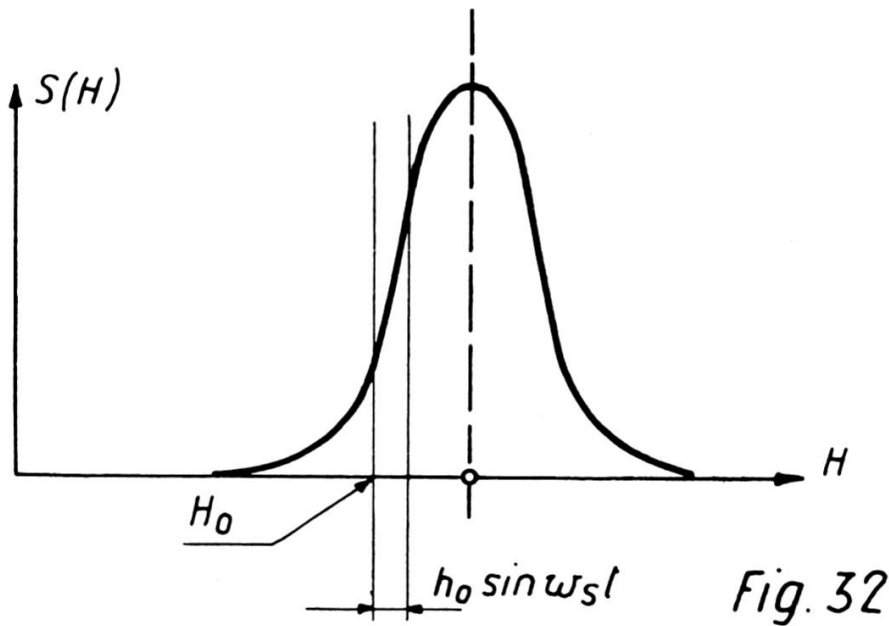
C'est ainsi que les premiers travaux importants sur la R.M.N. furent effectués sur enregistreur de courant continu. L'enregistreur est attaqué par un détecteur de phase, auquel il a été donné le nom de « lock-in ».

§ 2. « LOCK-IN » CLASSIQUE [45].

Les observations à l'oscillographe se font avec une amplitude de balayage du champ magnétique alternatif plus grande que la largeur de raie observée. Le bon fonctionnement du « lock-in » exige au contraire un balayage d'amplitude beau-

coup plus petite que la largeur de raie. Le passage à la résonance s'effectue au moyen de trois champs magnétiques (fig. 32):

- 1) un champ constant H_0 , de valeur légèrement inférieure à la résonance;
- 2) un champ alternatif de faible amplitude, de la forme $H = h_0 \sin \omega_s t$;
- 3) un champ variant linéairement dans le temps, qui permet de décrire toute la courbe de résonance. La vitesse de passage doit être d'autant plus lente que les temps de relaxation sont élevés.



Soit $e(H)$, l'amplitude du signal pour un champ H .

$$e(H + h_0 \sin \omega_s t) = e(H) + \frac{\partial e}{\partial H} h_0 \sin \omega_s t + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 e}{\partial H^2} (h_0^2 \sin^2 \omega_s t) + \dots \quad (\text{IV-1})$$

où:

$$e_{(H)} = S_{(H)} \sin \omega t \text{ (fig. 31)}$$

$$\omega = 2\pi f \text{ (} f = \text{fréquence de Larmor).}$$

Si nous observons la composante à la fréquence ω_s , c'est la dérivée du premier ordre qui apparaît. Si nous examinons la composante à la fréquence $2\omega_s$, c'est la dérivée du deuxième

ordre que nous observons. Certains expérimentateurs choisissent d'observer la deuxième dérivée.

Pour transcrire l'expression (IV-1) en termes de radio-électricité, nous dirons que la profondeur de modulation de la porteuse (fréquence de Larmor) est proportionnelle à la dérivée première du signal dans le développement limité au terme du premier ordre. Pour transmettre l'information à la fréquence 0, une opération d'hétérodynage à la fréquence de balayage s'impose. Le signal ainsi transformé en composante continue actionne un appareil enregistreur, qui donne directement la dérivée du signal. Tel est le principe des premiers « lock-in » utilisés par Bloembergen [46] et Shimoda [47] entre autres. D'autres principes ont été proposés [48, 49].

Description du schéma de principe (fig. 33).

L'amplificateur B.F. est sélectif (fréquence de passage ω_s) de façon à ce que le bruit de fond ne sature pas l'organe mélangeur. Pour des questions de stabilité vis-à-vis du vieillissement

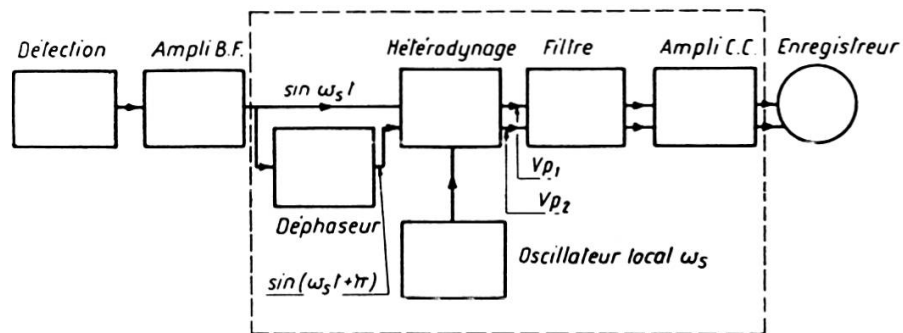


Fig. 33 Lock - in

des lampes et d'amplification en courant continu, il est recommandé d'utiliser un montage symétrique. Ceci explique l'existence du déphaseur qui permet d'attaquer le mélangeur avec deux tensions dont l'une est déphasée par rapport à l'autre de π . L'oscillateur local fournit la même fréquence ω_s ; il est muni d'un déphaseur continu. A la sortie de la mélangeuse, il a été prévu un filtre pour éliminer la composante $2\omega_s$, suivi

d'un amplificateur à courant continu à constante de temps réglable, qui attaque un enregistreur.

La constante de temps peut être réglée de façon à ce que la bande passante de sortie soit inférieure à 1 c/sec, voire 0,1 c/sec. Dans ce dernier cas, la réduction du bruit de fond par rapport aux dispositifs avec oscillographe (bande passante 3 Kc/sec) est de :

$$\left[\frac{3 \cdot 10^3}{10^{-1}} \right]^{1/2} \approx 170 .$$

Ce qui permet de faire des observations avec un bruit ramené à l'entrée de l'ordre de 10^{-8} volts.

Fonctionnement du « lock-in » (fig. 34).

Soit $E_s \sin \omega_s t$, la tension de sortie de l'amplificateur B.F. Soit V_{p_1} la tension de sortie du mélangeur.

$$V_{p_1} = z [S_0 + \Delta S \sin (\omega_s t + \varphi)] E_s \sin \omega_s t . \quad (IV-2)$$

S_0 = pente en l'absence de modulation, ΔS = variation de pente produite par la modulation, φ = différence de phase entre l'oscillateur local et le signal.

D'où :

$$V_{p_1} = z S_0 E_s \sin \omega_s t + E_s \Delta S z \left[\frac{1}{2} \cos \varphi - \frac{1}{2} \cos (2 \omega_s t + \varphi) \right] .$$

Les termes en $\omega_s t$ et en $(2\omega_s t + \varphi)$ sont supprimés par le filtre.

Il reste donc :

$$V_{p_1} = \frac{1}{2} E_s z (\Delta S) \cos \varphi . \quad (IV-3)$$

Il apparaît, pour des raisons de déphasage en V_{p_2} (voir fig. 33), la tension :

$$V_{p_2} = - \frac{1}{2} E_s z (\Delta S) \cos \varphi . \quad (IV-4)$$

Enfin, le courant dans l'enregistreur est donné par l'expression bien connue :

$$\Delta i = \frac{1}{2} S' (V_{p_1} - V_{p_2}) \quad (IV-5)$$

où S' = pente de l'amplificateur différentiel à courant continu.
 En remarquant que :

$$z(S_0) = A_0 \text{ (amplification apportée par la mélangeuse)} \quad (\text{IV-6})$$

$$m = \frac{\Delta S}{S_0} = \text{profondeur de modulation de la pentode.} \quad (\text{IV-7})$$

On obtient :

$$\Delta i = \frac{1}{2} S' (E_s m A_0 \cos \varphi) . \quad (\text{IV-8})$$

Ainsi cette relation nous montre que dans le cas d'un mélangeur symétrique réalisé au moyen de deux pentodes, il convient de prendre une lampe possédant un « m » élevé (soit à « sharp cut-off »). De plus, pour avoir la réponse optimum, il faut disposer d'un réglage de phase de l'oscillateur local. La figure 35 donne les détails constructifs d'un des « lock-in » que nous avons utilisé.

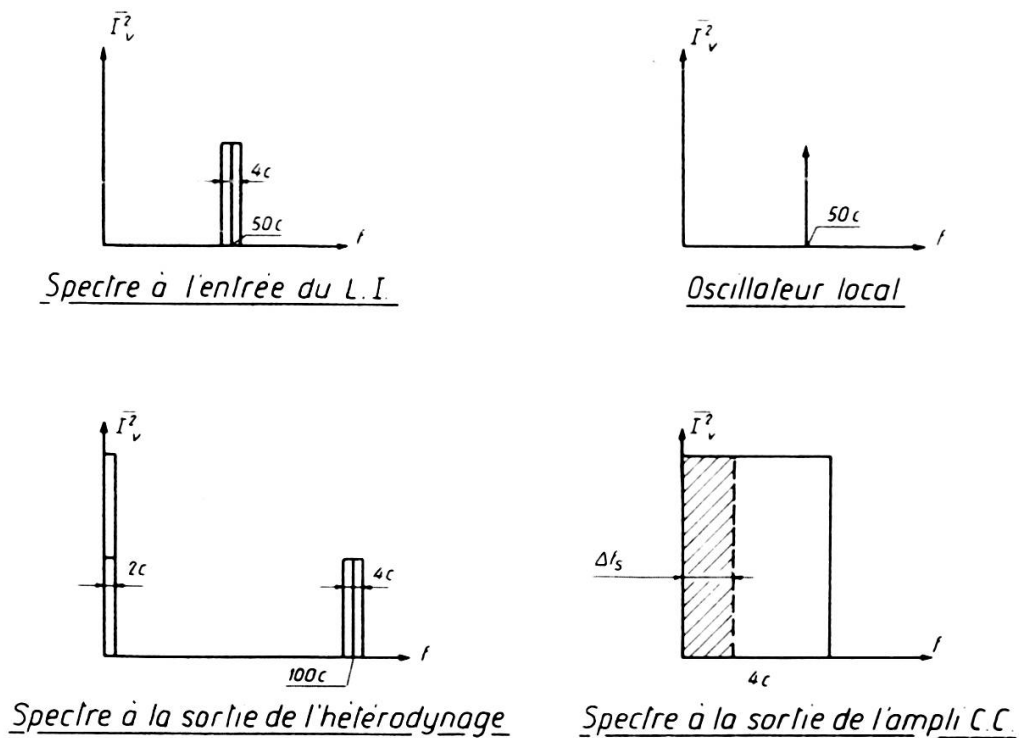


Fig 34

Détails de construction (fig. 35).

Une des caractéristiques de ce « lock-in » est qu'il est prévu pour fonctionner dans une bande de fréquences de balayage comprises entre 16 c/sec et 400 c/sec. Nous verrons plus loin que ce perfectionnement permet de dissocier les effets attribuables aux fréquences latérales, d'une part, et au mécanisme de relaxation, d'autre part (chap. VI).

Le signal est d'abord amplifié par une 6AQ6 avec circuit accordé de 16 c/sec à 400 c/sec.

La self est en ferroxcube, sa valeur est de 6 Hy. Le Q est de 8 à 40 c/sec, la bande passante correspondante est de 5 c/sec. Cette solution a été choisie, car elle est simple et ne demande pas d'ajustage particulier, ce qui ne serait pas le cas avec un filtre électronique. De plus, la sélectivité obtenue est largement suffisante. L'accord se fait très simplement au moyen d'un jeu de condensateurs au papier. La 6AQ6 attaque une double triode (6SL7) de façon à produire deux tensions déphasées respectivement de π . L'amplification totale des deux étages 6AQ6 et 6SL7 à 20 c/sec est de 150.

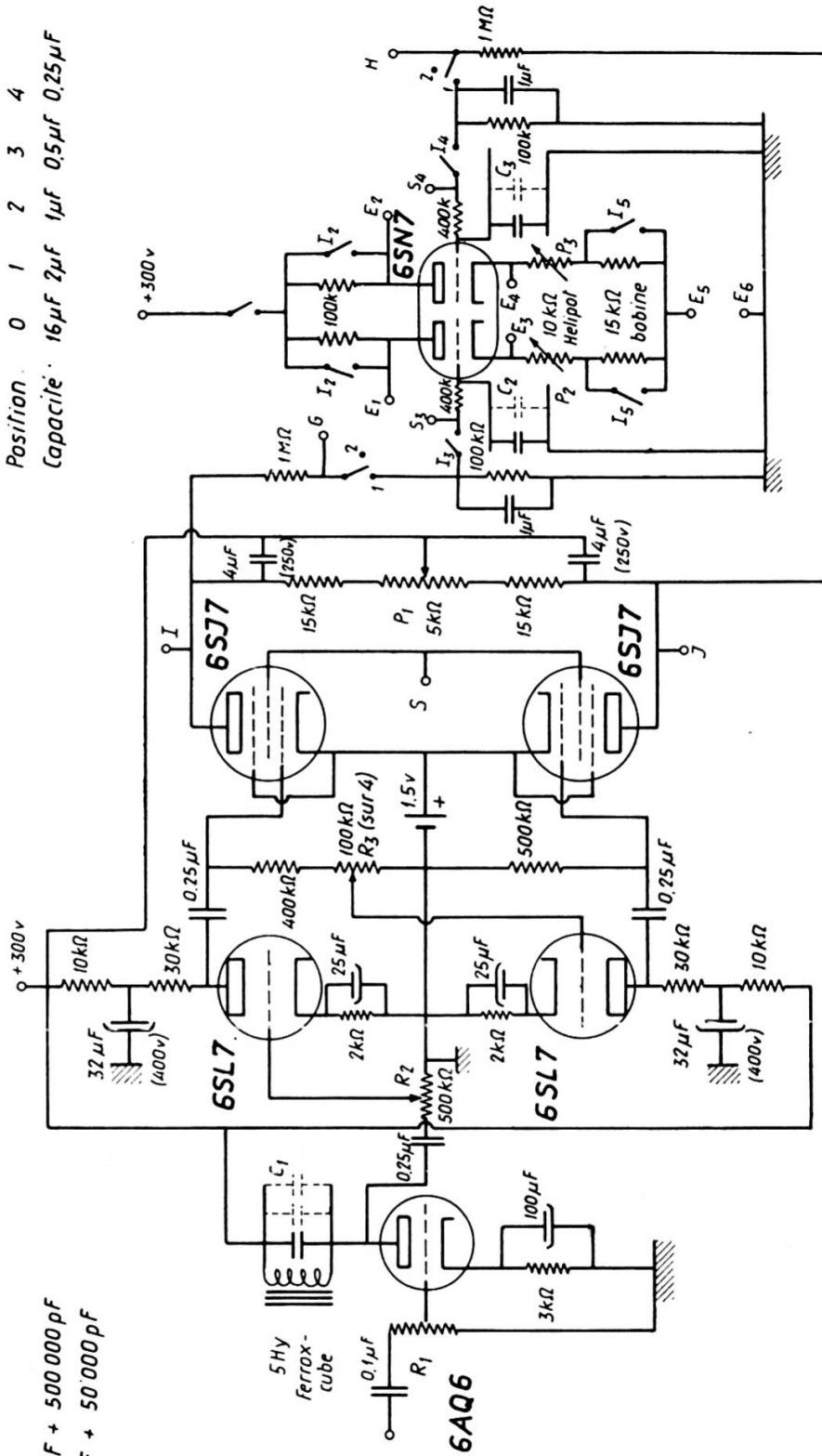
Le mélangeur est constitué par deux pentodes (6SJ7). Leur écran est relié en S. Leur tension est portée à 75 v continu (par batterie sèche). L'oscillateur local attaque un déphaseur d'un type classique, à amplitude constante et qui fonctionne dans d'excellentes conditions, de 16 c/sec à 400 c/sec. Cette tension de référence est amplifiée et attaque le point commun S des écrans. A la sortie du mélangeur, les deux plaques sont reliées directement sans condensateur de découplage aux deux grilles de l'amplificateur différentiel (6SN7). Les problèmes d'équilibrage et de stabilité ont été résolus par l'emploi de trois potentiomètres Hélipot. P_1 (5 K Ω) permet d'équilibrer les deux tensions de grille, P_2 et P_3 (10 K Ω) ajustent les potentiels de cathode de la 6SN7 de façon à annuler le courant dans le galvanomètre enregistreur.

La constante de temps des circuits est réglée au moyen de condensateurs variables, qui viennent se mettre en parallèle sur les deux grilles de la 6SN7.

Lock-in

C_1 : Selecteurs :
 5 x $1 \mu F$
 5 x $100\,000 \text{ pF} + 500\,000 \text{ pF}$
 5 x $10\,000 \text{ pF} + 50\,000 \text{ pF}$

C_2 et C_3 :
 Position : 0 1 2 3 4
 Capacité : $16 \mu F$ $2 \mu F$ $1 \mu F$ $0,5 \mu F$ $0,25 \mu F$



R_1 : potentiomètre de $10 \text{ k}\Omega$ + 10 résistances de $10 \text{ k}\Omega$ avec sélecteur

Fig. 35

Comparaison entre valeurs théorique et expérimentale.

Le « lock-in » dont le schéma est fixé par la figure 35 a les caractéristiques suivantes: $m = 0,2$; $s' = 3 \cdot 10^{-3}$; $A_0 = 18$ ($\cos \varphi = 1$). D'où $\Delta i_{th} = 5,4 \text{ mA/v}$ calculé avec (IV-8).

Expérimentalement, nous avons noté: $\Delta i_{exp} = 5,2 \text{ mA/v}$.

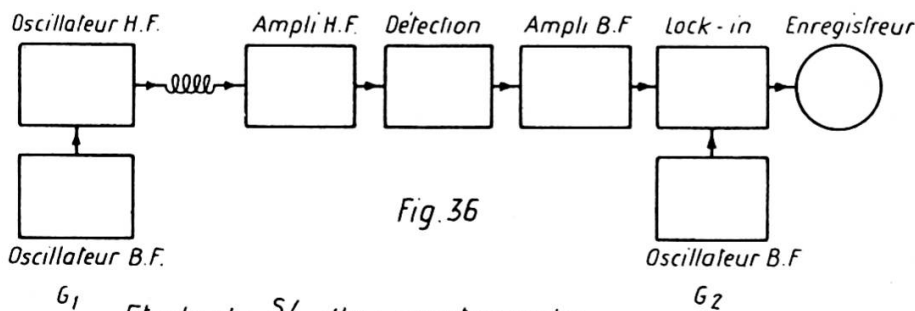
Signalons que le fonctionnement du « lock-in » est tout à fait satisfaisant, à condition:

- 1) de travailler avec une alimentation stabilisée;
- 2) d'attendre une demi-heure pour que l'appareil ait atteint sa température d'équilibre. Après quoi la stabilité est excellente.

§ 3. NOUVELLE MÉTHODE DE MESURE DIRECTE DE LA SENSIBILITÉ D'UN SPECTROGRAPHE [59].

Il semble admis par certains auteurs [51] que le seul moyen d'étudier la sensibilité d'une installation est donné par l'examen même du signal. Il est cependant important, au stade des contrôles électroniques, de pouvoir donner avec précision le niveau de bruit de fond d'entrée, avant de procéder à la recherche des signaux.

Nous avons utilisé dans ce but une méthode schématisée sur la figure 36.



Le premier oscillateur B.F. (G_1) a pour but de produire une modulation d'amplitude de l'oscillateur H.F. à une fréquence

de l'ordre de 35 c/sec. A la sortie de la détection, la tension à 35 c/sec représente un signal fictif de résonance nucléaire. Si le « lock-in » est attaqué par un deuxième oscillateur B.F. (G_2) à une fréquence légèrement différente, soit par exemple de 35,5 c/sec, on voit apparaître sur l'enregistreur une fréquence de 0,5 c/sec.

On procède de la façon suivante :

Connaissant le taux de modulation de l'oscillateur et l'amplification du dispositif, on en déduit immédiatement le niveau de bruit, après avoir réglé la modulation de sorte que le signal à 0,5 c/sec ou à une fréquence plus basse encore disparaisse dans le bruit de fond. Il faut prendre évidemment certaines précautions, entre autres contrôler la linéarité de la modulation en fonction de la tension de l'oscillateur B.F. (G_1).

Il est possible également de faire fonctionner les deux oscillateurs G_1 et G_2 à la même fréquence et de déterminer le niveau pour lequel la déviation continue après enclenchement et déclenchement de la modulation cesse d'être perceptible.

Ce test de sensibilité permet de se rendre compte très rapidement du rôle du « flicker-effect » dans le bruit de fond du dispositif. Il suffit pour cela de faire varier simultanément la fréquence de G_1 et G_2 entre 10 c/sec et 500 c/sec. Si le niveau de bruit reste le même à la sortie, c'est que le « flicker-effect » n'apporte aucune contribution appréciable. Cette méthode a fait ses preuves dans les différentes installations que nous avons été amené à construire. Elle s'est révélée efficace et rapide.

Détermination du niveau de bruit.

Nous avons constaté en faisant varier la fréquence que le spectre du bruit n'est pas blanc à la sortie du « lock-in ». A la plus basse fréquence (20 c/sec), le bruit est nettement plus élevé. L'amplification H.F. dans le cas présent n'est que de 35. Cette valeur se révèle donc insuffisante. Son augmentation doit faire disparaître toute trace de « flicker-effect », et par conséquent réduire le bruit de l'installation. C'est ce que les premières mesures ont confirmé.

Avec une amplification H.F. de 35, une tension de 0,1 v sur la détection et une bande passante de 0,03 c/sec, le bruit à l'entrée est:

$$\boxed{\left(\overline{e_v^2}\right)^{1/2} = 7 \cdot 10^{-9} \text{ v .}}$$

Au moyen de la formule de Nyquist:

$$\overline{e_v^2} = 4 K T R \Delta f . \quad (\text{IV-9})$$

On peut déduire une résistance équivalente $R_e = 100 \text{ K}\Omega$.

Cette résistance de bruit est effectivement plus grande que la valeur de bruit théorique du circuit oscillant d'entrée, qui est de 25 K Ω .

La méthode proposée nous a donc permis de déceler rapidement un léger défaut de sensibilité de l'installation et d'y porter remède.

Remarque: Un des avantages de cette méthode est qu'elle s'effectue dans les conditions qui sont réunies lors de l'apparition d'un signal de résonance. Elle permet de contrôler entre autres le bon fonctionnement de la détection. En un mot, elle constitue un critère décisif de fonctionnement d'un spectrographe.

§ 4. DÉTECTEUR DE RÉSONANCE SANS BALAYAGE ALTERNATIF.

Il peut être souhaitable de s'affranchir complètement de tous les effets dus à la présence des fréquences latérales (voir chap. VI). Ces effets, inhérents aux « lock-in » classiques, sont gênants lors des observations à haute résolution. Nous avons été ainsi amenés à construire un détecteur sur le principe proposé par Baker [52], fonctionnant sans aucun balayage de champ magnétique et par conséquent sans faire apparaître de fréquences latérales. L'hétérodynage s'effectue alors directement sur la fréquence de Larmor, selon le schéma de la figure 37.

Le fonctionnement de cet appareil est assez différent du précédent. Le signal de résonance nucléaire se présente, à

l'entrée de l'amplificateur H.F., sous la forme d'une onde à la fréquence de Larmor dont l'amplitude est liée à l'amplitude de la courbe de résonance.

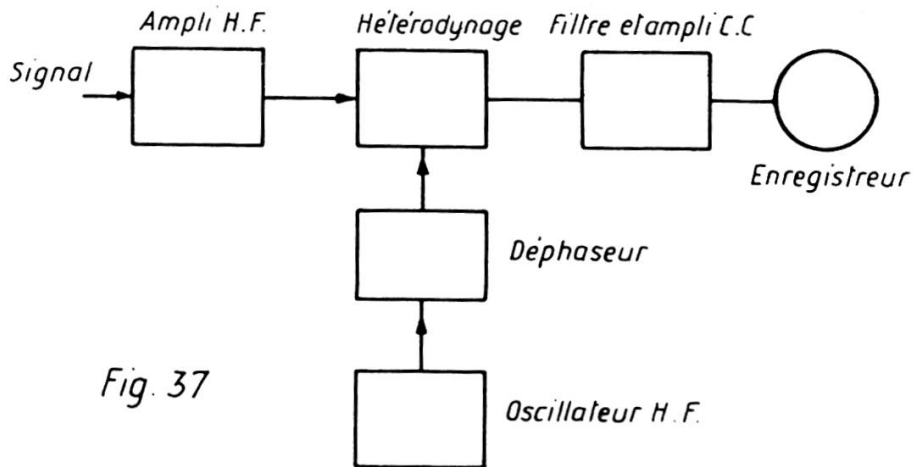


Fig. 37

L'observation se fait suivant l'axe y (fig. 38)

$$M_y = -(u \sin \omega t + v \cos \omega t) \quad (\text{IV-10})$$

avec :

$$H_x = H_1 \cos \omega t . \quad (\text{IV-11})$$

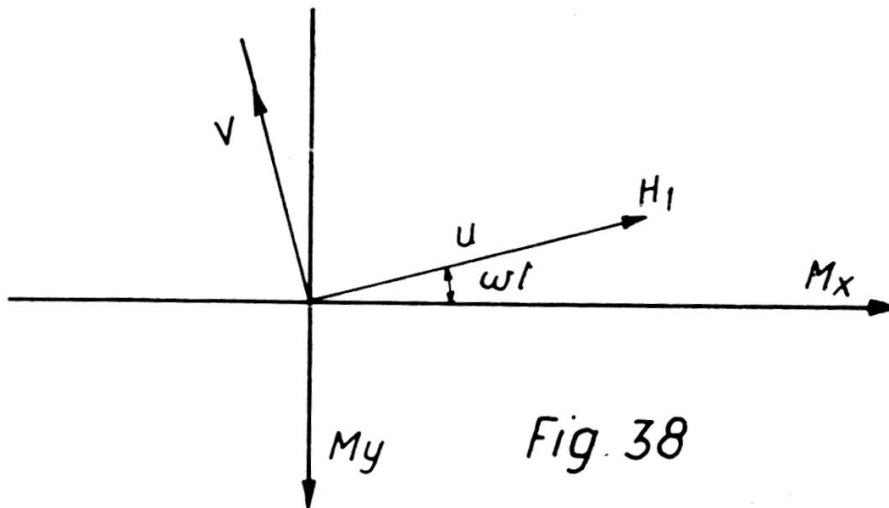


Fig. 38

Si la tension à la sortie du déphaseur est :

$$V = V_0 \cos (\omega t + \varphi) ,$$

à la sortie du « lock-in » il apparaît :

$$\begin{aligned}
 & - (u \sin \omega t + v \cos \omega t) V_0 \cos (\omega t + \varphi) = & \text{(IV-12)} \\
 & = - \frac{1}{2} V_0 [\{\sin (2\omega t + \varphi) - \sin \varphi\} u + \{\cos (2\omega t + \varphi) + \cos \varphi\} v].
 \end{aligned}$$

Les termes en $(2\omega t + \varphi)$ sont éliminés par un filtre. Il reste :

$$(u \sin \varphi - v \cos \varphi) . \quad \text{(IV-13)}$$

Pour $\varphi = 0$, c'est v qui apparaît (absorption),
 $\varphi = \pi/2$, c'est u qui apparaît (dispersion).

Avantages de ce détecteur.

1. Les fréquences latérales sont supprimées;
2. Le déphaseur permet de séparer très facilement u et v ;
3. Pas de détecteur à diode dans le circuit, ce qui supprime une des sources de bruit de fond.

Problèmes liés à la réalisation de ce détecteur.

Le bon fonctionnement d'un détecteur basé sur ce principe pose un certain nombre de problèmes délicats.

Comme il n'y a plus d'amplificateurs B.F., l'amplification doit être assurée, d'une part sur la composante H.F., d'autre part sur la composante continue. On amplifie de préférence la composante H.F. de façon à limiter les dérives. Or cette amplification nécessite un niveau de tension de fuite aussi faible que possible dans la bobine de réception. Il faut, en d'autres termes, réduire le coefficient d'induction mutuelle entre bobines d'émission et de réception au minimum.

Description du détecteur sans balayage (fig. 39).

Le schéma de la figure 39 donne les détails de construction. Le signal entre en E_1 . La première lampe (6SN7) délivre deux tensions de sortie de phases opposées. Elles attaquent chacune une 6L7 dont les deux grilles n° 2 sont reliées en E_2 à un déphaseur, qui est lui-même connecté à l'oscillateur d'alimentation des bobines d'émission. Le choix s'est porté sur la 6L7 pour

assurer l'hétérodynage, car elle fonctionne d'une façon satisfaisante même si elle est attaquée par un niveau de H.F. relativement élevé. La sortie, symétrique elle aussi, en S_1 et S_2 , peut être reliée grâce à un commutateur à S_3 et S_4 de l'amplificateur représenté sur la figure 35.

La réponse du dispositif est la suivante:

A l'entrée E_1 : 0,1 v H.F. correspond à 0,5 mA sur l'enregistreur. Cette valeur fixe le facteur de conversion du détecteur: 5 mA/v.

On note une dérive du courant pendant les dix premières minutes de fonctionnement.

§ 5. NOUVELLE MÉTHODE DE MESURE DE LA SENSIBILITÉ DU DÉTECTEUR SANS BALAYAGE (fig. 40).

Un générateur de bruit [53], dont l'émission de bruit réglable est produite par la scintillation d'une résistance, alimente le détecteur.

Principe de la mesure.

Le niveau de bruit est augmenté (au moyen du générateur) jusqu'à ce que la valeur moyenne relevée directement sur l'enregistreur corresponde à une déviation Δi . Soit $(\overline{V_B^2})^{1/2}$ la tension de bruit correspondante mesurée en E_1 . Soit V_s la tension alternative appliquée en E_1 qui produit la même variation de courant Δi sur l'enregistreur. V_s est fixée par le facteur de conversion du « lock-in ».

Si η = facteur de séparation du détecteur.

$$\frac{1}{\eta} = \frac{V_s}{(\overline{V_B^2})^{1/2}} \quad \text{avec} \quad V_s < (\overline{V_B^2})^{1/2} . \quad (\text{IV-14})$$

Ainsi tous les signaux dont l'intensité est η fois plus petite que le bruit en E_1 seront invisibles à l'enregistreur. η est une fonction de la bande passante de sortie.

Nous avons pu mesurer directement, par cette méthode, que pour une constante de temps de sortie de 3 sec, il est possible de

Détecteur de résonance (sans balayage)

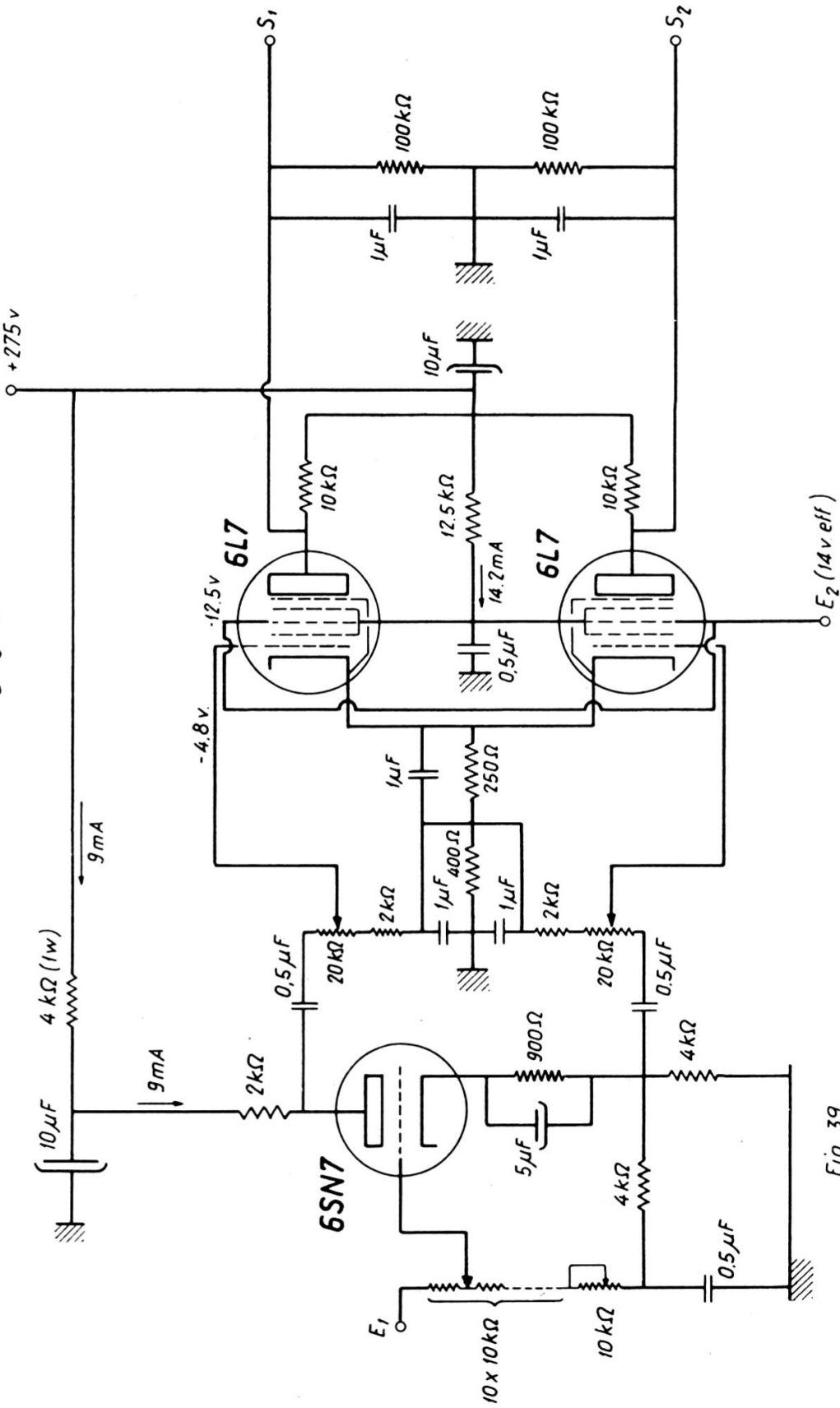
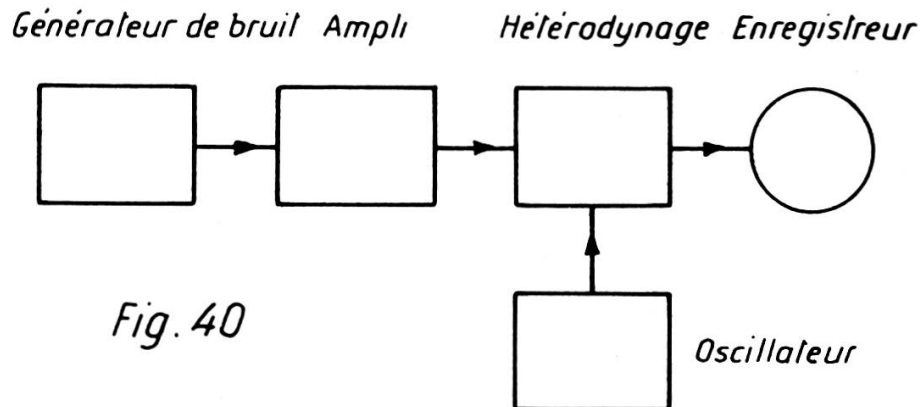


Fig. 39

détecter un signal dont l'amplitude est 80 fois inférieure au bruit à l'entrée E_1 , soit $\eta = 80$.

Pour une constante de temps de 16 sec, nous avons trouvé un facteur $\eta = 200$. Il est bien entendu que nous obtiendrions sans difficulté des constantes de temps plus élevées. Il est toutefois recommandé de ne pas dépasser de telles valeurs, car les durées d'enregistrement deviennent trop considérables, d'une part, et d'autre part les conditions de stabilité deviennent toujours plus difficiles à maintenir.



§ 6. UN NOUVEL APPAREIL :

LE DÉTECTEUR AMPLITUDINAL DE RÉSONANCE (fig. 41).

Nous décrivons rapidement ce « lock-in » d'un type tout à fait nouveau, qui se recommande par sa très grande simplicité et par la sûreté de son fonctionnement. Le signal de la forme $(u \cos \omega t - v \sin \omega t)$ attaque après amplification l'entrée S_1 , où il est redressé par une diode montée en doubleuse de tension à double alternance. L'autre côté est attaqué en S_2 par la tension de l'oscillateur H.F. qui alimente les bobines d'émission. Elle traverse un amplificateur à gain réglable, puis elle est redressée par un système de détection identique au premier. Le niveau est réglé de sorte que les tensions continues en I_3 et I_4 aient des valeurs aussi identiques que possible.

La stabilité de ce « lock-in » s'est révélée très satisfaisante; pas de dérive appréciable au bout de quelques heures de fonctionnement. Ceci est dû au fait que les fluctuations d'amplitude

R_1 : $10 \times 10 \text{ k}\Omega$ avec sélecteur + potentiomètre $10 \text{ k}\Omega$

C_1 et C_2 : sélecteurs : position 0 1 2 3 4
capacité 16 μF 2 μF 1 μF 0,5 μF 0,25 μF

Détecteur amplitude de résonance

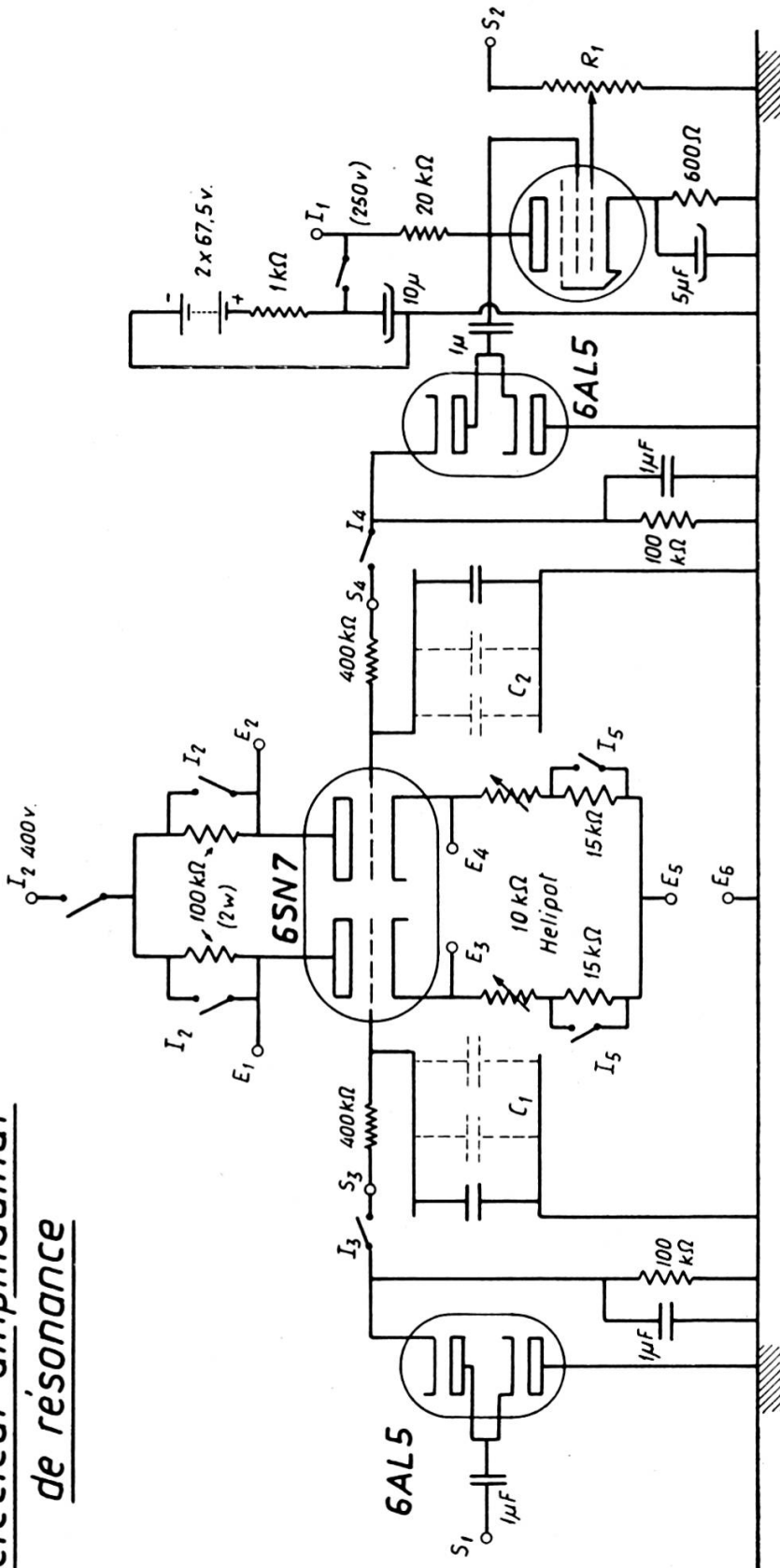
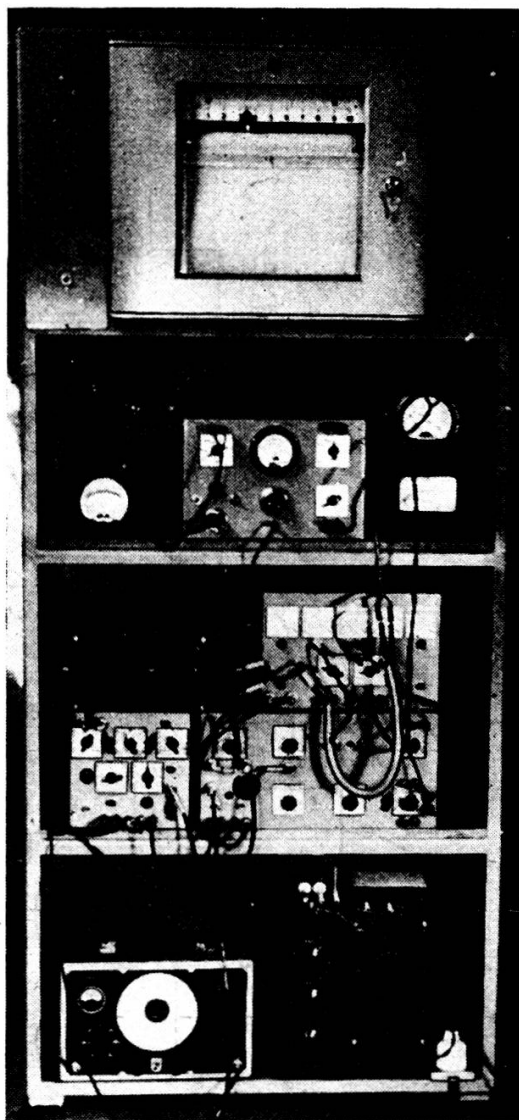


Fig. 41

de l'oscillateur (par ailleurs stabilisé en amplitude) se traduisent d'une façon égale en S_3 et S_4 , puisque les deux branches sont alimentées par le même oscillateur (dans la mesure où les circuits d'amplification n'ont pas de dérive propre).



« Lock-in. »

Fig. 42

En commençant par le bas, nous voyons au premier étage l'oscillateur B.F. avec les résistances de réglage du champ de balayage. Au deuxième étage, le « lock-in » proprement dit avec l'organe de déphasage sur la gauche. Au troisième étage, le balayeur linéaire avec les appareils de contrôle. Au-dessus, l'enregistreur.

(Hauteur de l'ensemble: 190 cm.)

CHAPITRE V

PRODUCTION DU CHAMP MAGNÉTIQUE

§ 1. INTRODUCTION.

Les exigences auxquelles doit satisfaire le champ magnétique sont extrêmement sévères si le spectrographe est destiné à l'observation des raies étroites. Deux points essentiels doivent être pris en considération :

- 1) homogénéité extrême dans le volume étudié;
- 2) stabilité dans le temps du champ.

Trois solutions sont possibles :

- a) *L'aimant permanent* donne toute satisfaction en ce qui concerne le deuxième point (à noter que le coeff. de temp. est de l'ordre de $-2 \cdot 10^{-4}/^{\circ}\text{C}$ [54]. En revanche, il est très difficile d'obtenir une très grande homogénéité, en raison du non-parallélisme des pièces polaires, des inhomogénéités internes de l'aimant, etc. Néanmoins, des résultats remarquables ont été obtenus avec des aimants permanents [55, 56];
- b) *L'électro-aimant* est soumis aux mêmes difficultés en ce qui concerne l'homogénéité, de plus la stabilité dans le temps du champ est liée directement aux fluctuations du courant d'alimentation. Cette solution semble triompher à l'heure actuelle grâce à l'emploi de générateurs de courant continu stabilisés par résonance nucléaire [57]. Des considérations financières ne nous permettant d'opter ni pour *a)* ni pour *b)*, nous avons été amenés à envisager une troisième solution : les bobines de Helmholtz;
- c) *Les bobines de Helmholtz* : Il est relativement aisé d'obtenir une bonne homogénéité. Les dérives dans le temps du champ sont liées, d'une part, à la variation de température

des bobines, d'autre part à la variation de tension des accumulateurs sous charge. Il faut donc travailler dans la mesure du possible avec des courants de faible valeur et des accumulateurs à grosse capacité.

Il est évident, pour des raisons d'échauffement, qu'il convient de se limiter à des champs de faible valeur ne dépassant pas 500 gauss. La production d'un champ magnétique plus élevé, de haute homogénéité, pose un problème d'alimentation de courant et de refroidissement d'un prix très coûteux.

§ 2. EXPRESSIONS FONDAMENTALES.

Soit :

N = nombre total des spires des deux bobines
 R = rayon moyen des bobines
 h = hauteur du bobinage
 b = largeur du bobinage.

On sait, par les travaux de Ruark, Peters [58] et Béné [59] que les expressions donnant la valeur du champ magnétique au centre de symétrie sont :

$$H_x = \frac{Ni}{10 R} \left[a \left(1 - \frac{h^2}{60 R^2} \right) - c \frac{r^4}{R^4} (35 \cos^4 \theta - 30 \cos^2 \theta + 3) + \dots \right] \quad (V-1)$$

$$H_y = \frac{Ni \sin \theta \cos \theta}{10 R} \left[c \frac{r^4}{R^4} (28 \cos^2 \theta - 12) + \dots \right]$$

$$a = 16 \pi 5^{-3/2} \quad \text{et} \quad c = 2^5 3^2 \pi 5^{-9/2} .$$

Expressions valables pour :

$$31 h^2 - 36 b^2 = 0 . \quad (V-2)$$

Rappelons que la distance entre les plans moyens des bobines est égale au rayon R .

Nous avons choisi les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} N &= 790 \text{ spires (en 22 couches par bobine)} \\ h &= 8,4 \text{ cm} \\ b &= 7,8 \text{ cm} \\ R &= 20 \text{ cm} \\ \phi \text{ fil} &= 0,4 \text{ cm.} \end{aligned}$$

Ces valeurs permettent de prévoir que dans une sphère de rayon de 1 cm :

$$\frac{\Delta H}{H} \approx 10^{-5} .$$

Pour la confrontation avec l'expérience, voir chapitre VI.

§ 3. ETUDE DU REFROIDISSEMENT DES BOBINES.

Afin de pouvoir produire un champ magnétique suffisamment élevé, un système de refroidissement efficace s'impose. De nombreuses solutions peuvent être envisagées.

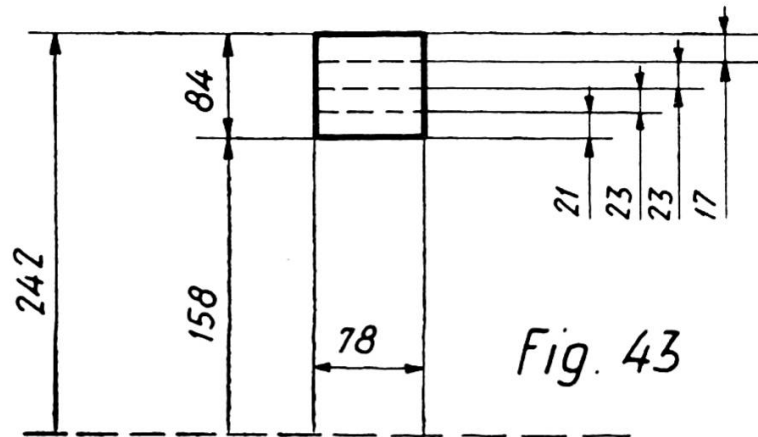
- a) refroidissement par les flasques avec circulation d'eau à l'intérieur de ces dernières;
- b) ventilation sur les bobines;
- c) refroidissement par circulation d'eau entre les spires maintenues écartées les unes des autres;
- d) refroidissement par tuyaux de cuivre parcourus eux-mêmes par le courant électrique.

Les deux premières solutions ne permettent pas des refroidissements très efficaces. Ainsi la ventilation a pour effet d'augmenter le coefficient de convection d'un facteur 5 seulement aux plus grandes vitesses de ventilation (soit 20-30 m/sec). De plus, elle présente des inconvénients en ce qui concerne les effets microphoniques. La solution c) est des plus intéressante au point de vue thermique. En revanche, la géométrie du bobinage est telle que l'homogénéité du champ magnétique est fortement compromise.

C'est la quatrième solution qui a prévalu. Elle permet d'obtenir une très haute homogénéité, en même temps qu'un refroidissement efficace. C'est ainsi que nous avons été amenés à choisir trois couches de tuyaux de refroidissement par bobine, disposées selon le schéma de la figure 43.

Il y a 22 couches de 18 spires chacune. Les couches de tuyaux se trouvent sur les 6^e, 12^e et 18^e couches. Le diamètre extérieur du tube est 4 mm, le diamètre intérieur 2 mm. La longueur moyenne d'un tuyau est de 22 m. Les trois couches de tube

sont mises en parallèle au point de vue hydraulique pour diminuer les pertes de charge, alors que fils et tuyaux sont mis en série au point de vue électrique.



Calcul d'orientation du refroidissement forcé des bobines.

Nous verrons plus loin que le débit dans les tuyaux de refroidissement est tel que le gradient de température entre l'entrée et la sortie du réfrigérant est de 17°C dans le cas où le courant circulant dans les bobines est de 25 amp. Ce courant correspond à un champ de 500 gauss (puissance évacuée = 1,05 Kw).

Hypothèses simplificatrices.

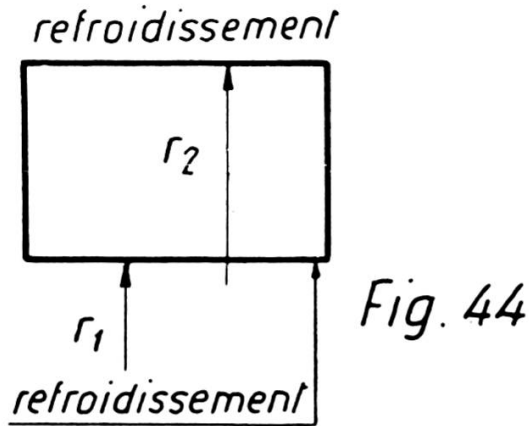
1. En raison, d'une part, du rapport $1/4$ entre épaisseur radiale et axiale d'une couche de fils comprise entre deux couches de tuyaux et, d'autre part, de la faible quantité de chaleur évacuée par les flasques en regard de celle qui est transmise à l'eau de refroidissement, nous assimilons la bobine à un cylindre de longueur infinie (ce qui revient à négliger les pertes par les flasques). Nous supposons par ce fait que les lignes de chaleur sont radiales.

2. Nous postulons que les génératrices (fig. 44) r_1 et r_2 sont des isothermes dont la température θ_i est:

$$\theta_i = \frac{1}{2} (\theta_e + \theta_s) + \Delta\theta_{cu} \quad (\text{V-3})$$

avec

- θ_e = température d'entrée du réfrigérant,
- θ_s = température de sortie du réfrigérant,
- $\Delta\theta_{cu}$ = gradient de température entre le cuivre et le réfrigérant.



L'équation de la chaleur avec dégagement de chaleur dans la masse s'écrit en coordonnées cylindriques.

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} = \frac{K}{\gamma} \left[\left\{ \frac{\partial^2\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial\theta}{\partial r} \right\} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2\theta}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2\theta}{\partial z^2} \right] + \frac{Q}{\gamma} \quad (V-4)$$

En régime stationnaire, $\frac{\partial\theta}{\partial t} = 0$, en raison de l'hypothèse 1, (V-4) se réduit à

$$\frac{\partial^2\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial\theta}{\partial r} = - \frac{Q}{K} \quad (V-5)$$

Q est la chaleur dégagée au sein de la masse par unité de volume et par seconde.

K est la conduction thermique (K = 0,01 pour le bobinage).

La solution de cette équation différentielle est:

$$\theta = B \text{Log} \left(\frac{r}{r_1} \right) + C - \frac{Q}{4K} r^2 \quad (V-6)$$

B et C sont des constantes d'intégration qui doivent être déterminées par les deux conditions aux limites (fig. 44).

- 1) Pour $r = r_1$, $\theta = 0$,
 - 2) Pour $r = r_2$, $\theta = 0$.
- (V-7)

θ_i est pris comme origine des températures, d'où:

$$\theta = \frac{Q}{4K} \left[(r_1^2 - r_2^2) - \frac{(r_1^2 - r_2^2)}{\text{Log } \frac{r_2}{r_1}} \text{Log } r + (\text{Log } r_1) \frac{(r_1^2 - r_2^2)}{\text{Log } \frac{r_2}{r_1}} \right] \quad (\text{V-8})$$

Cette fonction possède un maximum pour:

$$r_{\max} = \left[\frac{r_2^2 - r_1^2}{2 \text{Log } \left(\frac{r_2}{r_1} \right)} \right]^{1/2} \quad (\text{V-9})$$

En remplaçant (V-9) dans (V-8) et en posant:

$$\alpha = \frac{r_2}{r_1} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{1}{2} \frac{(\alpha^2 - 1)}{\text{Log } \alpha} \quad (\text{V-10})$$

Il vient:

$$\theta_{\max} = \frac{Q_0}{4K} r_1^2 [1 + \beta (2 \text{Log } \beta - 1)] \quad (\text{V-11})$$

Sur la figure 43, nous choisissons le tronçon correspondant à:

$$r_1 = 17,9 \text{ cm}$$

$$r_2 = 20,2 \text{ cm.}$$

Pour une puissance totale dissipée de 1,05 Kw, au moyen des expressions (V-9) et (V-11), on trouve:

$$r_{\max} = 19 \text{ cm}$$

$$\theta_{\max} = 30^\circ \text{ C.}$$

La température limite θ_l est donnée par:

$$\theta_l = \theta_{\max} + \theta_i \quad (\text{V-12})$$

Soit:

$$\theta_l = \frac{1}{2} (\theta_e + \theta_s) + \Delta\theta_{\text{cu}} + \theta_{\max} \quad (\text{V-13})$$

Nous ne présenterons pas ici le calcul des autres tronçons qui donnent sensiblement la même valeur pour θ_{\max} .

*Etude de la transmission de chaleur au réfrigérant :
calcul de $\Delta\theta_{cu}$ [60].*

La différence de température $\Delta\theta_{cu}$ entre le tuyau de cuivre et le réfrigérant, liée à l'évacuation d'une puissance déterminée, peut être calculée au moyen de la formule de Nusselt [61].

Soit :

$$\frac{\alpha Di}{\lambda_f} = 0,024 R_e^{0,8} P_r^{0,31} . \quad (V-14)$$

L'expression (V-14) permet d'évaluer α et, par conséquent, de calculer $\Delta\theta_{cu}$ par :

$$\Delta\theta_{cu} = \frac{Q}{\alpha S} . \quad (V-15)$$

Rappelons quelques définitions fondamentales :

$$N_u = \frac{\alpha Di}{\lambda_f} \text{ (nombre de Nusselt)}$$

$$R_e = \frac{U Di}{\gamma} \text{ (nombre de Reynolds)}$$

$$P_r = \frac{P_e}{R_e} = \frac{\gamma}{A_f} \text{ (nombre de Prandtl)}$$

$$P_e = \frac{U Di}{A_f} \text{ (nombre de Péclet)}$$

$$A_f = \frac{\lambda_f}{\rho C_p} \text{ (coefficient de diffusivité)}$$

λ_f est le coefficient de conduction thermique du fluide

α est le coefficient de convection du fluide.

Rappelons que $Di = 2 \cdot 10^{-1}$ cm et qu'il y a 6 tuyaux de 22 m. de longueur.

De plus, $U = 1,6$ m/sec, soit 5 cm³/sec par tuyau.

Dressons un tableau de comparaison entre l'eau et le pétrole :

<i>Eau</i> (20° C)	<i>Pétrole</i> (20° C)
$\lambda_f = 1,4 \cdot 10^{-3}$	$\lambda_f = 4 \cdot 10^{-4}$

$$\begin{array}{ll}
 A_f = 1,4 \cdot 10^{-3} & A_f = 9,8 \cdot 10^{-4} \\
 \gamma = 10^{-2} & \gamma = 2 \cdot 10^{-2} \\
 R_e = 3,2 \cdot 10^3 & R_e = 1,6 \cdot 10^3 \\
 P_r = 7,1 & P_r = 20,4 \\
 \alpha = 0,197 & \alpha = 0,045
 \end{array}$$

D'où:

$$\Delta\theta_{\text{cu}} = 3^\circ \text{ C par (V-14) et (V-15) (eau).}$$

D'où:

$$\Delta\theta_{\text{cu}} = 13,5^\circ \text{ C par (V-14) et (V-15) (pétrole).}$$

Valeurs déterminées pour $S = 4,15 \cdot 10^2 \text{ cm}^2$ (surface intérieure des six tuyaux) et $Q = 250 \text{ cal/sec}$ (1,05 Kw), correspondant à un courant de 25 amp et un champ de 500 gauss.

Il apparaît nettement que le pétrole est un moins bon réfrigérant. Comme $\Delta\theta_{\text{cu}} = 13,5^\circ \text{ C}$ n'est pas une valeur excessive, nous fixons néanmoins notre choix sur le pétrole, qui présente l'avantage de ne pas entartrer les tuyaux.

Etude des corrections [60].

1. Correction due à la courbure, elle intervient si $\delta \neq 1$ avec:

$$\delta = 1 + 1,77 \frac{Di}{R} \quad (\text{V-16})$$

R, rayon de courbure est de 20 cm. $\delta = 1 + 1,77 \cdot 10^{-2} \approx 1$.

2. Correction sur la longueur: elle intervient si $L < L'$ avec

$$\begin{array}{l}
 L = \text{longueur d'un tuyau, et} \\
 L' = 0,015 P_e Di .
 \end{array} \quad (\text{V-17})$$

On vérifie qu'il n'y a pas non plus de correction à introduire dans ce cas.

Calcul de θ_s .

Le débit d'écoulement du pétrole est de $5 \text{ cm}^3/\text{sec}$ par tuyau, soit au total $30 \text{ cm}^3/\text{sec}$.

Si:

$$\theta_e = 15^\circ \text{ C} .$$

On en déduit:

$$\theta_s = 31,5^\circ \text{ C (pour 250 cal/sec) .}$$

Il est possible maintenant de calculer θ_1 par (V-13)

$$\theta_1 = 67^\circ \text{ C .}$$

Confrontation avec l'expérience.

Les valeurs mesurées (au moyen de thermocouples) présentent un accord satisfaisant avec les valeurs théoriques.

On mesure entre deux couches de tuyaux une température maximum:

$$\theta_l = 75^\circ \text{ C .}$$

A la sortie des bobines, la température du pétrole est de:

$$\theta_s = 30^\circ \text{ C .}$$

Enfin, le gradient de température entre le pétrole et le tuyau est:

$$\Delta\theta_{cu} \approx 10^\circ \text{ C .}$$

Le refroidissement est suffisant pour permettre des observations en régime permanent à un champ de 500 gauss, dans des conditions exceptionnelles d'homogénéité qui seront exposées au chapitre VI.

Calcul de la perte de charge dans les tuyaux.

La perte de charge n'est pas modifiée par la forme géométrique (spirale) qu'affecte le tuyau. En conséquence, la perte de charge J_D est:

$$J_D = \frac{\lambda}{D} \frac{U^2}{2g} \quad (\text{V-18})$$

avec:

$$\lambda = \frac{0,618}{(Re)^{0,36}} + 0,00785 \text{ (formule de Lebeau [62]) .} \quad (\text{V-19})$$

Dans le cas du pétrole:

$$\lambda = 0,05 \text{ (pour } D = 0,2 \text{ cm, } U = 1,6 \text{ m/sec) .}$$

D'où :

$$J_D = 7 \text{ kg/cm}^2 \text{ (pour une longueur de 22 m) .}$$

Cette valeur est en parfait accord avec la valeur mesurée

§ 4. DESCRIPTION DE LA CONSTRUCTION.

Les flasques ont été faites en anticorrosdal B de 1 cm d'épaisseur. Les entretoises qui définissent les positions des deux bobines sont en laiton. De grandes précautions ont été prises pour éviter que des copeaux de matière magnétique compromettent l'homogénéité du champ.

Technique de bobinage.

La bobine de fil et la flasque sont montées toutes deux sur cabestan. Le bobinage est effectué par deux personnes. L'une exerce un effort sur le bras solidaire de la flasque, l'autre tire en sens inverse sur le bras fixé à la bobine. La force exercée sur le fil au cours du bobinage est de l'ordre de 50 kg. Chaque passage d'une couche à la suivante est effectué selon une position angulaire différente, de sorte que les vingt-deux décrochements correspondants aux vingt-deux couches se divisent également sur les 360° de la circonférence. Cette méthode a permis d'obtenir une très grande constance dans l'épaisseur du bobinage. Les mesures effectuées ont révélé que la variation d'épaisseur ne dépasse pas $8/10$ mm au maximum sur les 84 mm d'épaisseur du bobinage, soit moins de 1%. Cette extrême constance dans le rapport de $\frac{b}{h}$ le long de la circonférence est une des conditions importantes à remplir pour assurer l'homogénéité (voir (V-2)).

Tuyaux de refroidissement.

L'utilisation de tuyaux de refroidissement a été une des principales causes de difficultés. Les tuyaux en longueur de 5 m sont brasés bout à bout. Différents types de brasures ont été essayés. Une seule méthode s'est révélée efficace: un dégagement en biseau brasé au n° 1802 (Castolin) non magnétique.

Les tuyaux une fois brasés sont essayés à une traction supérieure à la tension de bobinage. Ils sont ensuite sollicités à une pression d'eau de l'ordre de 12 atmosphères. Le débit à la sortie est contrôlé. Il s'est révélé souvent insuffisant en raison de la coulée d'une brasure à l'intérieur du tuyau. Ces opérations effectuées, il reste à les vernir. Il est déconseillé d'employer des vernis séchant à l'air, leur résistance mécanique est insuffisante. C'est ainsi que nous avons été amenés à suspendre par leurs extrémités les six tuyaux de 22 m. Ils ont été enduits ensuite d'une laque 198 V, puis portés à 140° C pendant 2 h au moyen d'un courant de 150 amp, de façon à assurer la polymérisation. La température était contrôlée au moyen d'un archet pyrométrique. Ces opérations très longues ont été répétées trois fois. Chaque couche a une épaisseur radiale de l'ordre de 1,5/100 mm. L'épaisseur des trois couches étant insuffisante, nous avons appliqué une dernière couche de protection au moyen du vernis 325 N séchant à l'air. Le passage, assez délicat, d'une couche de fil à une couche de tuyau, a été également réalisé au moyen de brasures au 1802. Sitôt la couche de tuyau bobinée, elle est essayée une nouvelle fois à la pression, le débit est contrôlé. Les opérations de débobinage et de rembobinage du tuyau sont répétées jusqu'à ce que les performances exigées soient remplies.

Les bobines terminées ont été soumises à un traitement d'imprégnation, suivi d'une cuisson, de façon à les rendre plus résistantes aux chocs. Elles forment un bloc à tel point aggloméré par la laque qu'il est possible de les utiliser sans leurs flasques de fixation.

Alimentation par potence.

Le bobinage de chaque bobine est attaqué par l'extérieur (avec le même sens de rotation) en 1 et 3 (fig. 45), de façon à diminuer considérablement la composante du champ magnétique perpendiculaire à l'axe des bobines qui provient du pas du bobinage. Le nombre de couches est paire, de façon à ce que l'entrée et la sortie du bobinage se trouvent du même côté d'une bobine, afin de rendre plus efficaces les compensations de courant réalisées par la potence (fig. 45).

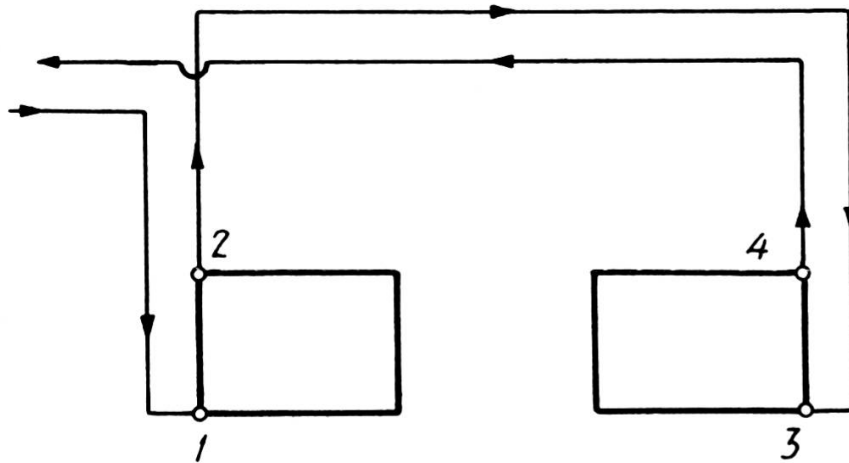


Fig.45 Potence

L'opposition des courants en chaque point de la potence est telle que les fils d'alimentation n'apportent pas de contribution appréciable au champ produit par les bobines et surtout n'introduisent pas d'inhomogénéité de champ magnétique. Pour

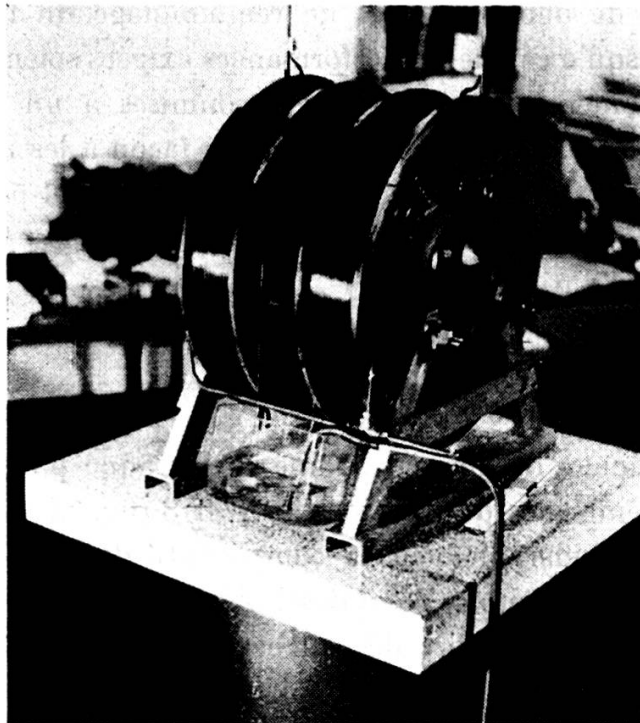


Fig. 46

que la compensation soit plus complète, les deux fils d'amenée sont coaxiaux. L'efficacité a été vérifiée en déplaçant la potence lors d'une observation sur une raie très étroite. Aucun effet ne s'est fait sentir.

Pour faciliter le transport, la potence peut être démontée très simplement. Il suffit de dévisser les manchons de serrage aux points 1-2-3-4 (fig. 45).

Circuit de refroidissement.

La photo 46 montre la distribution du pétrole sous pression. Elle s'effectue au moyen de deux tubes alimentant respectivement chacune des bobines par les flasques extérieures. Chacun de ces tubes se divise en trois conduites isolées électriquement de la masse par des raccords en plastique. Le pétrole est évacué par un même système de tubulures monté à l'intérieur des flasques. La pompe indiquée sur la figure 47 peut donner une pression maximum de 10 kg/cm². Le réglage de la pression s'effectue au moyen d'une vanne montée en court-circuit entre l'entrée et la sortie.

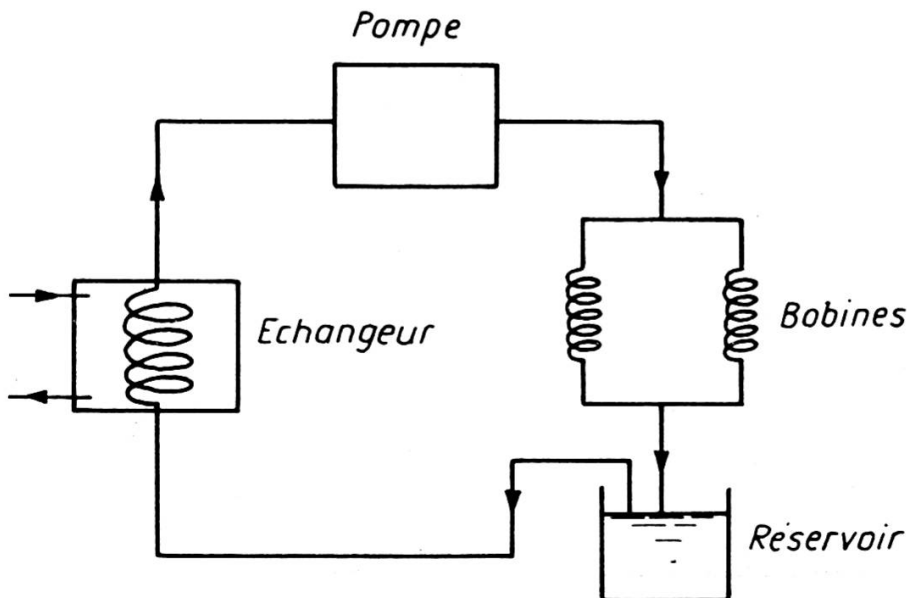
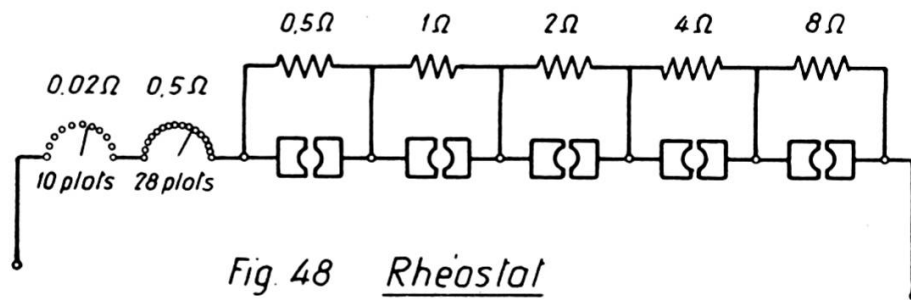


Fig. 47 Circuit de refroidissement

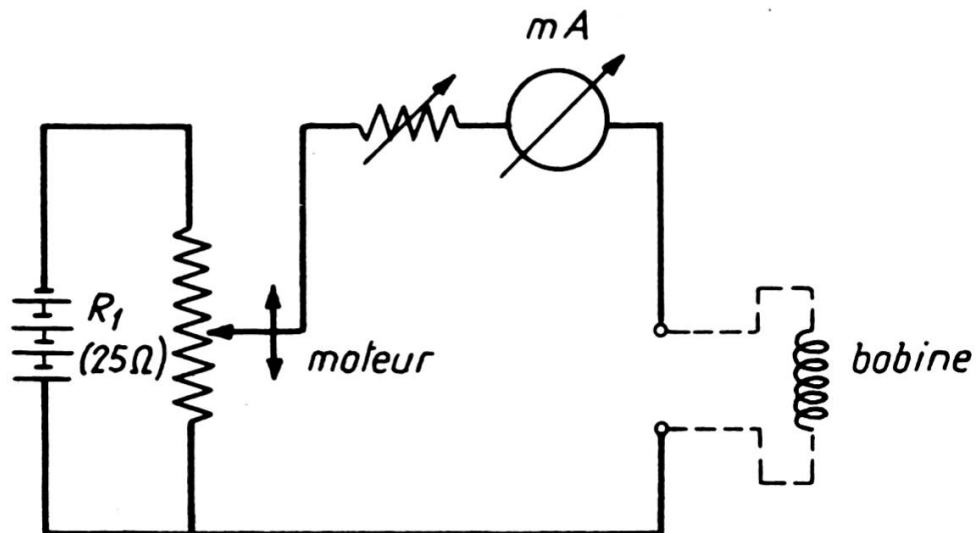
Réglage du courant dans les bobines de Helmholtz.

Le réglage du courant s'effectue au moyen d'un jeu de résistances représenté sur la figure 48.

Nous avons pu contrôler (voir p. 374) que la stabilité de ce groupe de résistances variables est supérieure à $2 \cdot 10^{-6}$ pour un courant de 6 amp.

*Balayeur linéaire de champ (fig. 49).*

Le balayeur permet de décrire une raie à vitesse constante de variation du champ magnétique. Dans ce but, une batterie de 10 v alimente un potentiomètre Hélipot de 25Ω (commandé



par un moteur synchrone à double sens de marche). Le moteur monté avec son réducteur tourne à 5 t/min. La course totale (10 tours de potentiomètre) s'effectue en deux minutes. Le potentiomètre est monté en diviseur de tension; il alimente la bobine de balayage au travers d'une résistance réglable. La plus faible des résistances en série permet d'obtenir une variation de courant dans le temps, dont la linéarité est supérieure à 1%. En dehors de cette extrême linéarité de la variation de champ, ce montage présente l'avantage de ne pas introduire de « crachements » dans la tête de mesure. La vitesse de balayage est réglée en fonction des temps de relaxation étudiés. Vitesse maximum de balayage 7 mgauss/sec.

CHAPITRE VI

THÉORIE ET OBSERVATION DES FRÉQUENCES LATÉRALES

§ 1. INTRODUCTION

Au cours des premières études de résolution avec des spectrographes hertziens, certains auteurs remarquèrent la présence de plusieurs raies de résonance sur des corps qui ne pouvaient en présenter qu'une. Ce phénomène fut attribué à l'existence des fréquences latérales par Torrey. Karplus [63] établit une théorie basée sur un formalisme quantique, qui mit en valeur le rôle essentiel que joue le balayage alternatif dans l'apparition de ces raies multiples. Ainsi, toutes les fois qu'un spectrographe muni d'un « lock-in » classique possède une résolution élevée, ces raies multiples se manifestent. Il convient donc de pouvoir les interpréter théoriquement de façon à ce qu'il n'y ait pas d'ambiguïté, soit dans les mesures de rapport gyromagnétique, soit dans les mesures de temps de relaxation ou de « shift » chimique.

Nous présentons une théorie basée sur le formalisme fondamental de F. Bloch, qui nous a permis de donner les expressions générales qui régissent l'amplitude et la forme des « fréquences latérales ». On retrouve, comme cas particulier pour $n = 1$, les expressions de Brown [64] et de Smaller [65].

§ 2. CALCUL BASÉ SUR LES ÉQUATIONS DE BLOCH.

Les équations de F. Bloch s'écrivent (voir II-6)

$$\begin{aligned} 1) \quad \frac{dF}{dt} + \left[\frac{1}{T_2} + i(\gamma H_s \cos \omega_s t + \gamma h) \right] F &= -\gamma H_1 m \\ 2) \quad \frac{dm}{dt} + \frac{(m-1)}{T_1} &= \gamma H_1 \rho . \end{aligned} \tag{VI-1}$$

Expressions valables pour :

$$H_{(t)} = H^* + H_s \cos \omega_s t + h . \quad (\text{VI-2})$$

H^* est le champs de résonance.

h est un champ de faible valeur qui permet de décrire la courbe de résonance.

A la résonance, $h = 0$.

En reprenant les considérations de la page 364, il est possible d'écrire $F(t)$ sous forme intégrale.

$$F(t) = -\gamma H_1 \int_{-\infty}^t dt' m(t') e^{\frac{(t'-t)}{T_2} + i\gamma h(t'-t) + i\frac{\gamma H_s}{\omega_s}(\sin \omega_s t' - \sin \omega_s t)} . \quad (\text{VI-3})$$

Soit :

$$t' - t = \tau \quad \text{et} \quad \frac{\gamma H_s}{\omega_s} = z \quad (\text{VI-4})$$

$$F(t) = \gamma H_1 \int_0^{-\infty} d\tau m(t + \tau) e^{\tau \left[\frac{1}{T_2} + i\gamma h \right] + iz \sin \omega_s(t + \tau) - iz \sin \omega_s t} . \quad (\text{VI-5})$$

Soit :

$$m(t + \tau) \approx 1 . \quad (\text{VI-6})$$

En faisant usage de la relation bien connue :

$$e^{iz \sin \theta} = \sum_{l=-\infty}^{l=+\infty} J_l(z) e^{il\theta} . \quad (\text{VI-7})$$

Il vient :

$$F(t) = \gamma H_1 \int_0^{-\infty} d\tau \sum_{l=-\infty}^{l=+\infty} J_l(z) e^{-il\omega_s t} \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} J_k(z) e^{il\omega_s(t+\tau)} e^{\tau \left[\frac{1}{T_2} + i\gamma h \right]} \quad (\text{VI-8})$$

Or :

$$\int_0^{-\infty} d\tau e^{\tau \left[\frac{1}{T_2} + i(\gamma h + k\omega_s) \right]} = -\frac{\frac{1}{T_2} - i(\gamma h + k\omega_s)}{\frac{1}{T_2} + (\gamma h + k\omega_s)^2} . \quad (\text{VI-9})$$

D'où :

$$F(t) = -\gamma H_1 \sum_{l=-\infty}^{l=+\infty} J_l(z) \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} J_k(z) \left[\frac{\frac{1}{T_2} - i(\gamma h + k\omega_s)}{\frac{1}{T_2} + (\gamma h + k\omega_s)^2} e^{i\omega_s(k-1)t} \right] \quad (\text{VI-10})$$

Soit:

$$G = -\gamma H_1 \sum_{l=-\infty}^{l=+\infty} J_l(z) \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} J_k(z) \quad (\text{VI-11})$$

$$D = \frac{1}{T_2} + (\gamma h + k \omega_s)^2 \quad (\text{VI-12})$$

$$k - 1 = n . \quad (\text{VI-13})$$

Comme:

$$F = v + iu \quad (\text{voir II-5}) \quad (\text{VI-14})$$

$$v_{(t)} = \frac{G}{D} \frac{1}{T_2} \cos n \omega_s t + \frac{G}{D} (\gamma h + k \omega_s) \sin n \omega_s t \quad (\text{VI-15})$$

$$u_{(t)} = -\frac{G}{D} (\gamma h + k \omega_s) \cos n \omega_s t + \frac{G}{D} \frac{1}{T_2} \sin n \omega_s t .$$

Les expressions (VI-15) peuvent se mettre sous la forme:

$$\begin{aligned} v_{(t)} &= C_n \cos n \omega_s t + D_n \sin n \omega_s t \\ u_{(t)} &= A_n \cos n \omega_s t + B_n \sin n \omega_s t . \end{aligned} \quad (\text{VI-16})$$

Calcul de G facteur de $\cos n \omega_s t$.

Si $n > 0$, c'est le terme $+ J_k J_{k-n} \cos n \omega_s t$ qui apparaît.

Si $n < 0$, c'est le terme $+ J_k J_{k+n} \cos n \omega_s t$ qui apparaît.

Soit:

$$J_k (J_{k-n} + J_{k+n}) \cos n \omega_s t .$$

Par des considérations analogues appliquées à G facteur de $\sin n \omega_s t$, on obtient:

$$\begin{aligned} A_n &= \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} \frac{\gamma H_1 M_0 J_k(z) [J_{k+n}(z) + J_{k-n}(z)] (\gamma h + k \omega_s)}{D} \\ B_n &= \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} \frac{\gamma H_1 M_0 J_k(z) [J_{k+n}(z) - J_{k-n}(z)] 1/T_2}{D} \\ C_n &= \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} \frac{-\gamma H_1 M_0 J_k(z) [J_{k+n}(z) + J_{k-n}(z)] 1/T_2}{D} \\ D_n &= \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} \frac{\gamma H_1 M_0 J_k(z) [J_{k+n}(z) - J_{k-n}(z)] (\gamma h + k \omega_s)}{D} \end{aligned} \quad (\text{VI-17})$$

Premier cas particulier : (n = 1).

Il correspond pratiquement à l'observation de la résonance à une fréquence égale à la fréquence de balayage ω_s .

En se servant de:

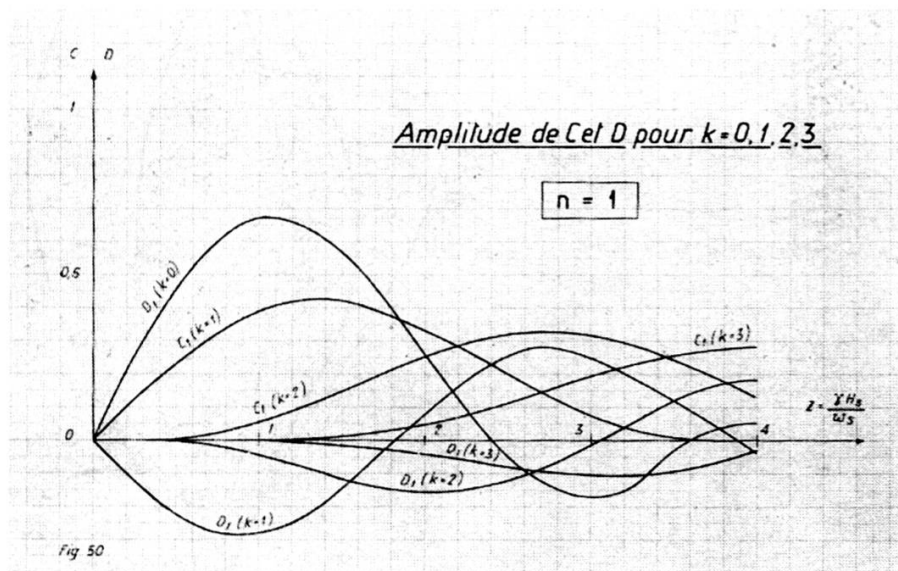
$$J_{k-1}(z) + J_{k+1}(z) = \frac{2k}{z} J_k(z) \cdot \quad (\text{VI-18})$$

On en déduit:

$$J_k(z) [J_{k-1}(z) + J_{k+1}(z)] = \frac{2k}{z} J_k^2(z) \cdot \quad (\text{VI-19})$$

En introduisant (VI-19) dans (VI-17), pour $n = 1$, nous tombons sur les expressions que Brown [64] a établies sur la base des calculs de Karplus [63]. Voir aussi Halbach [66].

Les expressions (VI-17) sont tout à fait générales. Il nous a paru intéressant de procéder à une évaluation numérique du cas ($n = 2$) où l'observation se fait à une fréquence double de celle du balayage (fig. 51). Nous donnons pour mémoire les courbes relatives à $n = 1$ (fig. 50).



§ 3. CONFRONTATION AVEC L'EXPÉRIENCE.

Nous nous limiterons à l'étude de ν :

L'expression (VI-16) montre que le réglage de la phase du

Amplitude de Cet D pour $k = 0, 1, 2, 3$

Pour $n = 2$

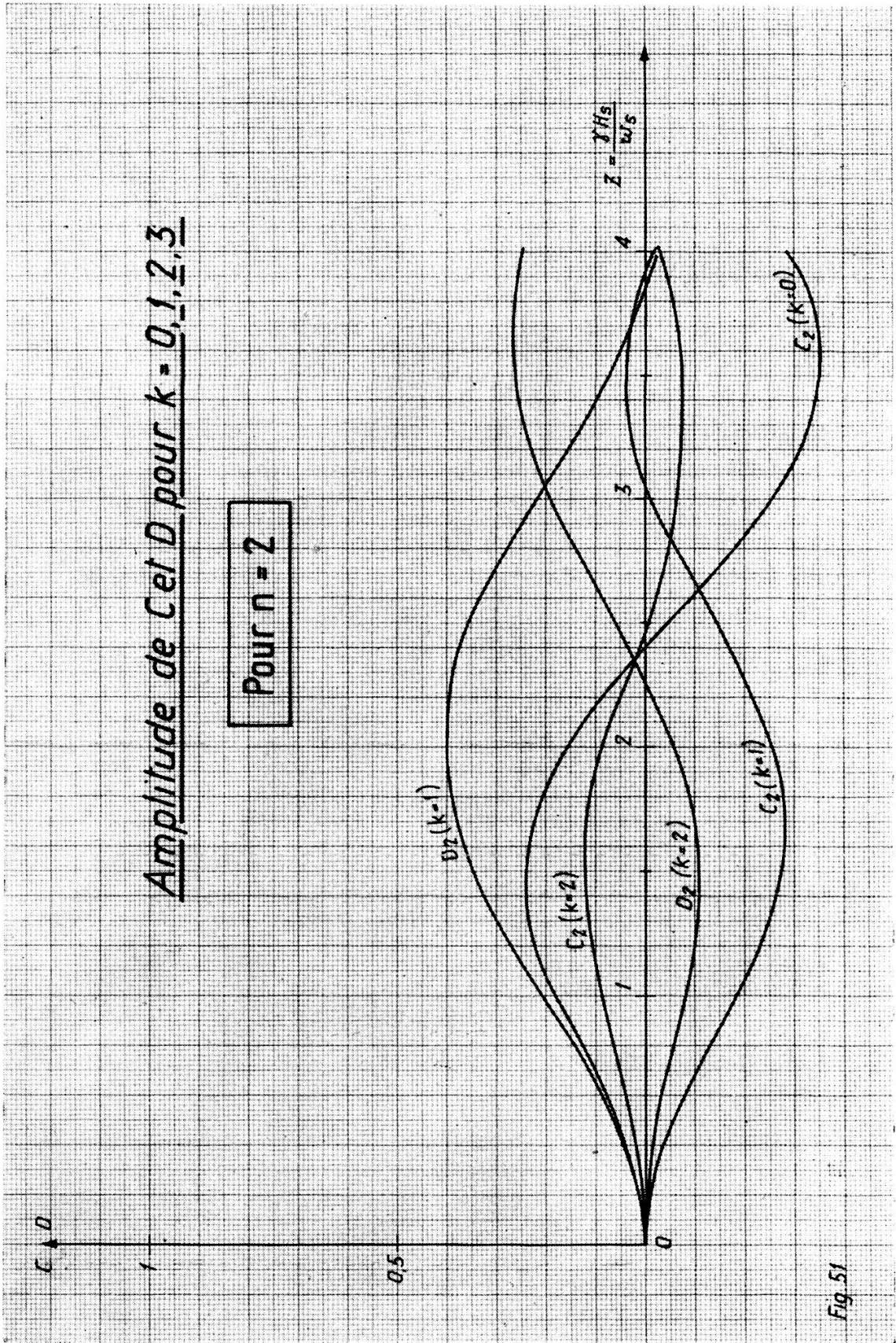


Fig. 51

« lock-in » permet de faire apparaître soit la partie absorption (C_n), soit la partie dispersion (D_n).

1. $n = 1$ (fig. 50).

Pour $k = 0$: $C_1(k = 0) = 0$ et $D_1(k = 0)$ a son premier maximum pour $z = 1,05$.

Pour $k = +1$: $C_1(k = +1)$ a son premier maximum pour $z = 1,4$ et

$D_1(k = +1)$ a son premier minimum pour $z = 0,9$.

Pour $k = -1$: $C_1(k = -1) = -C_1(k = +1)$ et

$D_1(k = -1) = D_1(k = +1)$.

Ainsi, si le « lock-in » est réglé de façon à faire apparaître C, le signal se présente sous la forme de deux courbes d'absorption de signes opposés et d'amplitudes égales séparées par le double de la fréquence de balayage f_B (voir fig. 52).

A la valeur H^* (résonance), l'amplitude est nulle.

Si le « lock-in » est réglé sur D, le signal se présente sous la forme de trois courbes de dispersion.

2. $n = 2$ (fig. 51).

Pour $k = 0$: $C_2(k = 0)$ a son premier maximum pour $z = 1,5$ et

$D_2(k = 0) = 0$.

Pour $k = 1$: $C_2(k = 1)$ a son premier minimum pour $z = 1,7$ et

$D_2(k = 1)$ a son premier maximum pour $z = 2,05$.

Pour $k = -1$: $C_2(k = -1) = C_2(k = +1)$ et

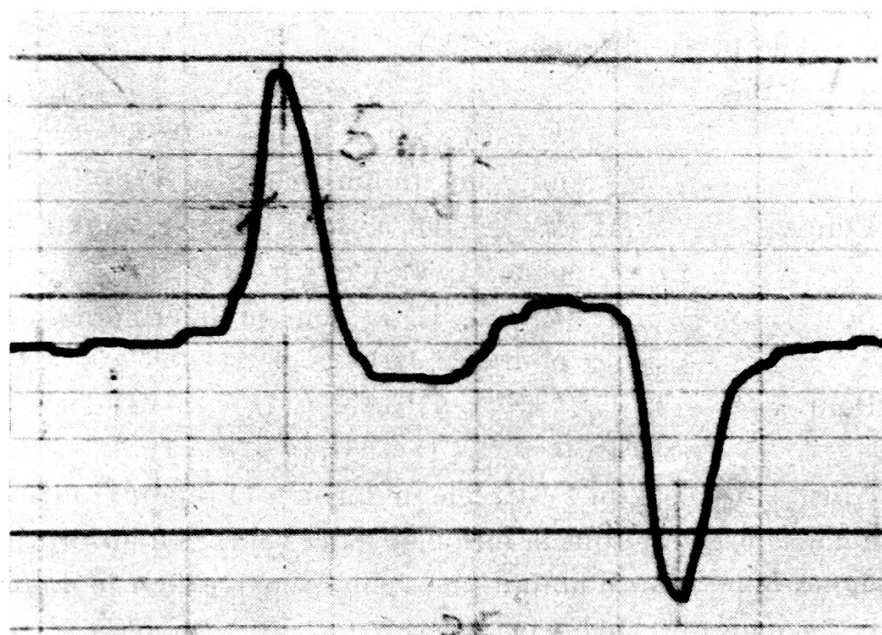
$D_2(k = -1) = -D_2(k = +1)$.

C_2 correspond à trois courbes d'absorption, la centrale > 0 , les deux latérales sont < 0 . Si l'observation se fait sur D, il apparaît deux courbes de dispersion de signes opposés séparées par $2 f_B$.

Dans l'ensemble, l'amplitude des courbes ($n = 2$) est inférieure à celle qui caractérise les courbes ($n = 1$).

La figure 52 montre un enregistrement obtenu avec le « lock-in » (décrit à la page 397) réglé sur le terme en C.

$2 f_B$, soit 144 c/sec, en terme de champ magnétique, correspond à 33,9 mgauss (écart théorique entre les deux courbes de



$$\Delta H = 5 \text{ mgauss.} \quad f_B = 72 \text{ c/sec.}$$

Fig. 52

résonance). La valeur mesurée par étalonnage direct est de 34,9 mgauss, soit 3% d'écart. Cet écart est compatible avec l'imprécision de l'étalonnage.

La largeur de la raie est 5 mgauss.

Les conditions de balayage sont telles que $z = 0,12$. Sur le graphique de la figure 50, on voit que la valeur correspondante pour C est :

$$C = 0,06 .$$

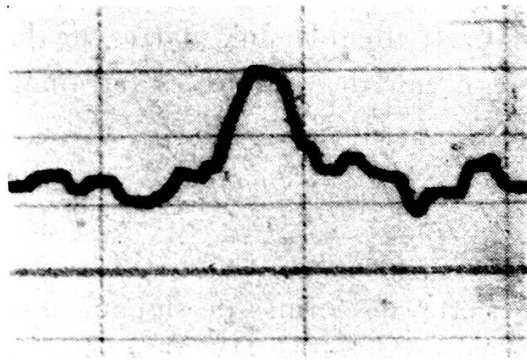
Il y aurait donc avantage à balayer à une fréquence plus faible de façon à augmenter l'amplitude du signal. C'est ce que l'expérience a confirmé.

Résolution.

L'enregistrement de la figure 53 montre une raie de résonance dont la largeur est de 1,9 mgauss (obtenue avec une solution de N/2000 de $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$).

La résolution obtenue est donc de $2 \cdot 10^{-5}$.

Le diamètre de l'échantillon est de 16 mm. Sa hauteur 2 mm. On calcule à l'aide de l'expression (V-1) que la valeur théorique



$$\Delta H = 1,9 \text{ mgauss.}$$

Fig. 53



Spectrographe.

Fig. 54

A droite, les bobines de Helmholtz (voir fig. 46) avec l'ampli H.F. monté sur console. Au centre, l'oscillateur H.F. avec l'ampli B.F. A gauche, le « lock-in » avec enregistreur (voir fig. 42). Au premier plan, l'oscillographe et le fréquencemètre. Dans le coin à droite en bas, on distingue les rhéostats de réglage.

de la résolution devrait être $4 \cdot 10^{-6}$. L'écart entre les deux valeurs est probablement attribuable aux barres de laiton qui sont susceptibles de contenir des impuretés ferromagnétiques [67].

Conclusion.

Le spectrographe que nous venons de présenter a servi à l'observation de certaines formes de signaux qui n'avaient pas encore été observées (chapitre II). Il a permis d'établir des concordances quantitatives satisfaisantes entre théorie et expérience.

La stabilité du champ magnétique (10^{-6}) et de la fréquence (supérieure à 10^{-5}), liée à une homogénéité excellente (2 mgauss pour l'instant) font de ce spectrographe un appareil de haute résolution.

Nous nous proposons d'étudier expérimentalement le cas $n = 2$ (fig. 51). Cet appareil est destiné enfin à l'étude des structures hyperfines (couplage dipôle-dipôle) dans le domaine des champs intermédiaires qui ont été assez peu étudiés jusqu'à présent.

REMERCIEMENTS.

Que M. le Professeur R. Mercier reçoive ici l'expression de mes remerciements les plus vifs pour l'appui qu'il m'a fourni, pour l'intérêt qu'il a pris à mes recherches et pour les moyens qu'il a mis à ma disposition.

Mes remerciements s'adressent également à :

M. le Professeur C. R. Extermann, qui m'a donné l'hospitalité à l'Institut de Physique de Genève, me permettant ainsi d'effectuer un travail très intéressant sur la résonance dans les champs tournants et dans les champs très faibles.

M. le Professeur G. Béné qui a dirigé mon travail de recherches à Genève.

M. le Professeur F. Bloch et ses collaborateurs (Arnold et Anderson) pour maints renseignements très précieux.

Je remercie toute l'équipe de l'atelier de l'E.P.U.L., qui a participé à divers titres à la construction du spectrographe (MM. Widmer, Rieben, Dellanégraz, Francfort, Giraud, Cottier).

Une mention toute spéciale pour l'énorme travail qu'a fourni M. H. Rieben. L'intérêt et le soin remarquables qu'il a porté à toute la réalisation au cours d'une longue année de constructions ont été le plus sûr garant des résultats obtenus.

Que le Fonds National trouve ici l'expression de mes remerciements sincères pour la bourse de recherche qui m'a été octroyée.

BIBLIOGRAPHIE

1. F. BLOCH, W. HANSEN, M. PACKARD, *P.R.*, 70, 474 (1946).
2. N. BLOEMBERGEN, E. M. PURCELL, R. V. POUND, *P.R.*, 73, 679 (1948).
3. TUTTLE, *P.I.R.E.*, 28, 23 (1946).
4. M. SOUTIF, thèse (1951).
5. ROBERTS, *Rev. of Sci. Instr.*, 18, 845 (1947).
6. ZIMMERMANN, *P.R.*, 76, 350 (1949).
7. CHAMBERS, *P.R.*, 76, 638 (1949).
8. ZIMMERMANN, *P.R.*, 73, 94 (1948).
9. M. E. PACKARD, *Rev. of Sci. Instr.*, 19, 435 (1948).
10. HOPKINS, *Rev. of Sci. Instr.*, 20, 400 (1949).
11. THOMAS, DRISCOLL, HIPPLE, *P.R.*, 78, 787 (1950).
12. C. MANUS, R. MERCIER, G. BÉNE, P. DENIS, R. EXTERMANN, *Onde électrique*, 35, 477 (1955).
13. G. FISCHER et al., *Archives des Sciences*, 7, 397 (1954).
14. VON HIPPEL, *Rev. of Mod. Phys.*, 22, 227 (1950).
15. THOMAS, *Electronics*, 114 (janvier 1952).
16. R. V. POUND, W. D. KNIGHT, *Rev. of Sci. Instr.*, 21, 219 (1950).
17. G. D. WATKINS, R. V. POUND, *P.R.*, 82, 343 (1951).
18. BROWN, thèse, Harvard (1949).
19. BROWN, *P.R.*, 78, 530 (1950).
20. W. G. PROCTOR, *P.R.*, 79, 35 (1950).
21. M. E. PACKARD, J. T. ARNOLD, *P.R.*, 83, 210 (1951).
22. KNOEBEL et HAHN, *Rev. of Sci. Instr.*, 22, 904 (1951).
23. C. E. WARING, R. H. SPENCER, R. L. CUSTER, *Rev. of Sci. Instr.*, 23, 497 (1952).
24. H. S. GUTOWSKY, L. H. MEYER, R. E. MAC CLURE, *Rev. of Sci. Instr.*, 24, 644 (1953).
25. J. GUIDSBERG, Y. BEERS, *Rev. of Sci. Instr.*, 24, 632 (1953).
26. MALLING, *Electronics*, 184 (avril 1953).
27. H. F. WEAVER, *P.R.*, 89, 923 (1953).
28. H. G. BELJERS, R. PHILIPS, 14, 341 (1952-3).
29. G. CHIAROTTI, G. CRISTIANI, L. GIULOTTO, G. LANZI, *Nuovo Cimento*, 12, 519 (1954).
30. R. GABILLARD, *Onde électrique*, 35, 478 (1955).
31. MANUS, BÉNE, EXTERMANN, MERCIER, *H.P.A.*, 28, 617 (1955).
32. E. F. SALPETER, *Proc. Phys. Soc.*, A 63, 337 (1950).
33. B. A. JACOBSON, R. K. WANGSNESS, *P.R.*, 73, 942 (1948).
34. F. BLOCH, *P.R.*, 70, 460 (1946).

35. *La résonance paramagnétique nucléaire*, C.N.R.S. (1955);
R. GABILLARD, *C.R.*, 232, 1477 (1951).
 36. *Waveforms*, 124, Mc Graw-Hill (1949).
 37. C. BRUNETTI, *P.I.R.E.*, 27, 88 (1939).
 38. — *P.I.R.E.*, 25, 1593 (1937).
 39. — *P.I.R.E.*, 30, 542 (1942).
 40. *Measurements in Radio Engineering* (Terman), Mc Graw-Hill,
p. 290.
 41. J. GROSZKOWSKI, *P.I.R.E.*, 21, 958 (1933).
 42. W. R. HILL JR., *P.I.R.E.*, 33, 38 (1945).
 43. *Electronics, Elmore and Sands*, p. 375, Mc Graw-Hill.
 44. *Vacuum Tube Amplifiers*, Mc Graw-Hill.
 45. C. MANUS, G. BÉNÉ, *Archives des Sciences*, 3, 19 (1955).
 46. N. BLOEMBERGEN, thèse, Leyde (1948).
 47. SHIMODA, NISHIKAWA, *J. Phys. Soc. Japan*, 6, 516 (1951).
 48. R. L. CONGER, L. E. SCHILBERG, *Rev. of Sci. Instr.*, 25, 52 (1954).
 49. N. A. SCHUSTER, *Rev. of Sci. Instr.*, 22, 254 (1951).
 50. C. MANUS, *Cahier de Physique*, n° 62, 22 (1955).
 51. Voir référence 26.
 52. BAKER, *Rev. of Sci. Instr.*, 25, 390 (1954).
 53. C. MANUS, J. P. BOREL, R. MERCIER, *H.P.A.*, 27, 497 (1954).
 54. R. L. SANFORD, *Nat. Bur. Standards*, Circ. C, 448, p. 21 (1944).
 55. H. S. GUTOWSKY, C. J. HOFFMAN, *J. of Chem. Phys.*, 19, 1259
(1951).
 56. J. T. ARNOLD, thèse, Stanford (1955).
 57. J. T. ARNOLD, S. S. DHARMATTI, M. E. PACKARD, *J. of Chem.
Phys.*, 19, 507 (1951).
 58. A. E. RUARK, M. F. PETERS, *Rev. of Sci. Instr.*, 13, 205 (1926).
 59. G. J. BÉNÉ, thèse, Paris (1951).
 60. E. SCHMIDT, *Thermodynamique* (1953).
 61. NUSSELT, *Forschg. a.d. Geb. d. Ing. Wes.*, 4, 39 (1933).
 62. *L'écoulement en conduites des liquides, gaz et vapeurs*, A. Schlag,
Dunod, 93 (1949).
 63. R. KARPLUS, *P.R.*, 73, 1027 (1948).
 64. J. H. BURGESS, R. M. BROWN, *Rev. of Sci. Instr.*, 23, 334 (1952).
 65. B. SMALLER, *P.R.*, 83, 812 (1951).
 66. K. HALBACH, *H.P.A.*, 29, 37 (1956).
 67. Communication personnelle du Dr Varian.
-