

50376
1960
9

UNIVERSITÉ DE LILLE

Laboratoire de Radioélectricité et d'Electronique
de la Faculté des Sciences de Lille

DIPLOME D'ÉTUDES SUPÉRIEURES
de Sciences Physiques



- 1. Etude et Réalisation d'un Appareil de Résonance
électronique**
 - 2. Application à la Métrologie des Champs magnétiques**
-
-

JURY *Président :* M. GABILLARD

Examineurs : M. LEBRUN

M. WERTHEIMER

Présenté à Lille, le Novembre 1960

par M. GAUTIER Serge, Licencié ès Sciences

Ce travail de recherches a été effectué au
Laboratoire de Radioélectricité et Electronique de la
Faculté des Sciences de Lille.

Nous tenons à exprimer notre reconnaissance
à Monsieur le Professeur GABILLARD, Directeur de ce
Laboratoire, qui nous a permis d'effectuer ce travail et
qui n'a cessé de nous conseiller.

Nos remerciements vont à Monsieur LEBRUN,
Professeur, pour les explications qu'il a bien voulu nous
donner.

Nous remercions le personnel technique pour
l'aide qu'il nous a apportée.

INTRODUCTION

Dans une première partie, nous exposons quelques méthodes de mesure des champs magnétiques, en insistant particulièrement sur la précision obtenue par la résonance nucléaire.

Après l'exposé de la théorie phénoménologique de F. BLOCH, nous décrivons deux méthodes de détection de la résonance nucléaire et électronique.

Notre appareillage est dérivé de celui employé dans la méthode BLOCH, où la bobine émettrice est constituée par un bifilaire ; il subsiste cependant un couplage électrique entre la ligne et la boucle réceptrice, dont nous montrerons l'influence sur le signal de résonance détecté.

Nous terminons en donnant les possibilités d'un tel appareil avec différentes substances : D.P.P.H. et charbons.

I. METROLOGIE DES CHAMPS MAGNETIQUES

Il existe, actuellement, de nombreuses méthodes de mesures de champ magnétique ; certaines ont été développées lors de la construction des accélérateurs de particules. Nous allons exposer sommairement quelques unes de ces méthodes.

1. Fluxmètre de GRASSOT

Il s'agit d'un galvanomètre sans couple de rappel, aux bornes duquel est reliée une bobine de faible résistance, dont le nombre de spires et la surface sont connues.

La force électromotrice développée dans la bobine est proportionnelle à $\frac{dB}{dt}$.

Le fluxmètre de GRASSOT est, en fait, un intégrateur mécanique et permet de mesurer des $\Delta B = B - B_0$.

La sensibilité d'un tel appareil est faible et son emploi est limité à des ΔB supérieurs à 1000 gauss.

2. Intégrateur électronique

Il est possible d'améliorer la sensibilité des mesures de champs faites au moyen d'une bobine, en la faisant suivre d'un intégrateur électronique ; la bobine comportera un plus grand nombre de spires que la bobine du fluxmètre de GRASSOT : sa résistance restera, cependant, faible devant la résistance d'entrée de l'intégrateur électronique.

On peut ainsi mesurer des ΔB de 10 gauss.

3. Bobines tournantes

Le flux traversant une bobine tournante, placée dans un champ magnétique B est donné par :

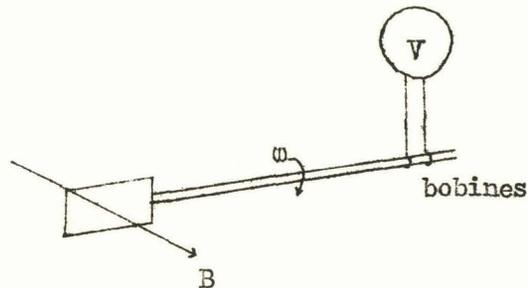
$$\phi = n S B \sin \omega t$$

ω : vitesse angulaire de la bobine
 S : surface de la bobine
 n : nombre de spires

La force électromotrice apparaissant aux bornes de la bobine est alors donnée par :

$$V = n S B \omega \cos \omega t.$$

Si on connaît ω , n et S , on déduit, d'une mesure de V , B en valeur absolue.



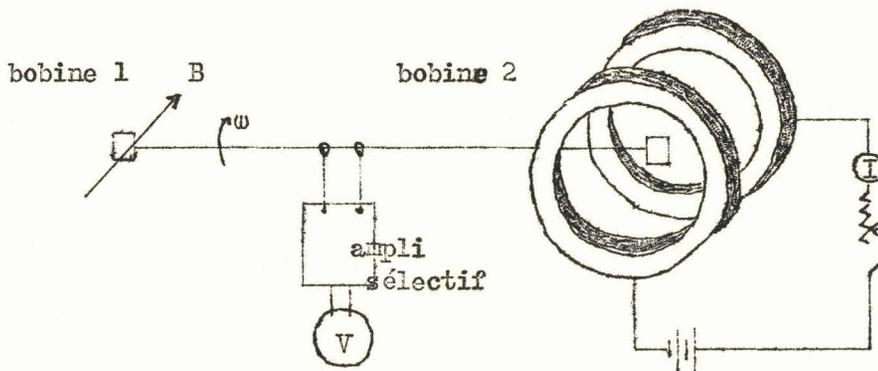
Inconvénients :

- a. Il faut connaître la vitesse de rotation.
- b. Il faut mesurer V avec précision, ce qui est rendu difficile par la nécessité de recueillir cette tension au moyen de balais frottant sur des bagues qui introduisent un bruit de fond du type "mauvais contact".

Perfectionnements apportés aux méthodes de bobines tournantes :

- a. L'intégration qui évite la mesure précise de ω .
- b. La méthode d'opposition : on dispose de deux bobines, placées sur un même axe ; la première est placée dans le champs à mesurer ; la seconde dans le champ produit par des bobines d'HELMHOLTZ.

Bobines d'HELMHOLTZ



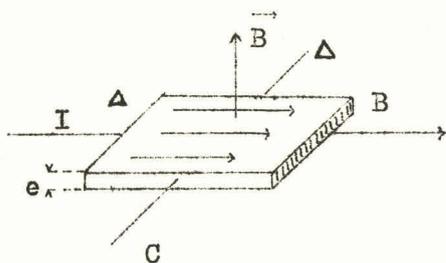
On amplifie la différence $V_1 - V_2$ à l'aide d'un amplificateur sélectif, ce qui permet d'éliminer une partie du bruit de fond provoqué par les balais ; on utilise ainsi une méthode de zéro ; pour cela, on fait varier le courant d'alimentation des bobines d'HELMHOLTZ, dont la caractéristique champ-courant est connue par ailleurs.

4. Magnéto-résistance

La résistance d'un fil de bismuth varie sous l'influence d'un champ magnétique ; cette variation de résistance peut être mesurée par une méthode de pont.

Ce procédé de mesure n'est applicable qu'à des champs supérieurs à 1000 gauss ; à basse température ($- 200^{\circ}$), la variation de résistance est suffisante pour mesures des champs de 100 gauss.

5. Effet HALL



Si une plaquette, taillée dans un conducteur ou dans un semi-conducteur, parcourue par un courant I , est placée dans un champ magnétique \vec{B} , perpendiculaire à sa surface, il

apparaît entre les faces C et D une différence de potentiel V , donnée par :

$$V = k \frac{B I}{e} \quad \left\{ \begin{array}{l} k : \text{constante de HALL} \\ e : \text{épaisseur de la plaquette} \end{array} \right.$$

La valeur de V est importante dans le cas des semi-conducteurs : de l'ordre du mV. Avec une plaquette de germanium, la sensibilité obtenue est de 1 mV pour 300 gauss, le courant d'excitation I étant de 2,5 mA.

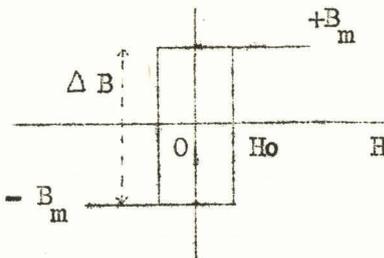
La réponse est linéaire, tout au moins jusqu'à 10.000 gauss ; en dessous de 100 gauss, la sensibilité est faible.

6. Peaking-strip

Ce dispositif est constitué d'un fil très fin de permalloy (diamètre : 5/100 de mm), entouré d'une petite bobine ; plongé dans un champ magnétique, le fil s'aimante jusqu'à saturation ; si le champ décroît et change de signe, l'aimantation du fil change de sens et reprend la même valeur absolue dans l'autre sens. A l'instant où le champ extérieur s'annule, l'induction magnétique dans le fil varie de deux fois sa valeur maximum, soit $\Delta B \simeq 30000$ gauss ; il apparaît donc une impulsion aux bornes de la bobine.

$$e = 10^{-8} S \frac{\Delta B}{\Delta t}$$

S : surface de la bobine
 Δt : durée de renversement de l'induction.



Pour obtenir une impulsion brève et de grande amplitude, il faut que Δt soit très petit ; ceci implique que le cycle d'hystérésis soit à flancs raides.

L'impulsion se produit non pas quand H s'annule, mais quand H est égal et opposé au champ coercitif H_0 . Ce dernier étant mal connu et sujet à variation, il faut le rendre le plus faible possible, c'est-à-dire utiliser un matériau magnétique à faibles pertes.

D'autre part, l'amplitude de l'impulsion dépend aussi de ΔB et il faut que l'induction de saturation du matériau magnétique soit la plus élevée possible.

Pour mesurer un champ non nul avec le peaking-skip, il faut lui opposer celui d'un solénoïde extérieur dont on connaît le rapport champ-

courant. On obtiendra une impulsion lorsque l'intensité des deux champs sera égale, ce que l'on obtient soit en modulant le champ du solénoïde de polarisation - si le champ à mesurer est constant, soit en maintenant constant le champ du solénoïde, si le champ à mesurer est variable.

7. Résonance magnétique

La résonance magnétique permet de ramener la mesure d'un champ à celle d'une fréquence. Il y a deux types de résonance dont les rapports champ-fréquence sont différents :

- résonance électronique : $\nu = \gamma_e H$

où $\gamma_e = 2,8003 \cdot 10^6$ Hz/oersted

- résonance nucléaire : $\nu = \gamma_n H$

où $\gamma_n = 0,004257 \cdot 10^6$ Hz/oersted (proton).

γ est le rapport gyromagnétique $\gamma = \frac{\sigma}{2\pi}$

L'intérêt fondamental de la résonance magnétique est que le rapport champ-fréquence est une formule qui ne fait intervenir que des constantes physiques parfaitement déterminées

$$\sigma = \frac{1}{2} \frac{e}{m} g$$

{ e : charge de l'électron
m : masse de l'électron
g : facteur de LANDE

C'est la seule méthode qui ne nécessite aucun étalonnage préalable : soit champ-courant de bobines d'HELMHOLTZ ou d'un solénoïde.

En résonance nucléaire, γ_n est le rapport gyromagnétique du noyau utilisé : le proton est le plus souvent employé dans les applications métrologiques.

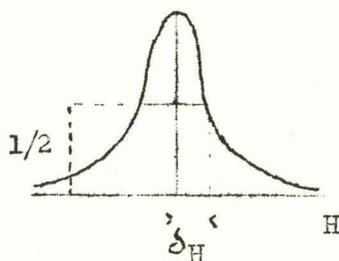
σ_{Au}	σ_{n}	σ_{H_2}
$2 \pi \cdot 0,691 \text{ MHz/tesla}$	$2 \pi \cdot 42,57 \text{ MHz/tesla}$	$2 \pi \cdot 45,41 \text{ MHz/tesla}$

$$1 \text{ tesla} = 10^4 \text{ gauss.}$$

Les valeurs de σ de la résonance électronique sont, pour les corps utilisables en métrologie des champs magnétiques, voisines de σ_0 de l'électron libre.

Précision de la méthode

Dans les deux cas, la précision d'une mesure de champ magnétique dépend de la largeur des raies de résonance.



La demi-largeur de la courbe d'absorption à mi-hauteur est donnée par :

$$\delta H = \frac{1}{\sigma T_2}$$

pour un champ haute fréquence faible.

T_1 et T_2 sont les temps de relaxation longitudinal et transverse du corps utilisé, dont nous reparlerons plus loin en détail (2e chapitre).

On a toujours $T_2 \leq T_1$; pour la mesure des champs, on choisit donc des corps pour lesquels $T_2 = T_1$, ce qui permet d'avoir une raie fine.

Les raies de résonance nucléaire sont, en général, beaucoup plus étroites que celles de résonance électronique ; par contre, l'intensité de ces dernières est notablement plus grande. Cependant, la raie du proton dans l'eau, très étroite (moins d'un milligauss de largeur) a une

intensité suffisante pour être employée dans les mesures de précision.

En principe, les raies de résonance électronique sont très larges (jusqu'à 100 gauss). Mais quelques corps ont des raies étroites ; ce sont, par exemple :

- les solutions de sodium dans l'ammoniaque liquide : on peut obtenir une largeur de 20 milligauss ;
- le radical libre diphényl-picryl-hydrazil ; à l'état solide : largeur totale de 3 gauss ; mais le signal est suffisamment intense pour qu'on puisse pointer le sommet de la raie à mieux que le 1/100 de sa largeur et obtenir une précision voisine de 1/1000 dès que H est supérieur à 30 gauss.
- les charbons : largeur variable avec les échantillons (0,2 à 1 gauss).

La résonance électronique permet de mesurer à 0,01 gauss près les champs de 5 à 1000 gauss.

Pour des champs supérieurs à 1000 gauss, la résonance nucléaire est généralement employée ; la précision obtenue est de 10^{-5} .

Pour les champs très faibles (champ terrestre), on peut employer les deux méthodes, mais le signal est très faible et son observation demande l'emploi de techniques très particulières. Citons quelques références :

- Méthode Gabillard-Germain (Rapport C.E.R.N., non publié).
- Méthode de Béné et Hochstrasser : résonance magnétique nucléaire pure.
- Méthode de prépolarisation : Varian.
- Méthode Abragam : Maser.

Les trois dernières méthodes sont décrites dans "Mesure des champs magnétiques faibles du type champ terrestre", par P. GRIVET : communications au Colloque de Pise, 1960.

II. RESONANCE MAGNETIQUE. THEORIE DE F. BLOCH

A. PARAMAGNETISME

La résonance électronique est liée au paramagnétisme ordinaire, expliqué par la théorie classique de LANGEVIN. La susceptibilité magnétique χ est donnée par :

$$\chi = \frac{1+i}{3i} \frac{N \mu^2}{k T} \left\{ \begin{array}{l} i : \text{est le spin (1/2 pour} \\ \text{l'électron)} \\ \mu_e : \text{moment magnétique} \\ N : \text{nombre de moments} \\ \text{par unité de volume} \end{array} \right.$$

Il existe également un paramagnétisme nucléaire décelé pour la première fois par l'étude de la structure hyperfine des spectres en optique. On peut introduire une quantité χ nucléaire par la même formule que ci-dessus mais où μ est un moment magnétique nucléaire μ_n .

$$\mu_n \neq \frac{\mu_e}{658} \text{ dans le cas du proton.}$$

Ce paramagnétisme nucléaire est donc beaucoup plus faible que le paramagnétisme électronique, puisque μ intervient au carré dans la formule donnant χ .

B. THEORIE MACROSCOPIQUE

Un noyau (ou un électron) possède un moment cinétique \vec{a} et un moment magnétique \vec{M} dont le quotient $\gamma = \frac{\gamma}{a}$ est le rapport gyromagnétique.

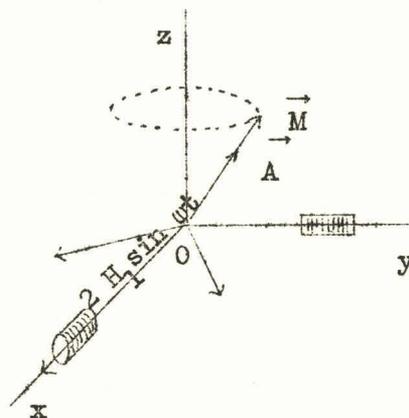
F. BLOCH (Induction Nucléaire, Phys. Rev., 70, 1946, p.460) a montré que, placé dans un champ magnétique, le mouvement de la résultante macroscopique \vec{M} des moments nucléaires d'un ensemble de noyaux (ou aussi moments électroniques) était entièrement assimilable au mouvement de l'axe d'un gyroscope aimanté.

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{A} : \text{moment cinétique par unité de volume} \\ \vec{M} : \text{moment magnétique par unité de volume.} \end{array} \right.$$

On peut alors lui appliquer un théorème de mécanique classique.

$$\frac{d\vec{A}}{dt} = \vec{M} \wedge \vec{H}_0$$

ou $\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma (\vec{M} \wedge \vec{H}_0)$ (1)



Appliquons maintenant un champ haute fréquence d'amplitude

$2 H_1$ très petite devant H_0 , perpendiculaire à H_0 . On peut décomposer ce champ en deux vibrations circulaires, tournant en sens inverse autour de H_0 .

L'une de ces vibrations tourne en sens inverse de \vec{M} et son effet moyen sera toujours nul ; l'autre vibration, au contraire, lorsqu'elle tournera à la fréquence de LARMOR : $f = \frac{1}{2\pi} \gamma H_0$, pourra céder au mouvement une énergie mesurable ; par ailleurs, l'angle entre H_0 et M prendra une valeur notable.

1. Amortissement de l'aimantation

Lorsqu'on établit le champ H_0 , chaque "gyroscope" élémentaire tend à précessionner autour de H_0 ; mais comme ils ont, au départ, des orientations et des vitesses quelconques, il faut un certain temps T_1 pour que l'aimantation statique soit établie. On peut également définir T_1 par un terme d'amortissement : l'orientation précédemment décrite est progressivement détruite par des inter-actions multiples (agitation thermique). T_1 , qui caractérise le couplage d'un gyroscope avec le milieu est appelé temps de relaxation spin-réseau ou longitudinal.

M_z étant la valeur de M suivant oz , on aura :

$$\frac{d M_z}{dt} = - \frac{M_z - M_0}{T_1} \quad (2)$$

2. Amortissement de la résonance

Lors de l'établissement du champ haute fréquence, l'angle de M_z avec H_0 ne prend pas brusquement une valeur notable ; de même, lorsque le champ haute fréquence est supprimé, cet angle ne devient pas nul instantanément. On peut, en effet, considérer que les phases des gyroscopes élémentaires qui précessionnent autour de H_0 ne se dispersent qu'après un certain temps T_2 , après la suppression du champ haute fréquence ; T_2 est

le temps de relaxation spin-spin ou transverse.

M_x et M_y obéissent aux équations suivantes :

$$\frac{d M_x}{dt} = - \frac{1}{T_2} M_x \quad (3)$$

$$\frac{d M_y}{dt} = - \frac{1}{T_2} M_y \quad (4)$$

On obtient donc le système différentiel suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d M_x}{dt} - \gamma (M_y H_z - M_z H_y) + \frac{1}{T_2} M_x = 0 \\ \frac{d M_y}{dt} - \gamma (M_z H_x - M_x H_z) + \frac{1}{T_2} M_y = 0 \\ \frac{d M_z}{dt} - \gamma (M_x H_y - M_y H_x) + \frac{1}{T_1} M_z = \frac{1}{T_1} M_0 \end{array} \right.$$

qu'il faut joindre à :

$$\left\{ \begin{array}{l} H_x = H_1 \cos \omega t \\ H_y = \pm H_1 \sin \omega t \\ H_z = H_0 \end{array} \right. \quad (5)$$

avec $H_1 \ll H_0$.

Pour intégrer ce système, on pose (pour $\gamma > 0$) :

$$\left. \begin{array}{l} M_x = u \cos \omega t - v \sin \omega t \\ M_y = u \sin \omega t + v \cos \omega t \end{array} \right\} \quad (6)$$

Les solutions sont :

$$u = \frac{\gamma H_1 T_2^2 \gamma \delta}{1 + (T_2 \gamma \delta)^2 + (\gamma H_1)^2 T_1 T_2} M_0 \quad (7)$$

$$v = \frac{\gamma H_1 T_2}{1 + (T_2 \gamma \delta)^2 + (\gamma H_1)^2 T_1 T_2} M_0 \quad (8)$$

$$M_z = \frac{1 + (T_2 \gamma \delta)^2}{1 + (T_2 \gamma \delta)^2 + (\gamma H_1)^2 T_1 T_2} M_0$$

avec $\gamma H_0 - \omega = \Delta \omega$

$$= \gamma (H_0 - H) = \gamma \delta .$$

C. DISPOSITIFS DE DETECTION

Nous en décrivons deux : la méthode de BLOCH, dite aussi méthode d'induction nucléaire, et l'autodyne.

1. Méthode de BLOCH

Au moment de la résonance, l'angle de M avec H_0 prend une valeur notable et on peut mesurer la force électro-motrice induite par M dans une bobine d'axe oy perpendiculaire à H_0 (soit oz) et $2 H_1$ (soit ox).

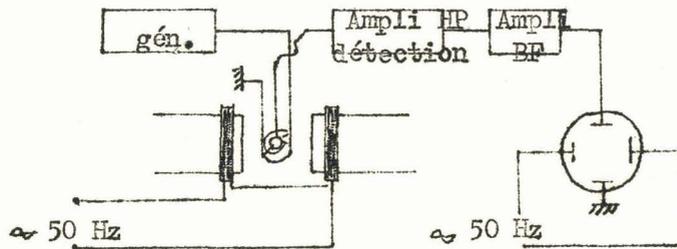


Fig. 1

Dans l'entrefer d'un électro-aimant créant le champ continu H se trouvent deux bobines d'axes respectifs ox et oy , contenant le corps à étudier ; la bobine ox est attaquée par un générateur haute fréquence et produit ainsi le champ $2 H_1$ de pulsation $\omega = \gamma H_0$; la bobine oy , en principe, ne reçoit aucun flux de la bobine ox et ne recueille que le signal

d'induction ; ce signal est ensuite amplifié. Pour faciliter son observation expérimentale, on réalise un balayage du phénomène. Pour cela, on superpose à H_0 un champ alternatif h_m très faible ; ceci permet une amplification basse fréquence et l'observation de la raie de résonance sur un oscilloscope dont le balayage est synchronisé sur la fréquence de h_m . La forme du signal est conservé si ce balayage est produit dans un temps très supérieur à T_1 ; on balaye généralement avec la tension du secteur à 50 Hz et cette condition est ainsi satisfaite (Fig. 1).

Le signal observé dans cette méthode est proportionnel à $\sqrt{u^2 + v^2}$, à condition qu'il n'y ait aucun couplage entre les bobines émettrices et réceptrices.

2. Autodyne

On n'utilise, ici, qu'une seule bobine, faisant partie d'un circuit oscillant, dont l'amortissement et la fréquence propre seront modifiés par le phénomène de résonance.

Au passage de la résonance, il apparaît un moment magnétique dont la composante suivant l'axe de la bobine est :

$$M = M' \cos \omega t + M'' \sin \omega t + M_0$$

On peut écrire :

$$H = H_1 e^{j\omega t}$$

$$M = (M' - jM'') e^{j\omega t}$$

Le rapport :

$$\frac{M}{H} = \frac{M'}{H_1} - j \frac{M''}{H_1} = \chi' - j\chi''$$

montre que la susceptibilité au moment de la résonance est complexe. Il existe une relation entre χ' et u d'une part, et entre χ'' et v d'autre part ; les équations (5) et (6) donnent, en effet :

$$\chi' = \frac{u}{H_1} \quad (9) \quad \text{et} \quad \chi'' = \frac{v}{H_1} \quad (10)$$

Supposons que la bobine fasse partie d'un circuit résonant ; l'impédance s'écrit :

$$z = r_0 + j \left(\omega L_0 - \frac{1}{\omega C_0} \right)$$

Si la bobine contient un corps paramagnétique, on a :

$$L_1 = L_0 (1 + 4 \pi \chi)$$

$$z_1 = r_0 + j \omega L_0 \left[1 + 4 \pi (\chi' - j\chi'') \right] + \frac{1}{j \omega C_0}$$

$$z_1 = r_0 + 4 \pi \omega L_0 \chi'' + j \omega L_0 (1 + 4 \pi \chi') + \frac{1}{j \omega C_0}$$

La résistance est modifiée de la quantité $\Delta r = 4 \pi \omega L_0 \chi''$ et la self de la quantité $\Delta L = 4 \pi L_0 \chi'$. Si donc on constitue avec cette self le circuit oscillant d'un oscillateur, on obtiendra une onde dont l'amplitude et la fréquence seront modifiées lors de la résonance.

D. LES RAIES DE RESONANCE

Pour une valeur donnée du champ haute fréquence H_0 , les termes u et v ne sont fonction que de δ soit $H_0 - H_1$ (Voir Fig. 2 et 3).

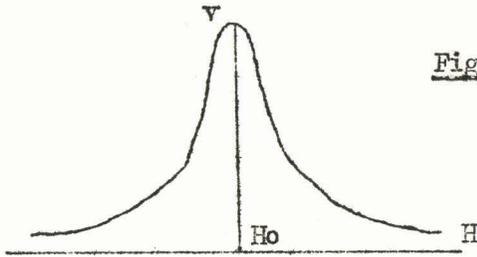


Fig. 2

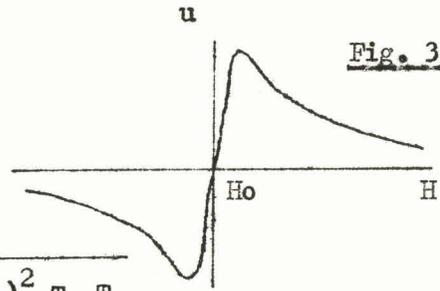


Fig. 3

u est maximum pour $\delta = \frac{1}{\sigma T_2} \sqrt{1 + (\sigma H_1)^2 T_1 T_2}$

v est maximum pour $\delta = 0$

$u_{\max} = \frac{1}{2} \frac{\sigma T_2 H_1}{\sqrt{1 + (\sigma H_1)^2 T_1 T_2}} M_0$	(11)
$v_{\max} = \frac{\sigma T_2 H_1}{1 + (\sigma H_1)^2 T_1 T_2} M_0$	

Lorsque H_1 augmente u_{\max} croît et tend vers une valeur limite :

$$u_M = \frac{1}{2} M \sqrt{\frac{T_2}{T_1}}$$

Par contre, v_m passe par un maximum v_u , puis tend vers zéro.

Valeur de H_1 donnant v_M :

$H_1 = \frac{1}{\sigma \sqrt{T_1 T_2}}$

La valeur de ce maximum est :

$$v_M = \frac{1}{2} M_0 \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} \quad (12)$$

D'après les relations (9) et (10), u est une dispersion et v une absorption

(Voir Fig. 4 et 5)

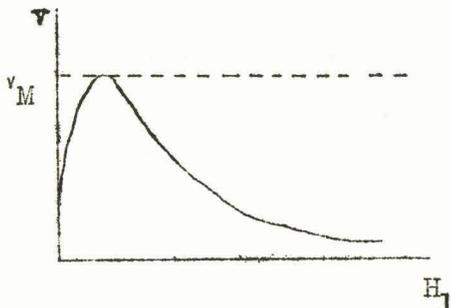


Fig. 4

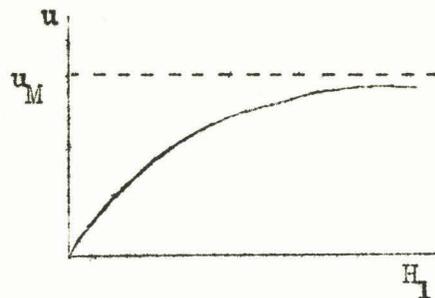


Fig. 5

Les deux montages que nous avons décrits ci-dessus donnent, théoriquement, des signaux qui dépendent à la fois de u et de v ; en fait, suivant le réglage des appareils, on peut obtenir (comme nous le verrons plus loin) un signal ne dépendant que de u ou de v .

E. COMPARAISON ENTRE LA RÉSONANCE NUCLEAIRE ET LA RÉSONANCE ELECTRONIQUE

La théorie phénoménologique de BLOCH explique à la fois la résonance nucléaire et la résonance électronique ; il s'agit, en fait, de deux phénomènes voisins, seuls les domaines de fréquences diffèrent.

Résonance électronique

$$\left\{ \begin{array}{l} \nu = \gamma_e H \text{ où } \gamma_e \text{ est la fréquence} \\ \gamma_e = 2,8003 \cdot 10^6 \text{ Hz/oersted} \\ \nu = 2800,3 \text{ MHz} \Rightarrow H = 1000 \text{ gauss} \end{array} \right.$$

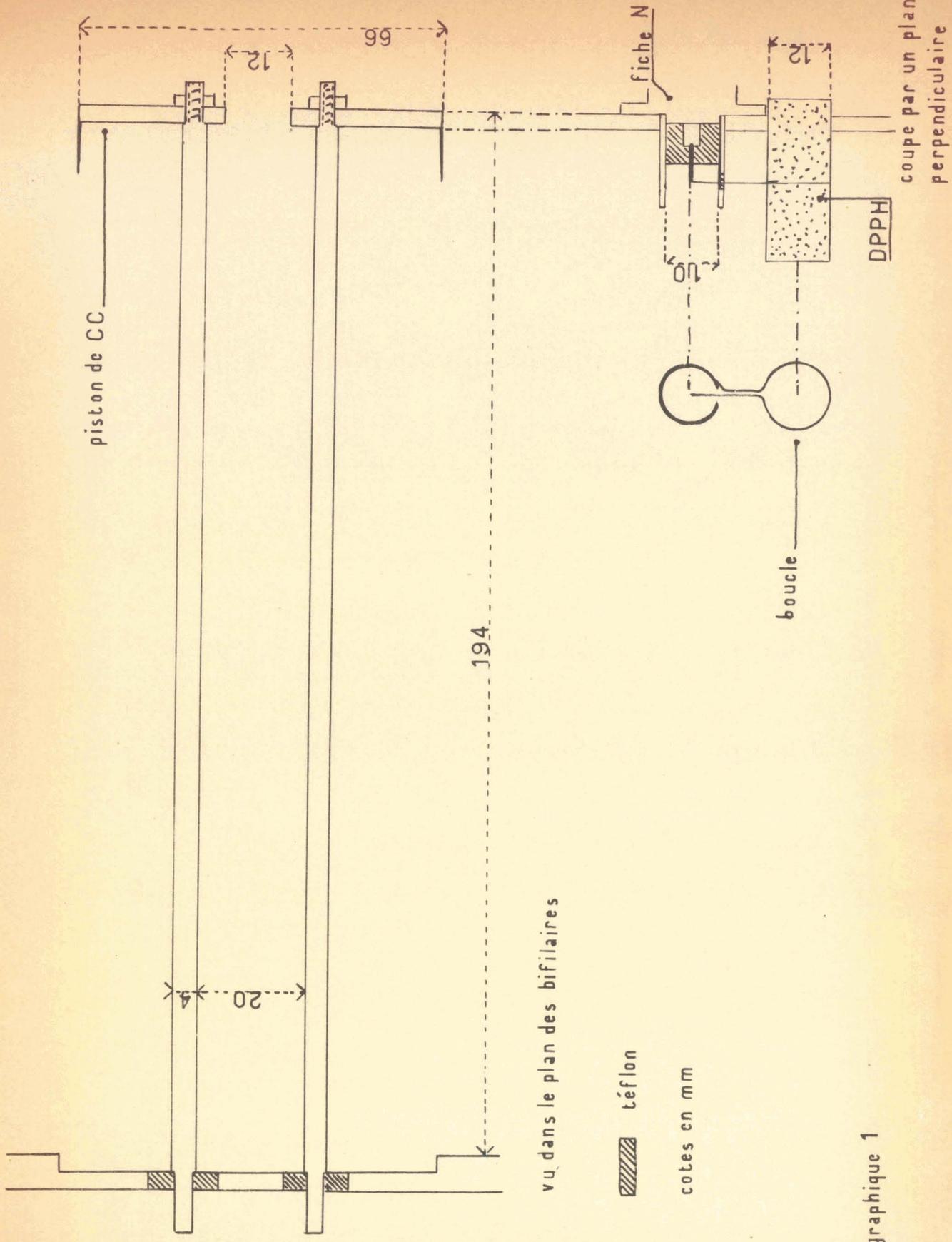
Résonance nucléaire

$$\left\{ \begin{array}{l} \nu = \gamma_n H \\ \gamma_n = 42,57 \text{ MHz/tesla} \quad 1 \text{ tesla} = 10\,000 \text{ gauss} \\ \nu = 42,57 \text{ MHz} \Rightarrow H = 10000 \text{ gauss} \end{array} \right.$$

III. REALISATION D'UN APPAREILLAGE DE RESONANCE ELECTRONIQUE

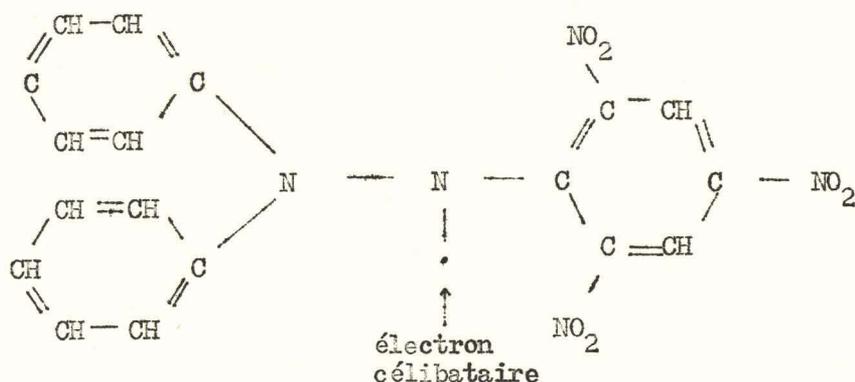
Le principe est celui de BLOCH dit aussi méthode d'induction. La bobine émettrice est constituée par un bifilaire court-circuité à une extrémité ; la bobine réceptrice a une seule boucle (voir Graphique n° 1). Avec le générateur dont nous disposons et compte tenu de la variation de capacité du condensateur de la tête de résonance, la bande de fréquence est assez étroite : 140 à 190 MHz.

Les échantillons utilisés sont le D.P.P.H. (en poudre) et divers charbons (sucre carbonisé et charbon du Donetz). Le D.P.P.H. est un radical libre dont le paramagnétisme est dû à un électron célibataire ; quant aux charbons, on pense qu'ils contiennent des radicaux libres, semblables au D.P.P.H.



vu dans le plan des bifilaires

graphique 1



Formule développée du diphenyl.picryl.hydrazil (D.P.P.H.)

A. TETE DE RESONANCE

Sur la ligne bifilaire, les champs magnétiques et électriques sont croisés : mode T.E.M; l'échantillon est placé en avant du court-circuit, c'est-à-dire en un maximum du champ magnétique haute fréquence ; la boucle réceptrice, perpendiculaire aux bifilaires, est bobinée autour du cylindre de plexiglass contenant l'échantillon.

En principe, elle ne devrait capter aucun champ haute fréquence; en fait, même si son plan est parfaitement perpendiculaire aux lignes de forces du champ magnétique haute fréquence, il subsiste encore un couplage électrique avec le champ électrique de l'onde T.E.M. et il en résulte une force électromotrice induite, qui est grande vis à vis du signal de résonance : la détection est donc hétérodyne.

Réalisation

Le tronçon de bifilaire a une longueur d'environ 20 cm (à 150 MHz, fréquence de travail, $\frac{\lambda}{8} = 25$ cm) ; l'accord est réalisé dans le plan

d'entrée par un condensateur symétrique de capacité totale 6 pF.

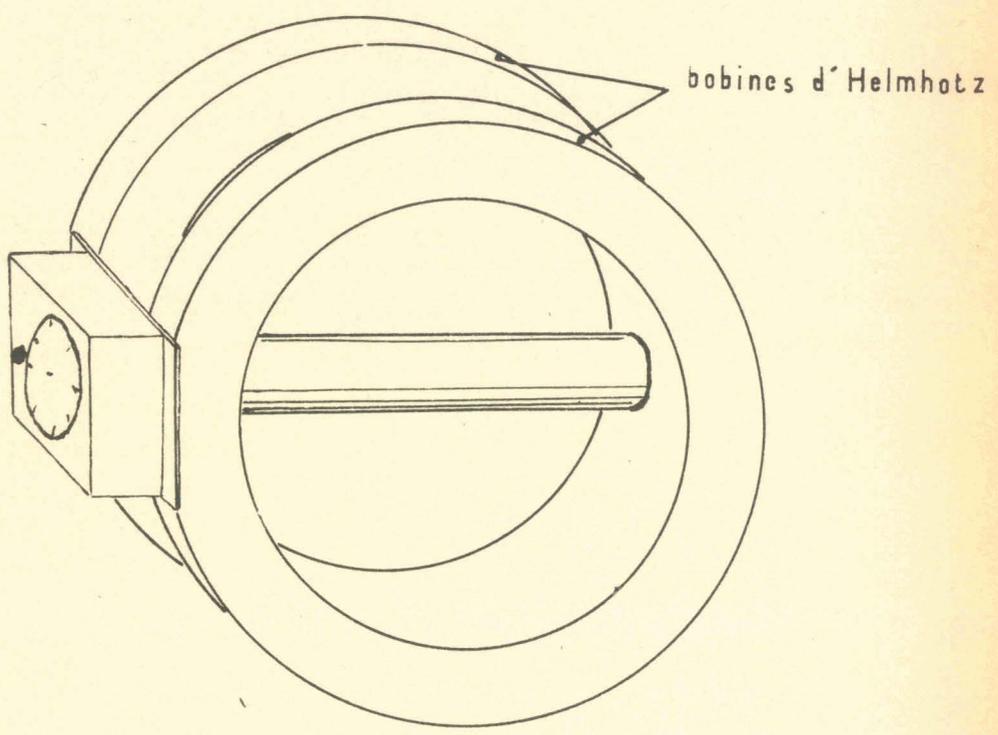
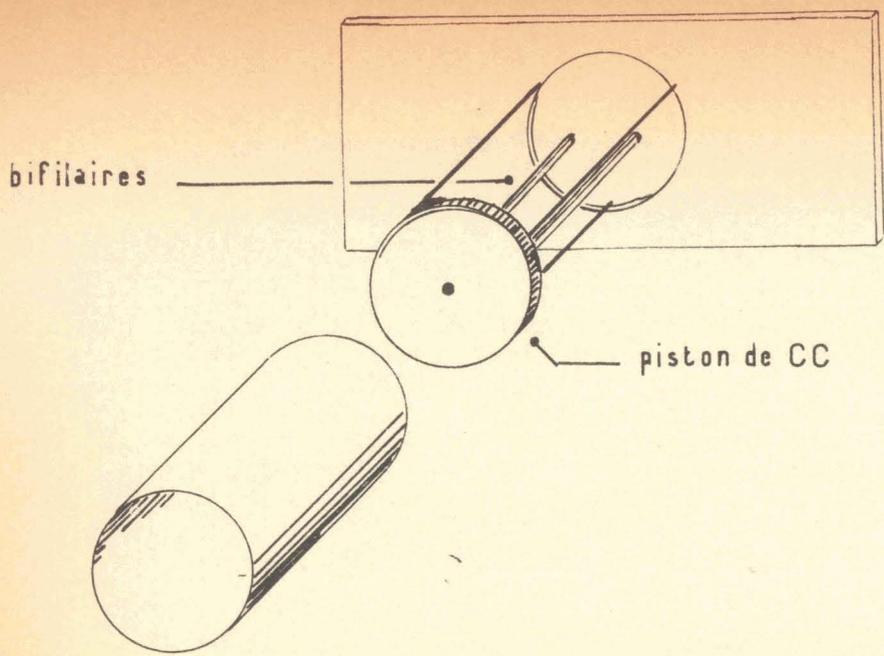


A l'accord, l'impédance présentée est grande ; aussi l'excitation est faite par transformateur-élévateur de tension ; ce transformateur ne comporte qu'une seule spire primaire. L'ensemble est soigneusement blindé, la ligne bifilaire d'une part, le condensateur et le transformateur d'autre part.

La ligne bifilaire est constituée de deux tiges rectangulaires en laiton. Le piston de court-circuit est fixé à une plaque de laiton rectangulaire par trois entretoises ; le blindage est fait d'un tube de laiton qui glisse sur le piston de court-circuit et vient s'emboîter dans un évidement pratiqué dans la plaque. Le cylindre de lucoflex composant la carcasse des bobines d'HELMHOLTZ est percé de deux trous : on y glisse le tube suivant un diamètre et la plaque vient s'appuyer sur les joues des bobines. Ainsi, l'échantillon est bien positionné au centre des bobines d'HELMHOLTZ, là où le champ continu est le plus homogène. De l'autre côté de la plaque, on trouve une boîte parallélépipédique contenant le transformateur et le condensateur, commandé par une démultiplication ; les variations du condensateur sont repérées sur un cadran : 100 divisions pour 300 degrés (Voir Graphique n° 2).

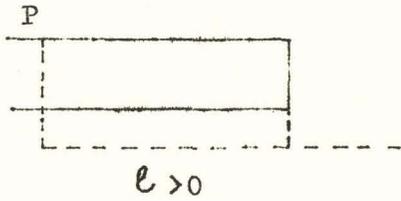
Impédance d'entrée

On voulait pouvoir obtenir un champ HF le plus grand possible. Pour cela, nous avons cherché à optimiser le couplage entre le générateur HF et la tête de mesure. Dans ce but, nous avons étudié l'impédance présentée par la tête de résonance dans le plan de la boucle primaire du transformateur.



graphique 2





En choisissant l'origine des z dans le plan de la charge et en comptant les abscisses positivement vers la gauche, l'impédance ramenée dans le plan P a pour expression :

$$Z(z) = Z_c \operatorname{th}(\gamma l + \theta) \text{ où } \theta = u + jv$$

Ici, $u = v = 0$; donc :

$$Z(z) = Z_c \frac{\operatorname{th} \alpha l + j \operatorname{tg} \beta l}{1 + j \operatorname{th} \alpha l \operatorname{tg} \beta l}$$

Pour α suffisamment petit :

$$Z(z) = Z_c \frac{\alpha l + j \operatorname{tg} \beta l}{1 + j \alpha l \operatorname{tg} \beta l}$$

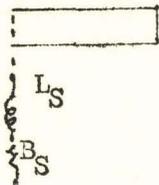
Pour $f = 150$ MHz, l est inférieur à $\frac{\lambda}{8}$; $\operatorname{tg} \beta l$ est plus petit que 1 ; on peut développer l'expression de $Z(z)$:

$$Z(z) = Z_c (\alpha l + j \operatorname{tg} \beta l)(1 - j \alpha l \operatorname{tg} \beta l)$$

$$Z(z) = Z_c \frac{\alpha l}{\cos^2 \beta l} + j Z_c \operatorname{tg} \beta l$$

On retrouve la réactance de la ligne court-circuitée sans perte en série

avec la résistance $Z_c \frac{\alpha l}{\cos^2 \beta l}$



$$R_S = Z_c \frac{\alpha l}{\cos^2 \beta l}$$

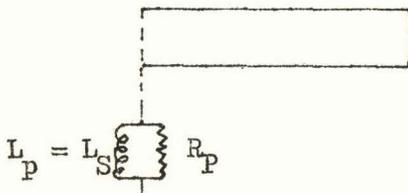
$$L_S = Z_c \frac{\operatorname{tg} \beta l}{\omega}$$

Il est plus intéressant pour la suite de donner le circuit équivalent parallèle.

$$G = \frac{R_S}{\omega^2 L_S^2 \left(1 + \frac{1}{Q^2}\right)} \qquad B = \frac{-1}{\omega L_S \left(1 + \frac{1}{Q^2}\right)}$$

$Q = \frac{X}{R} = \frac{\sin 2 \beta \ell}{2 \alpha \ell}$; $\sin 2 \beta \ell$ est voisin de 1 ; α est petit, donc Q est grand.

$$G = \frac{1}{Z_c} \frac{\alpha \ell}{\sin^2 \beta \ell} ; B = - \frac{1}{\omega L_S}$$

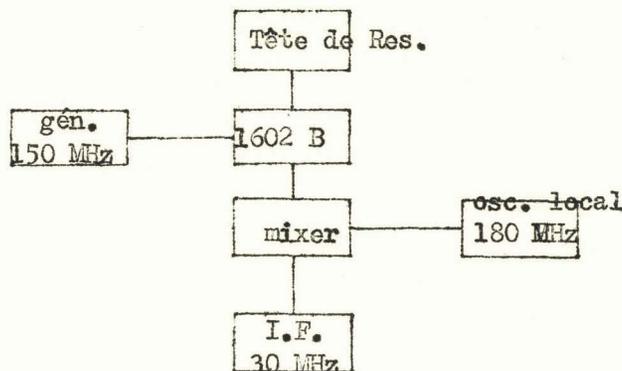


$$\left\{ \begin{array}{l} R_P = Z_c \frac{\sin^2 \beta \ell}{\alpha \ell} \\ L = L_S = Z_c \frac{\operatorname{tg} \beta \ell}{\omega} \end{array} \right.$$

Avec le condensateur, le schéma est celui d'un circuit bouchon ; à l'accord, la résistance parallèle R_P est grande car $\alpha \ell$ est petit. Au primaire, l'impédance vue est $\frac{Z_u}{n^2}$ ou en admittance $n^2 1/4$, n étant le rapport de transformation (10 environ). La variable étant la capacité, le lieu dans l'abaque de SMITH de l'impédance présentée par la tête de résonance est un cercle.

Mesure de l'impédance d'entrée

Nous avons utilisé l'admittancemètre General Radio 1602 B donnant, par lecture directe, B et G en millimhos.



Les mesures étaient effectuées sur la tête de résonance, avec l'échantillon de D.P.P.H. et la détection.

Pour diverses valeurs de la capacité (repérées sur le cadran du condensateur), nous reportons sur un abaque de SMITH les valeurs de b et g réduits ($Z_0 = 50 \Omega$) ; le lieu obtenu est un cercle ; ce cercle est décrit en dix divisions (soit 30°), la variation de capacité est donc faible et la mesure, surtout au voisinage immédiat de la résonance est très difficile.

Cependant, ce cercle n'est pas tangent au cercle extérieur de l'abaque au point g infini, b infini (Voir Fig. 6).

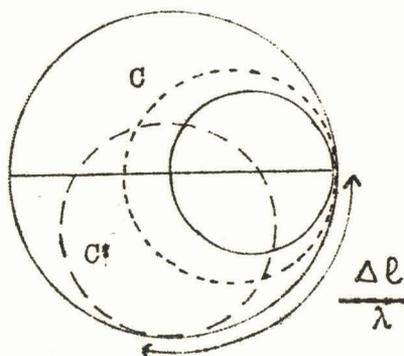


Fig. 6

Le cas du cercle C est obtenu lorsque le plan de référence choisi pour la mesure de l'admittance coïncide avec le plan d'un minimum de tension. Lorsque le plan de référence est situé à la distance Δl d'un minimum, le cercle obtenu C' se déduit du cercle C par une rotation $\frac{\Delta l}{\lambda}$.

Remarquons que, dans notre cas, les admittances mesurées le sont dans un certain plan précisé par le constructeur de l'appareil et qui ne coïncide pas avec le plan d'entrée de la tête de résonance ; il y a donc lieu de faire une correction de ligne. De toute façon, le cercle obtenu

De toute façon, le cercle obtenu est tel que C'.

En faisant varier le couplage entre le primaire et le secondaire du transformateur, nous obtenons une famille de cercles. Pour un couplage convenable, nous pouvons obtenir un T.O.S. voisin de 1 (Voir Graphique n° 3).

B. DETECTION

Nous utilisons un 874 V.R. General Radio ; il est raccordé par l'intermédiaire d'un tronçon de ligne coaxiale de 10 cm; qui assure pratiquement l'accord.

La tension haute fréquence, captée par la boucle, est grande devant le signal de résonance : il y a un facteur 10 environ.

1. Linéarisation de la détection

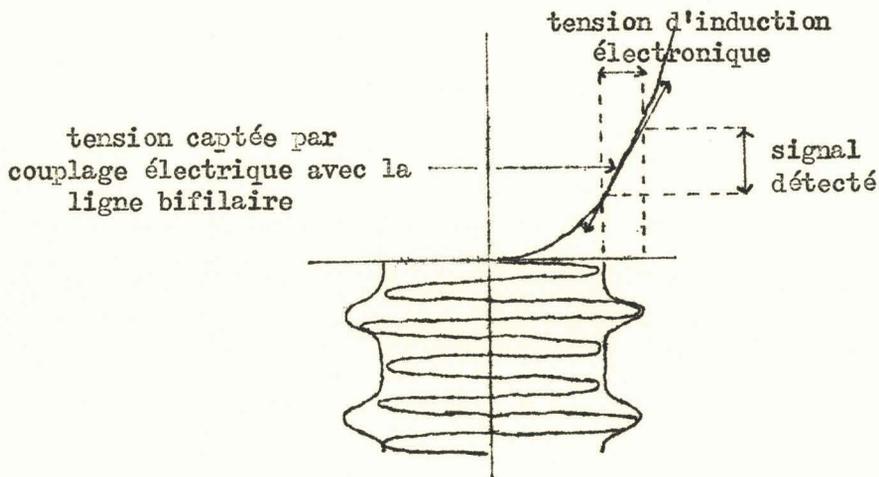
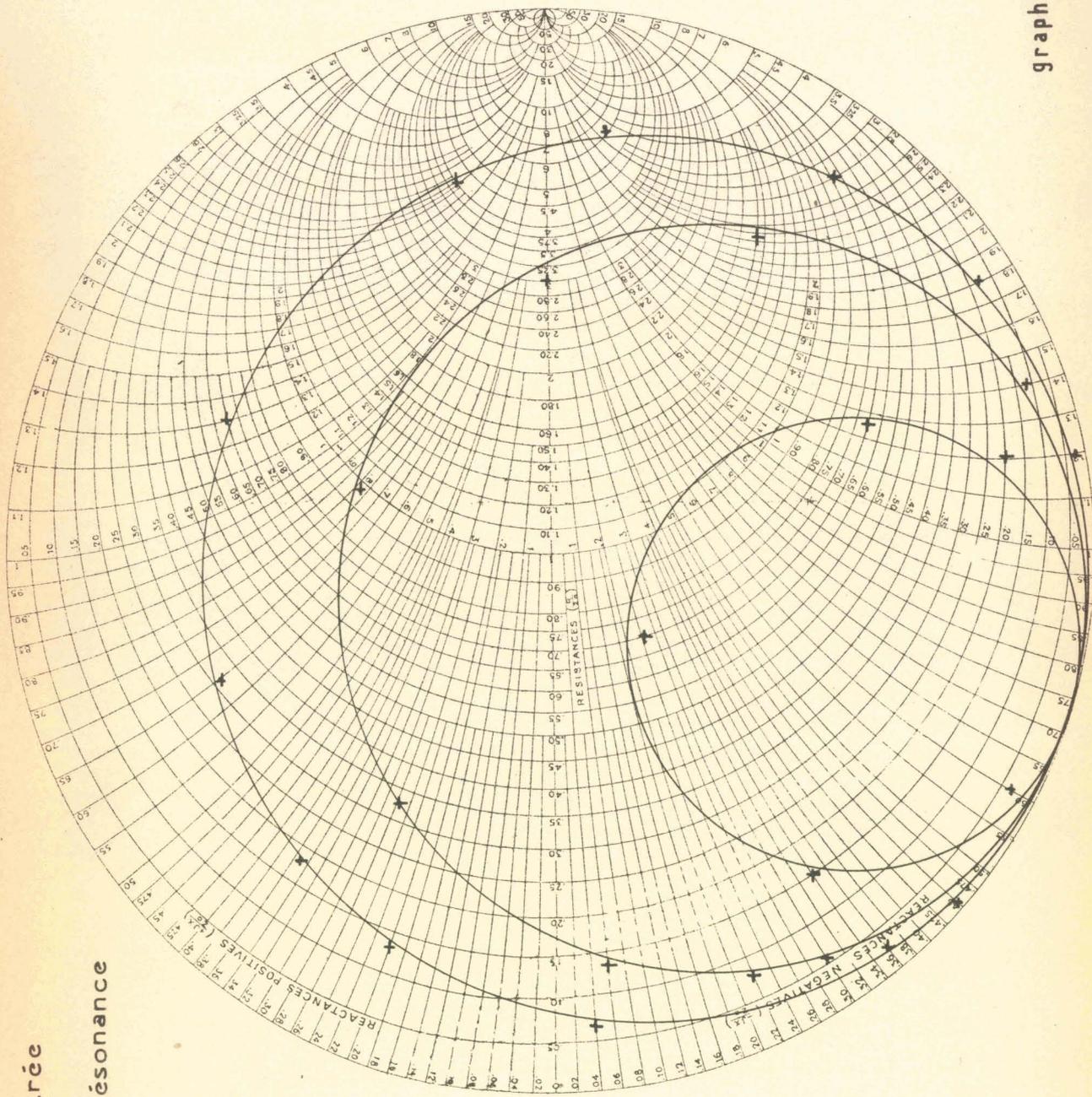


Fig. 7

La façon dont la détection est linéarisée apparaît tout de suite sur la Fig. 7. Le signal de résonance sera ainsi détecté linéairement.

Impédance d'entrée
de la Tête de Résonance



graphique 3



2. Influence de la phase de la tension haute fréquence captée par couplage parasite

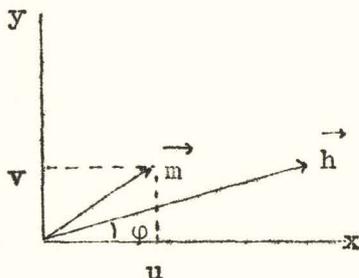


Fig. 8

Représentons cette tension par son vecteur de FRESNEL, \vec{h} .

L'axe ox est celui de la vibration circulaire intervenant dans la théorie de BLOCH : il s'agit donc d'un trièdre tournant. \vec{h} est fixe dans ce trièdre. \vec{m} est la projection de \vec{M} , moment magnétique, sur le plan xoy ; u et v sont les composantes de \vec{m} sur ox et oy respectivement ; la position de \vec{m} dépend de la valeur du champ continu H.

Il nous faut distinguer deux cas :

- $h \gg m$; le signal se composera d'un terme constant h auquel se superpose la projection de m sur h.

$\varphi = 0$: le signal varie avec u.

$\varphi = \frac{\pi}{2}$: le signal varie avec v.

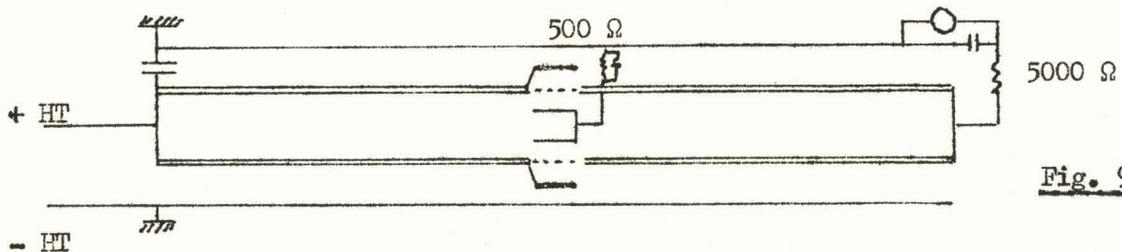
φ quelconque : le signal dépend à la fois de u et de v.

- $h \ll m$: le signal varie avec $\sqrt{u^2 + v^2}$.

Dans notre cas, $h \gg m$ (voir ci-dessus) ; le signal que nous avons observé est symétrique par rapport à un axe : il s'agit donc de la courbe d'absorption ou v mode.

C. GÉNÉRATEUR

Il est constitué d'une double triode E 2.15. Le montage oscillateur comporte des circuits accordés sur les grilles et sur les plaques, réalisés par des tronçons de ligne bifilaire blindée (Voir Fig. 9).



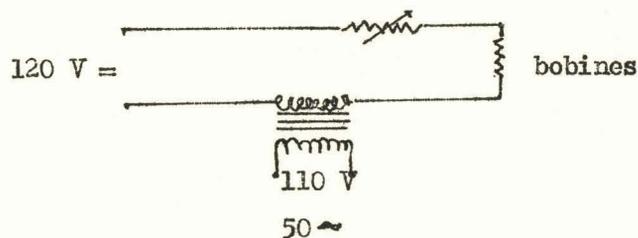
Nous faisons varier la puissance délivrée par le générateur en agissant sur la haute tension ; la fréquence ne varie pratiquement pas. La puissance maximum, soit 20 Watts, est obtenue avec une haute tension de 600 V sous 150 mA.

La fréquence est mesurée avec l'ondemètre Ferisol H.R 102 C, dont la précision est d'environ 2 %.

D. APPAREILLAGE AUXILLIAIRE

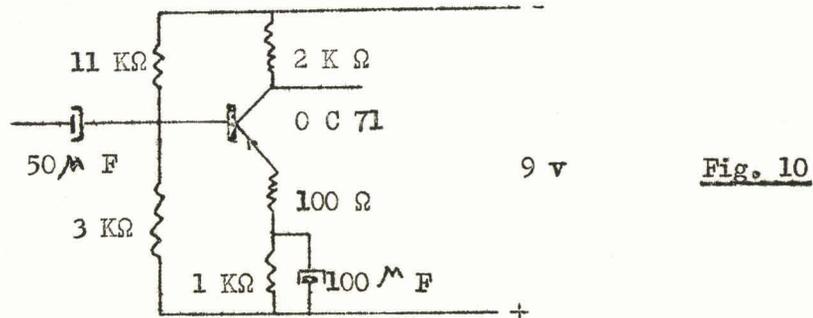
1. Système de balayage

Les bobines d'HELMHOLTZ sont alimentées en 120 volts continu ; pour obtenir le balayage de la raie de résonance, nous superposons au courant continu un courant alternatif à 50 Hz, par l'intermédiaire d'un transformateur abaisseur de tension.



2. Amplification basse fréquence

A la sortie du détecteur, nous disposons d'un signal basse fréquence ; nous l'amplifions par un amplificateur à transistor ; le gain de cet amplificateur est d'environ 25 jusqu'à 30 KHz ; il diminue de 0,6 db à 30 Hz (Voir Fig. 10).

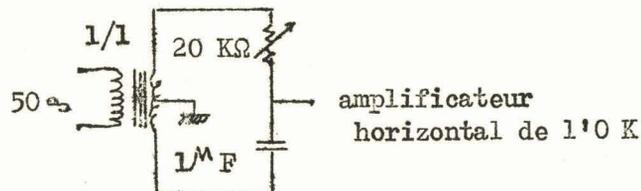


Nous disposons ainsi d'un signal suffisant pour attaquer l'amplificateur vertical d'un oscilloscope Tektronix.

3. Déphaseur

A l'entrée de l'amplificateur horizontal, nous envoyons une tension à 50 périodes dont on ajuste la phase avec celle de la tension de balayage du champ continu ; ainsi, les deux raies de résonance obtenues, l'une en champ croissant, l'autre en champ décroissant, sont superposées.

Schéma du
déphaseur



Dans ces conditions, on obtient un balayage linéaire en gauss.

E. MESURE DE LA HAUTEUR D'UNE RAIE DE RESONANCE ET DE SA LARGEUR à 150 MHz

1. Intensité d'une raie de résonance

Les spins électroniques produisent un champ dont le flux à travers la bobine réceptrice est :

$$\Phi = 4 \pi n s (u \sin \omega t + v \cos \omega t)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} n : \text{nombre de spire de la bobine} \\ s : \text{surface de la bobine en cm}^2 \end{array} \right.$$

Nous obtenons un signal du type v et, dans ces conditions, le flux Φ induit une tension e aux bornes de la bobine réceptrice, donnée par :

$$e = 4 \pi \cdot 10^{-8} n s \omega v \quad (13)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} e : \text{en volts} \\ v : \text{en u.e.m. c.g.s.} \end{array} \right.$$

On considère, dans ce calcul, le cas où v est maximum, soit :

$$v_m = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} M_0.$$

Ce maximum est obtenu lorsque l'intensité du champ haute fréquence est telle que :

$$H_1 = \frac{1}{\sigma \sqrt{T_1 T_2}}$$

Les valeurs de σ , T_1 et T_2 du D.P.P.H. sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma = 1,762 \cdot 10^7 \text{ Hz/oersted} \\ T_1 = 6,3 \cdot 10^{-8} \text{ seconde} \\ T_2 = 4,4 \cdot 10^{-8} \text{ seconde.} \end{array} \right.$$

Dans ces conditions : $H_1 = 1,1$ oersted

$$v_m = 0,42 M_0.$$

M_0 est donnée par la formule de LANGEVIN :

$$M_0 = \frac{n_0 \mu^2}{3 k T} H$$

μ : moment magnétique de l'électron
 n_0 : nombre de molécules par unité de volume
 T : température en degré Kelvin
 k : constante de Boltzmann

Numériquement, nous avons :

$$\mu^2 = 2,58 \cdot 10^{-40} \text{ u.e.m. c.g.s.}$$

$$k = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ c.g.s.}$$

$$T = 290 \text{ K}$$

$$n_0 = \frac{\text{densité}}{\text{poids moléculaire}} \cdot 6,02 \cdot 10^{23}.$$

La densité d'une poudre fortement tassée de D.P.P.H. est 0,65 ;
le poids moléculaire du D.P.P.H. est 394,3. On en déduit $n_0 = 9,93 \cdot 10^{20}$.

$$M_0 = 2,12 \cdot 10^{-6} H \text{ (en oersted)} \quad (14)$$

En tenant compte de (13) et (14) et en remplaçant ω par γH ,
il vient :

$$e = 19,7 \text{ ns } H^2 10^{-7} \text{ volts}$$

Le signal varie avec le carré de la fréquence.

Pour $n = 1$, $s = 1 \text{ cm}^2$, $H = 50$ gauss, $e \simeq 5 \text{ mV}$.

Nous avons mesuré en millivolts la hauteur de la raie de résonance en fonction du champ H_1 . Ce champ H_1 était déterminé par la tension qu'il induisait aux bornes d'une boucle de surface connue.

$$e = 10^{-8} \frac{d\phi}{dt}$$

$$e = 10^{-8} s \frac{dH}{dt} \quad \text{où} \quad H = 2 H_1 \sin \omega t$$

$$e_{\text{volts}} = 10^{-8} s 2 \omega H_1$$

s : surface de la boucle en cm^2
 H_1 : en oersted
 ω : pulsation du champ haute fréquence.

Nous avons pris $s = 1 \text{ cm}^2$ et $f = 150 \text{ MHz}$.

$$e_{\text{volts}} = 18,8 H_1 \text{ gauss}$$

La boucle est placée à l'endroit que doit occuper le petit cylindre contenant le D.P.P.H. (voir Fig. 11)

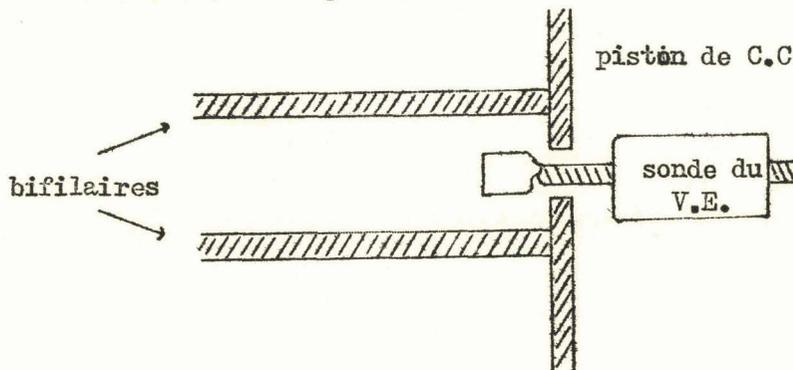


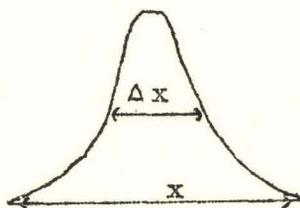
Fig. 11

Pratiquement, nous relevions la tension aux bornes de la boucle (dont on en déduisait H_1) en fonction de la tension à l'entrée de la tête de résonance, tension mesurée avec un second voltmètre électronique.

La hauteur de la raie de résonance est donnée en millivolts directement sur l'écran d'un oscilloscope Tektronix (amplificateur vertical étalonné).

Le Graphique n° 4 représente la courbe obtenue ; on ne parvient pas tout à fait à la saturation ; la courbure, à l'origine, est due à la forme de la caractéristique de détection du détecteur.

2. Largeur d'une raie de résonance



Soit H_m l'amplitude du champ de balayage ; la demi-largeur ΔH d'une raie de résonance est donnée par :

$$\Delta H = H_m \frac{\Delta x}{x}$$

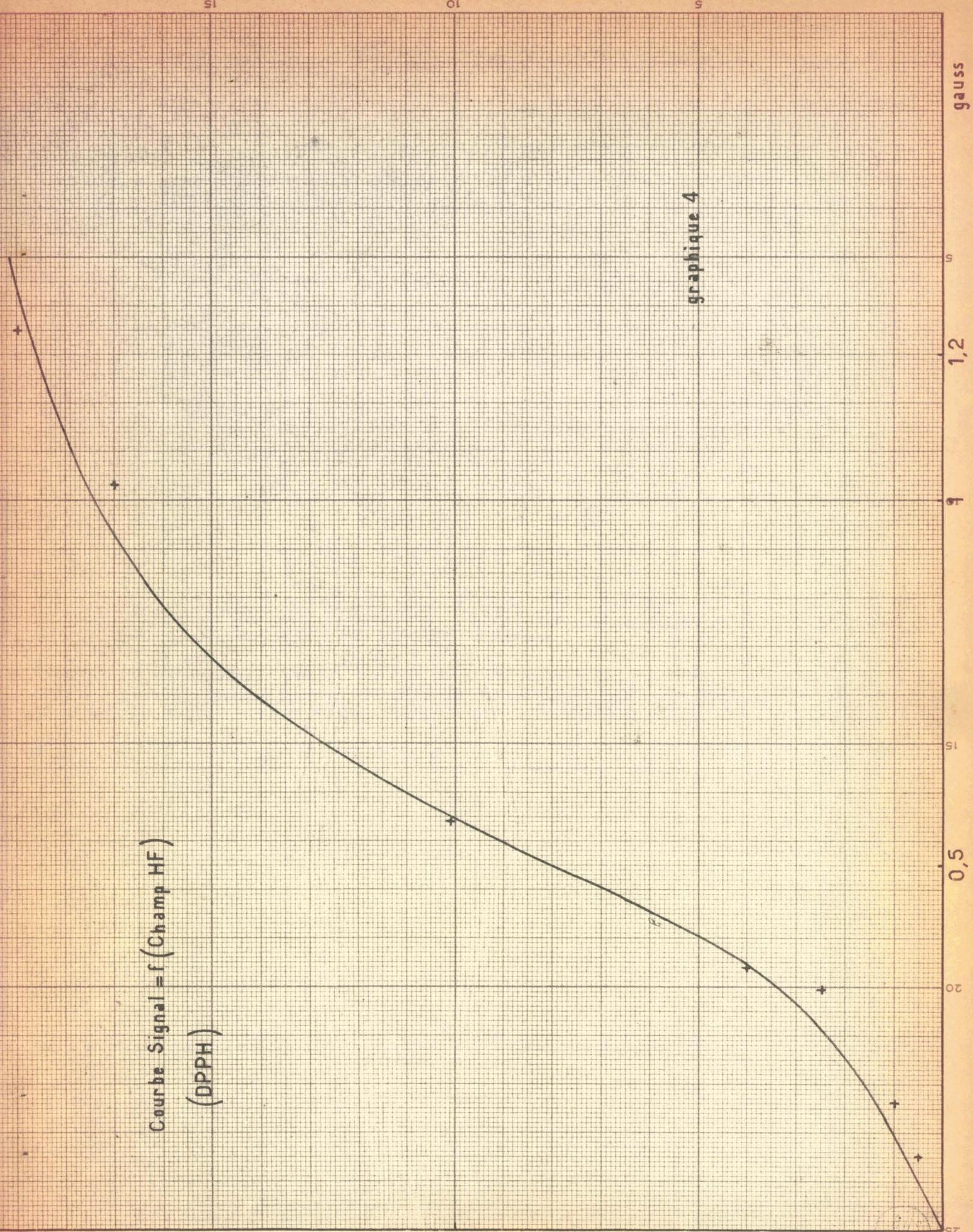
Δx et x sont mesurées au moyen des divisions de l'écran du Tektronix.

Mais il nous faut connaître H_m ; pour cela, nous modifions H_0 de façon à faire défiler la courbe de résonance d'une extrémité à l'autre de la trace de balayage : H_0 a ainsi varié de $2 H_m$. On détermine cette variation de H_0 par la variation ΔI correspondante du courant d'alimentation des bobines d'HELMHOLTZ ; pour un courant I de 335 mA, la fréquence est 153 MHz, soit 54,5 oersteds.

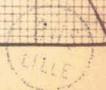
La courbe donnant la demi-largeur de raie à mi-hauteur, du D.P.P.H., en fonction du champ haute fréquence, montre bien une augmentation de la largeur de raie avec le champ haute fréquence, comme il résulte de la théorie de BLOCH (Voir Graphique n° 5).

La demi-largeur à mi-hauteur est donnée par :

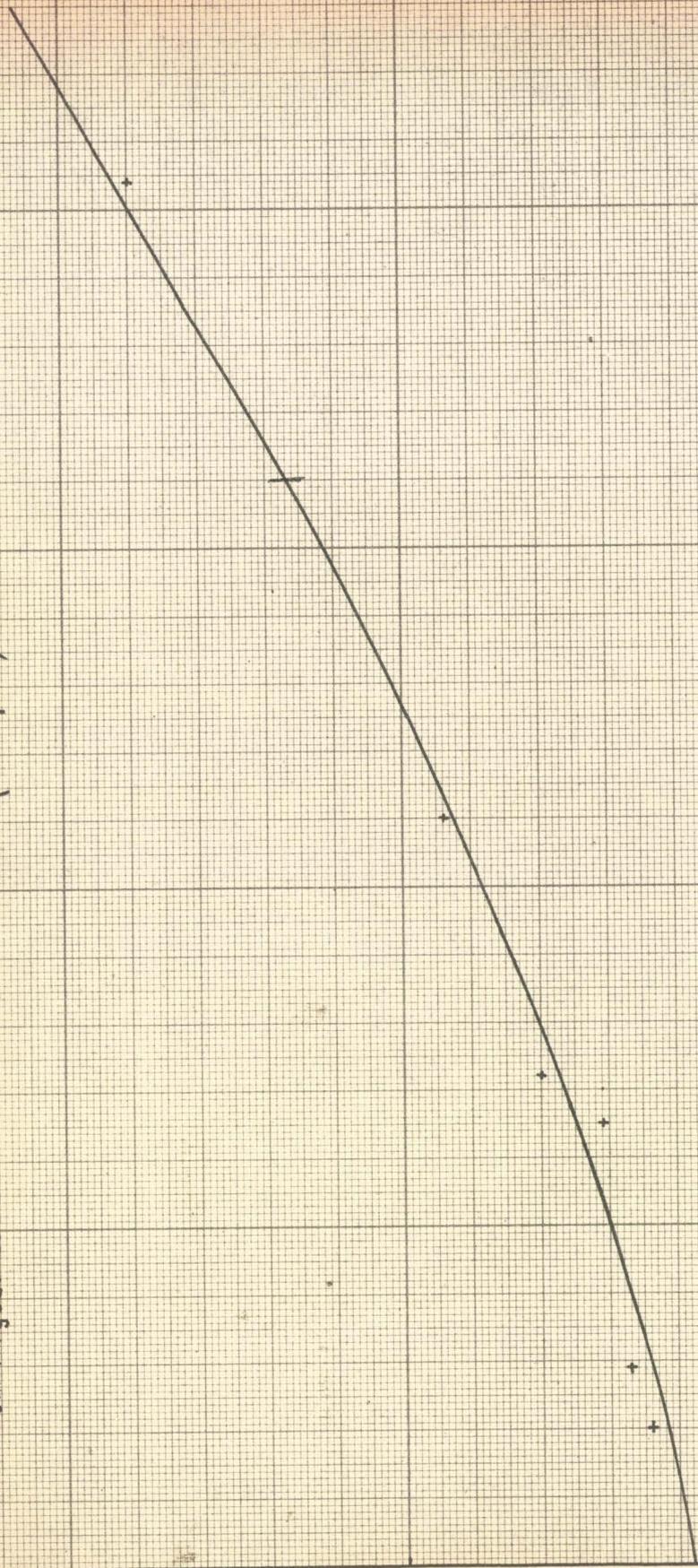
Courbe Signal = f (Champ HF)
(DPPH)



graphique 4



Demi largeur de raie à mi hauteur du DPPH = f(Champ HF)



graphique 5

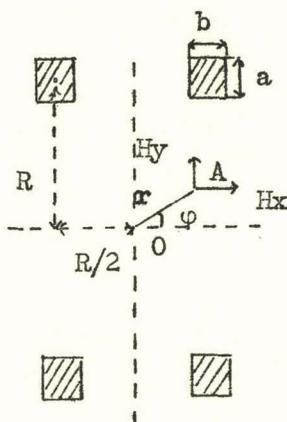


$$\Delta H = \frac{1}{\sigma T_2} \sqrt{1 + (\sigma H_1)^2 T_1 T_2}$$

Lorsque les mesures étaient faites avec des valeurs du champ haute fréquence élevées, le signal de résonance s'ajoutait à une figure de LISSAJOU, due à une induction de secteur que nous avons partiellement éliminée en chauffant le filament de la lampe oscillatrice en continu. Le reste était dû à un défaut de filtrage de la haute tension.

IV. CHAMP MAGNETIQUE

Des bobines d'HELMHOLTZ donnent les 50 gauss nécessaires à l'étude de la résonance électronique.



Il s'agit de deux bobines plates, identiques et concentriques; elles sont telles que le rayon de la spire moyenne est égal à la distance entre les deux spires moyennes (position d'HELMHOLTZ).

A cause de la symétrie de révolution, le champ en un point A, tel que $OA < R$ peut être représenté par ces deux composantes H_x et H_y . Dans les expressions de H_x et H_y figurent des termes correctifs en

$\frac{r^2}{R^2} (31 a^2 - 36 b^2)$ (Thèse G. Béné, Paris, 1951). On peut donc annuler ces termes correctifs du second ordre par la condition $31 a^2 - 36 b^2 = 0$ soit :

$$\frac{a}{b} = 1,0776.$$

Expérimentalement, on peut vérifier l'homogénéité du champ en étudiant le signal de résonance dans tout le volume considéré. On montre qu'un champ inhomogène élargit la courbe de résonance d'une substance dont la largeur en champ homogène est connue par ailleurs.

La carcasse de nos bobines est en Lucoflex ; les dimensions et les détails de construction sont donnés sur le graphique n° 6. Dans notre réalisation nous nous sommes approché de la condition $\frac{a}{b} = 1,0776$ en constituant chaque bobine de 51 couches de fil, de 47 spires chacune. Nous avons, en effet, $\frac{51}{47} = 1,08$.

Théoriquement, pour des bobines d'HELMHOLTZ réduites à deux spires, le champ H au centre est donné par :

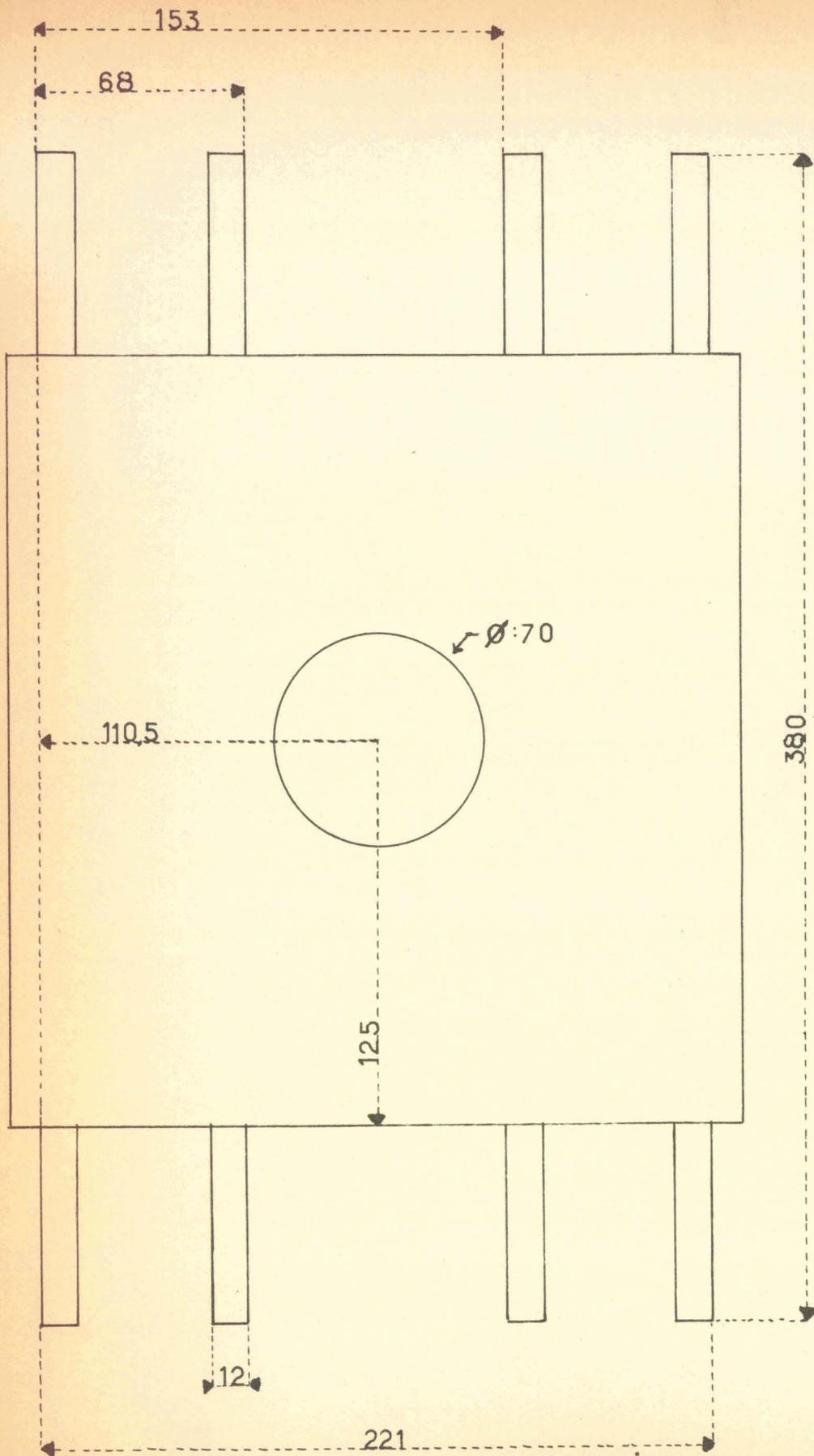
$$H = \frac{16}{5 \sqrt{5}} H_0 \approx 1,43 H_0.$$

H_0 est le champ au centre d'une des spires.

On a $R = 0,153$ m et n , nombre de spires d'une bobine, $n = 2397$, ce qui donne $H_0 = 35,3$ oersted, soit $H = 50,5$ oersted pour $I = 0,36$ A.

En admettant une densité de courant maximum de 3 A par mm², nous avons $I_M = 1,7$ A, donc $H_M = 240$ oersteds.

Nous pouvons vérifier la validité de notre calcul du champ H par l'observation d'un signal de résonance avec le D.P.P.H.



Lucoflex

graphique 6

cotes en mm



$$\delta = 2,805 \cdot 10^6 \text{ Hz/oersted}$$

$$f = 153 \text{ MHz}$$

$$H = 54,6 \text{ oersteds.}$$

Le courant des bobines d'HELMHOLTZ est alors de 385 mA, ce qui correspond à un champ calculé de 54 oersteds.

CONCLUSION

Les méthodes de résonance sont très précises car il est possible de mesurer une fréquence avec une très grande précision. Dans notre cas, nous utilisons l'ondemètre dynamique Ferisol H.R 102 C ; la précision n'était que de 2 % environ. En fait, notre appareil ne nous a pas tant servi à mesurer des champs continus qu'à étudier un signal de résonance.

1. Homogénéité du champ continu

La non-homogénéité du champ se traduit par un élargissement de la courbe de résonance ; par ailleurs, cette non-homogénéité limite les dimensions possibles de l'échantillon. On peut admettre, comme volume maximum, celui pour lequel le champ continu a une valeur comprise entre $H_0 - \frac{\Delta H}{2}$ et $H_0 + \frac{\Delta H}{2}$, où ΔH est la demi-largeur de raie à mi-hauteur. Le D.P.P.H. est contenu dans un cylindre de plexiglass de 12 mm de diamètre et de 30 mm de longueur ; $\Delta H = 1,3$ gauss et, dans ces conditions, le champ continu reste certainement compris entre $H_0 - \frac{\Delta H}{2}$ et $H_0 + \frac{\Delta H}{2}$.

2. Largeur de raie D.P.P.H. et charbons

Nous avons mesuré la largeur de raie du D.P.P.H. (graphique n° 5) ; nous retrouvons bien les résultats indiqués par ailleurs, en particulier pour les valeurs du champ haute fréquence très faibles, soit $\Delta H = 1,3$ gauss.

Les résultats des mesures des largeurs de raies des charbons étaient très entachés d'erreur à cause des inductions de secteur parasites ; nous avons cependant obtenu des largeurs de raies conformes aux principaux résultats déjà connus.



BIBLIOGRAPHIE

R. GABILLARD.- Thèse Paris, 1952.

Rapport C.E.R.N., PS/RG b 9.

M. SOUTIF.- Thèse Paris, 1950.

P. GRIVET.- Mesures physiques basées sur des techniques radio-
électriques. Mesures radioélectriques des champs
magnétiques. Revue Générale de l'Electricité,
Tome 67, n° 7, Juillet 1958.

Measures of the magnetic field B and of its gradient

$\frac{\delta B}{\delta x}$ in the Cosmotron. Rapport C.E.R.N., PS/PG 1.

F. BLOCH.- Nuclear induction. Phys. Rev., 70, 1946.

G. BENET.- Thèse Paris, 1951.

L. KOCH et G. LAMBERT.- L'effet Hall dans les semi-conducteurs.

L'onde électrique. XXXIX, N° 382, Janvier 1959.

* * * * *

TABLE DES MATIERES

	<u>Pages</u>
INTRODUCTION	1
I. METROLOGIE DES CHAMPS MAGNETIQUES	2
1. Fluomètre de Grassot	2
2. Intégration électronique	3
3. Bobines tournantes	3
4. Magnéto-résistance	5
5. Effet Hall	5
6. Peaking strip	6
7. Résonance magnétique	7
II. RESONANCE MAGNETIQUE, THEORIE DE BLOCH F.	11
A. Paramagnétisme	11
B. Théorie macroscopique	12
1. Amortissement de l'aimantation	13
2. Amortissement de la résonance	13
C. Dispositifs de détection	15
1. Méthode de Bloch	15
2. Autodyne	16
D. Les raies de résonance	17
E. Comparaison entre la résonance nucléaire et la résonance électronique	19
III. REALISATION D'UN APPAREILLAGE DE RESONANCE ELECTRONIQUE	20
A. Tête de résonance	21
B. Détection	26
1. Linéarisation de la détection	26
2. Influence de la phase de la tension haute fréquence captée par couplage parasite	27
C. Générateur	28

D. Appareillage auxiliaire	28
1. Système de balayage	28
2. Amplification basse fréquence	29
3. Déphaseur	
E. Mesure de la hauteur d'une raie de résonance et de sa largeur à 150 MHz	30
1. Intensité d'une raie de résonance	30
2. Largeur d'une raie de résonance	33
IV. CHAMP MAGNETIQUE	35
CONCLUSION	38
BIBLIOGRAPHIE	40

*
*
*

