Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 9 (1956)
Heft: 4

Artikel: Spectrographie hertzien à haute résolution et relaxation nucléaire
Autor: Manus, Claude
Kapitel: VI: Théorie et observation des fréquences latérales
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-738983

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 11.08.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

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)

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

Expressions valables pour:

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

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.

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

Soit:

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

$$F(t) = \gamma H_1 \int_{0}^{-\infty} d\tau \, m(t+\tau) \, e^{\tau\left[\frac{1}{T_2} + i\gamma h\right] + iz\sin\omega_s(t+\tau) - iz\sin\omega_s t} \,. \tag{VI-5}$$

Soit:

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

En faisant usage de la relation bien connue:

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

Il vient:

$$F(t) = \gamma H_1 \int_{0}^{-\infty} d\tau \sum_{l=-\infty}^{l=+\infty} J_l(z)\, e^{-il\omega_s t} \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} J_k(z)\, e^{il\omega_s(t+\tau)}\, e^{\tau\left[\frac{1}{T_2} + i\gamma h\right]} \tag{VI-8}$$

Or:

$$\int_{0}^{-\infty} d\tau \, e^{\tau\left[\frac{1}{T_2} + i(\gamma h + k\omega_s)\right]} = -\frac{\frac{1}{T_2} - i(\gamma h + k\omega_s)}{\frac{1}{T_2^2} + (\gamma h + k\omega_s)^2} \,. \tag{VI-9}$$

D'où:

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

Soit:

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

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

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

Comme:

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

$$\begin{aligned} v_{(t)} &= \frac{G\dfrac{1}{T_2}}{D} \cos n\,\omega_s t + \frac{G}{D}(\gamma h + k\,\omega_s) \sin n\,\omega_s t \\ u_{(t)} &= -\frac{G}{D}(\gamma h + k\,\omega_s) \cos n\,\omega_s t + \frac{G\dfrac{1}{T_2}}{D} \sin n\,\omega_s t\,. \end{aligned} \qquad \text{(VI-15)}$$

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

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

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:

(VI-17)

$$A_n = \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} \frac{\gamma H_1 M_0 J_k(z)\,[J_{k+n}(z) + J_{k-n}(z)]\,(\gamma h + k\,\omega_s)}{D}$$

$$B_n = \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} \frac{\gamma H_1 M_0 J_k(z)\,[J_{k+n}(z) - J_{k-n}(z)]\,1/T_2}{D}$$

$$C_n = \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} \frac{-\gamma H_1 M_0 J_k(z)\,[J_{k+n}(z) + J_{k-n}(z)]\,1/T_2}{D}$$

$$D_n = \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} \frac{\gamma H_1 M_0 J_k(z)\,[J_{k+n}(z) - J_{k-n}(z)]\,(\gamma h + k\,\omega_s)}{D}$$

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:

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

On en déduit:

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

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).

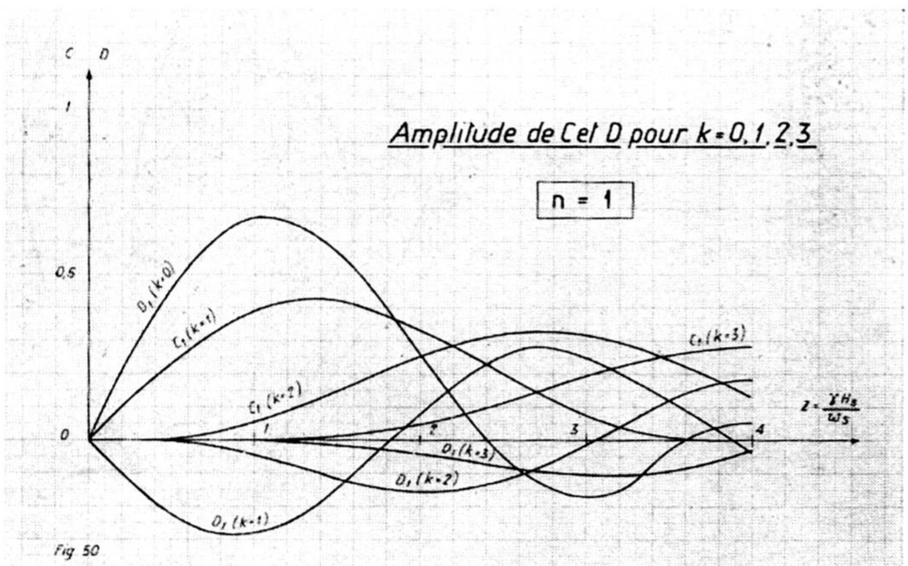


Fig 50

§ 3. Confrontation avec l'expérience.

Nous nous limiterons à l'étude de v:

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

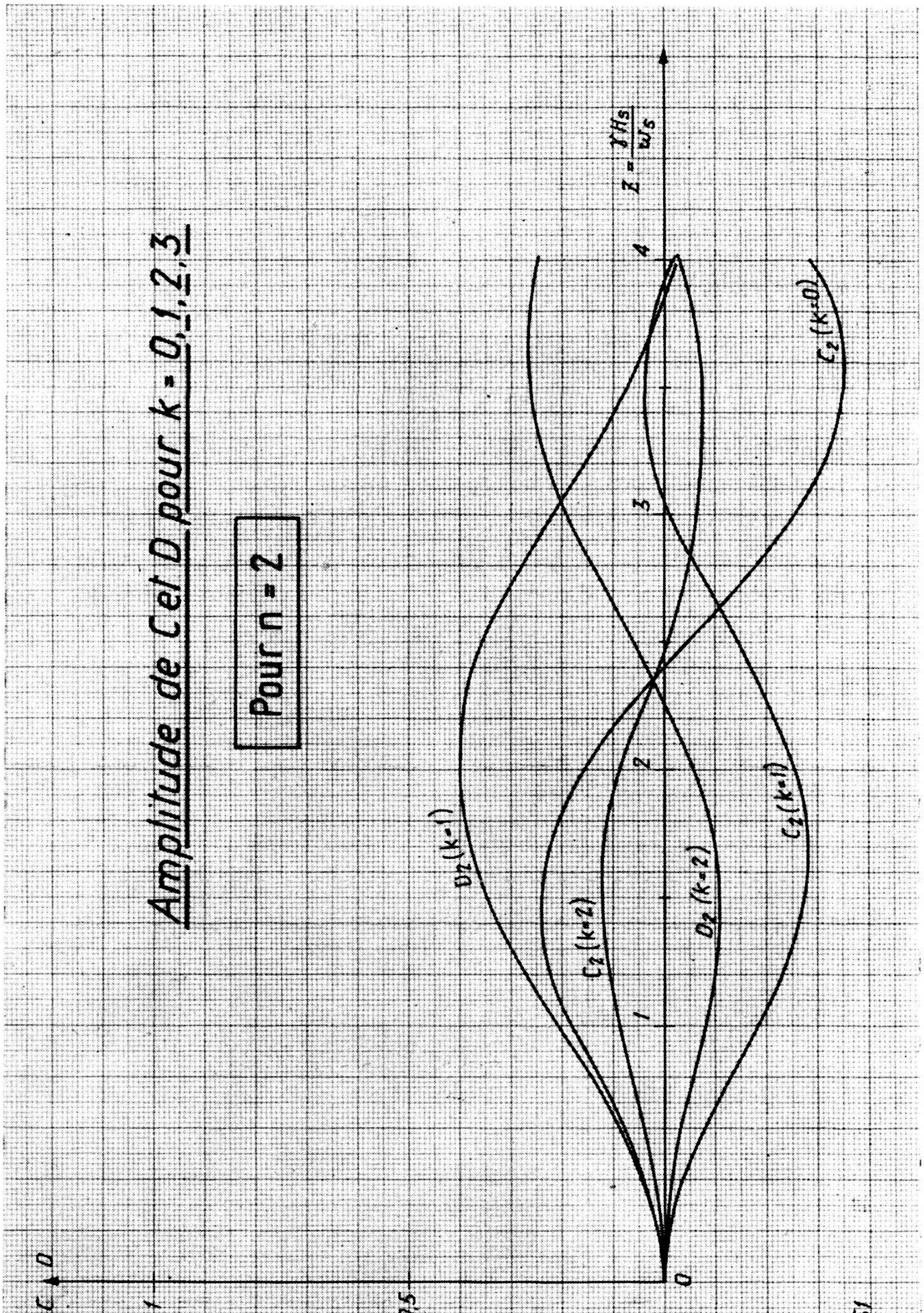

Amplitude de C et D pour k = 0,1,2,3
Pour n = 2
C, D
1
0,5
0
1
2
3
4
Z = γHs/ωs
D2 (k=1)
C2 (k=2)
D2 (k=2)
C2 (k=1)
C2 (k=0)

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 $z = 2{,}05$.

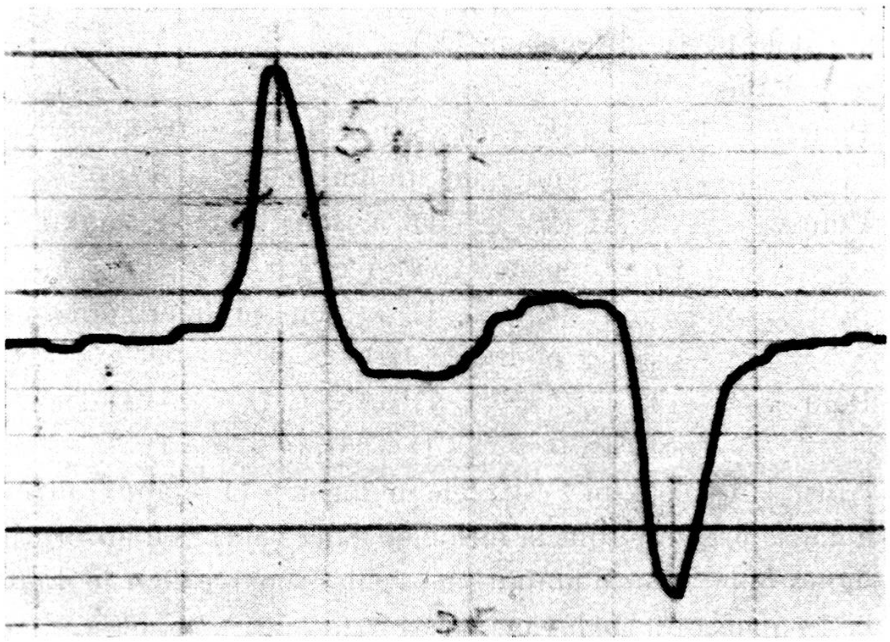
Pour $k = -1$: $C_2 (k = -1) = C_2 (k = +1)$ et
$D_2 (k = -1) = - D_2 (k = +1)$.

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



$\Delta H = 5$ mgauss. $f_B = 72$ 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:

$$C = 0{,}06 .$$

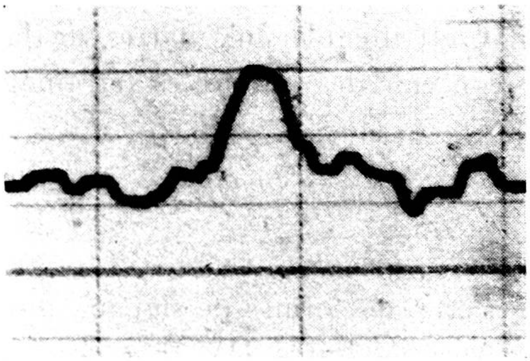
Il y aurait donc avantage à balayer à une fréquence plus faible de façon à augmenter l'amplitude du signal. C'est ce que l'expérience a confirmé.

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 Fe $(NO_3)_3$.

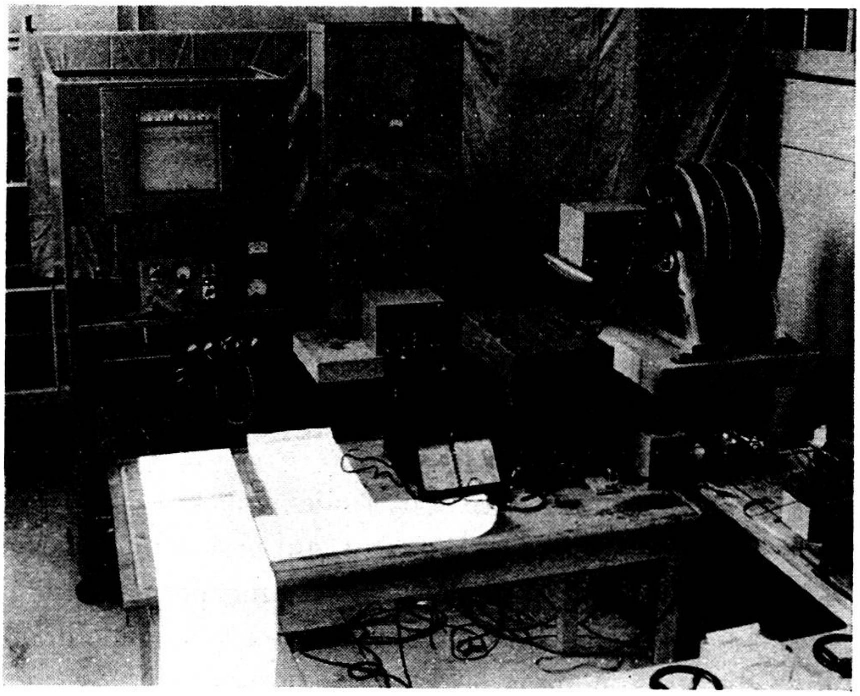
La résolution obtenue est donc de $2\ 10^{-5}$.

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



$\Delta H = 1{,}9$ 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. Béné, 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, Béné, Extermann, Mercier, *H.P.A.*, *28*, 617 (1955).
32. E. F. Salpeter, *Proc. Phys. Soc.*, A *63*, 337 (1950).
33. B. A. Jacobsohn, R. K. Wangsness, *P.R.*, *73*, 942 (1948).
34. F. Bloch, *P.R.*, *70*, 460 (1946).