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: II: Étude théorique et expérimentale des formes de signaux
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: 08.01.2026

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

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:

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

Or

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

D'où

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

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

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

Soit:

$$F\,(t) = v_{(t)} + iu_{(t)}\,. \qquad \text{(II-5)}$$

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

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

§ 1. Passage adiabatique avec T_1, $T_2 \ll T_s$.

Le calcul est valable pour les inéquations suivantes:

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

et

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

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

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

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 $v < u$. En conséquence, nous négligerons $\frac{dv}{dt}$ 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:

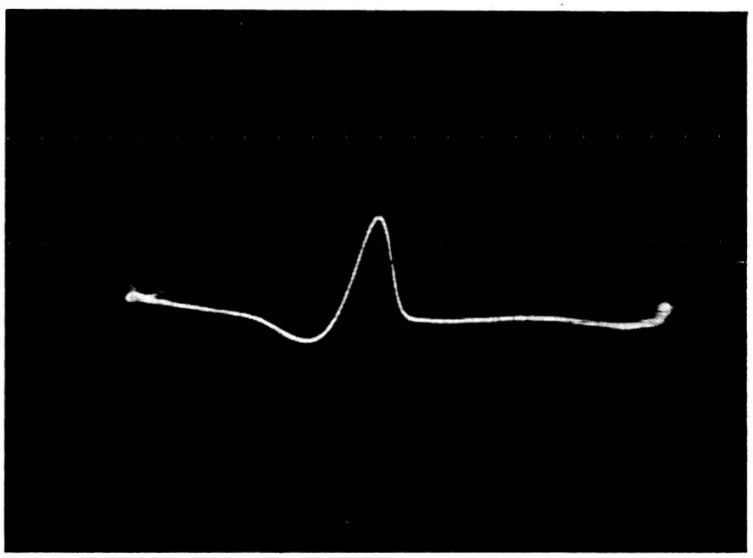
$$\begin{aligned} &1) \quad \frac{du}{dt} + v\,\gamma\,H_s\,\omega_s\,t = 0 \\ &2) \quad u\,\gamma\,H_s\,\omega_s\,t = m\,\gamma\,H_1 \\ &3) \quad \frac{dm}{dt} = v\,\gamma\,H_1 \end{aligned} \qquad \text{(II-10)}$$

D'où l'on tire:

$$\begin{aligned} u &= \left[1 + \frac{H_s^2}{H_1^2}\,\omega_s^2\,t^2\right]^{-1/2} \\ v &= \frac{H_s\,\omega_s}{\gamma\,H_1^2}\left[1 + \frac{H_s^2}{H_1^2}\,\omega_s^2\,t^2\right]^{-3/2} \\ m &= \frac{H_s\,\omega_s\,t}{H_1}\left[1 + \frac{H_s^2\,\omega_s^2\,t^2}{H_1^2}\right]^{-1/2} \end{aligned} \qquad \text{(II-11)}$$

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

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



u

$T_2 = 10^{-3}$ s. $H_1 = 0{,}2$ g. $H_s = 1$ g. $T_s = 2.10^{-2}$ 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 $T_1 > T_s$.

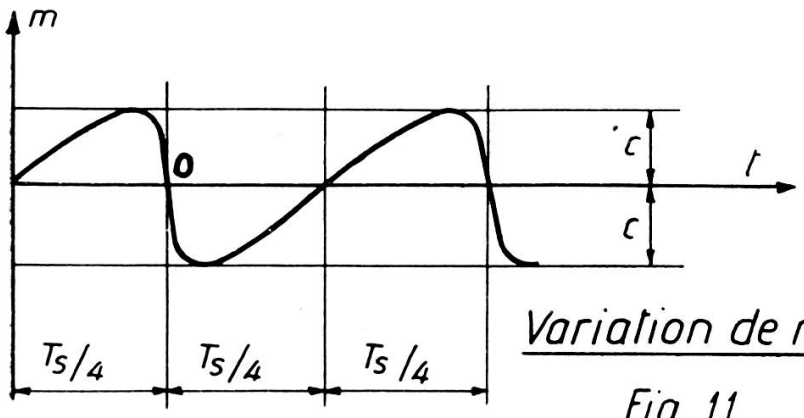
§ 2. Passage adiabatique avec $T_1 > T_s$.

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).



Variation de m (t)

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.)

$$u = C\left[1 + \frac{H_s^2}{H_1^2}\omega_s^2 t^2\right]^{-1/2}$$

$$v = C\frac{H_s\,\omega_s}{\gamma\,H_1^2}\left[1 + \frac{H_s^2}{H_1^2}\omega_s^2 t^2\right]^{-3/2} \qquad \text{(II-12)}$$

$$m = C\left[\frac{H_s\,\omega_s\,t}{H_1}\left(1 + \frac{H_s^2\,\omega_s^2\,t^2}{H_1^2}\right)^{-1/2} - g\,(t)\right]$$

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.

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

Soit:

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

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:

$$C = \frac{1}{4}\frac{T_s}{T_1}\,. \qquad \text{(II-14)}$$

Les expressions deviennent:

$$u = \frac{1}{4}\frac{T_s}{T_1}\left[1 + \frac{H_s^2}{H_1^2}\omega_s^2 t^2\right]^{-1/2}$$

$$v = \frac{1}{4}\frac{T_s}{T_1}\frac{H_s\,\omega_s}{\gamma\,H_1^2}\left[1 + \frac{H_s^2}{H_1^2}\omega_s^2 t^2\right]^{-3/2} \qquad \text{(II-15)}$$

$$m = \frac{1}{4}\frac{T_s}{T_1}\left[\frac{H_s\,\omega_s\,t}{H_1}\left(1 + \frac{H_s^2\,\omega_s^2\,t^2}{H_1^2}\right)^{-1/2} - \frac{4\,t}{T_s}\right]$$

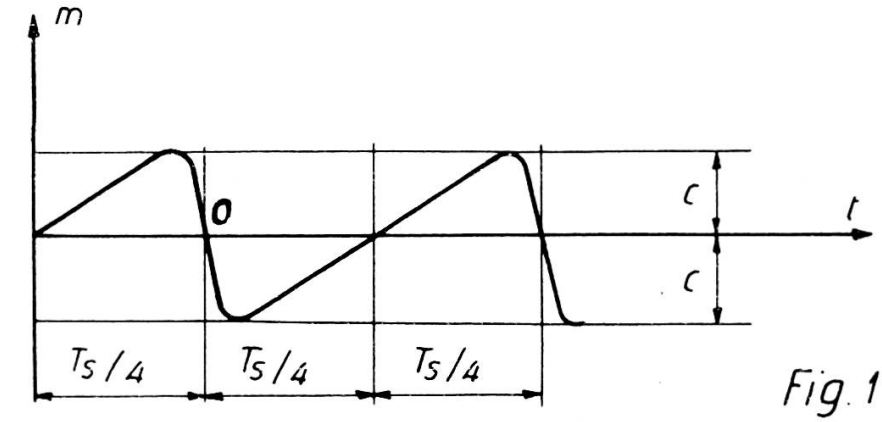


Fig. 12

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

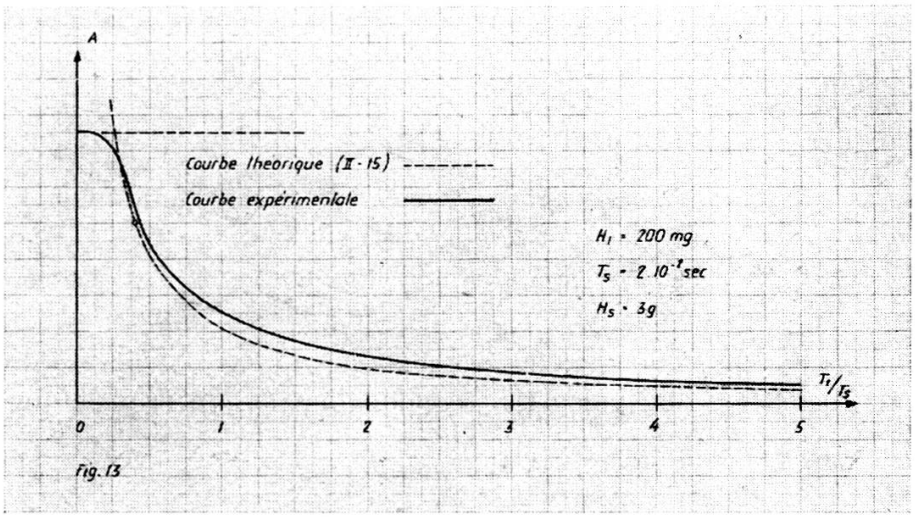


Fig. 13

temps de relaxation a été modifié par l'introduction de $Fe(NO^3)3$. La courbe a été décrite au moyen de solutions dont la concentration variait entre N/10 où $T_1 = 9\,10^{-4}$ 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_ι est la période de Larmoor, dans certains cas τ se rapprochera de T_ι.

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 Larmoor. Nous pourrons considérer en première approximation que la valeur moyenne de $m(t) = 1$.

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

Soit

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

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

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

D'où :

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

Posons

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

Alors :

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

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 :

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

avec l'approximation :

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

Si :

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

alors :

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

D'où :

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

D'où

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

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

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 Fe (NO3) 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 Fe (NO3) 3 correspondant à $T_2 = 5\ 10^{-4}$ sec, un champ $H_1 = 18$ mgauss, les premiers battements aparaissent 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 $\gamma H_s \omega_s \ . \ T_2^2$ 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 $\frac{1}{2}$.

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):

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

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

Pour:

$$t' - t = \tau$$

on trouve:

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

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.

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

Or

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

D'où:

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

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:

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

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

Calcul de F (t).

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

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

Calcul de J_1.

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

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

avec:

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

D'où:

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

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

Calcul de J_2.

Dans J_2, t limite d'intégration est susceptible de varier entre 0 et $T_{s/2}$. Comme $T_2 > T_s$, on aura $e^{t/T_2} \approx 1$.

Donc:

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

D'où:

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

Comme:

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

On a:

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

$$\varphi(t) = R\,|\,F(t)\,| . \qquad \text{(II-41)}$$

D'où:

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

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

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

Puisque:

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

D'où nous tirons enfin:

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

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-

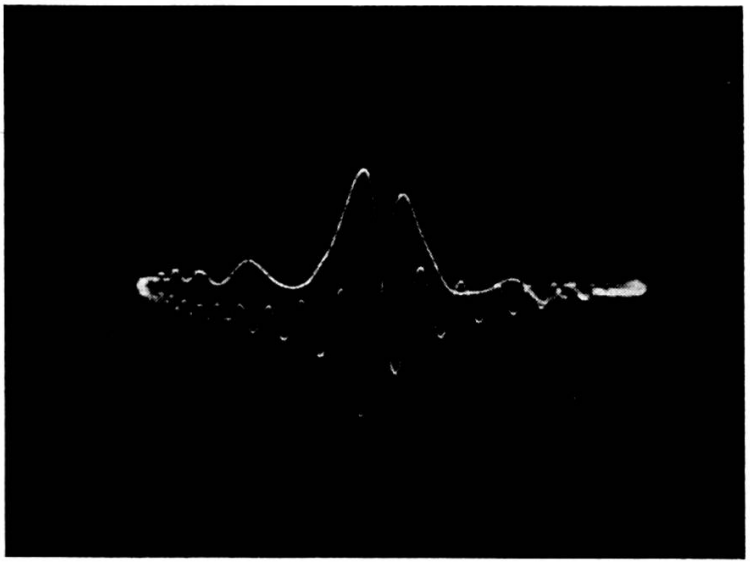


Fig. 14

$T_2 = 1{,}5 10^{-2}$ $H_1 = 18$ mgauss $H_s = 0{,}6$ gauss

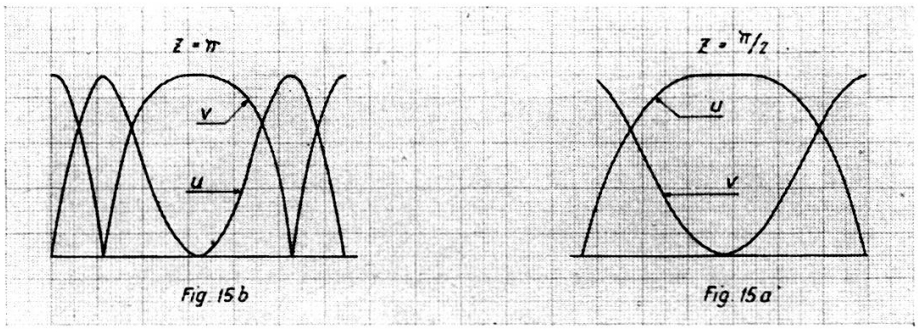
raissent suivant que T_1, T_2 étaient plus petits ou plus grands que T_s. Nous avons observé que la « frontière » séparant les deux formes de signal se situait à:

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

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

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

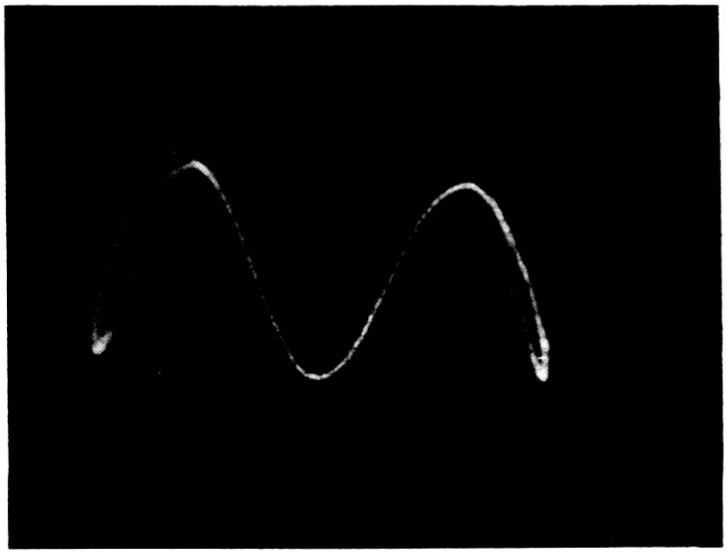
Ce facteur dont la valeur détermine la forme du signal apparaît également en page 428 dans les expressions qui régissent les fréquences latérales. Les graphiques suivants (fig. 15 *a* et 15 *b*) donnent l'allure des courbes *u* et *v* pour deux valeurs de *z*, soit $\pi/2$ et π. Plus loin, les photos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

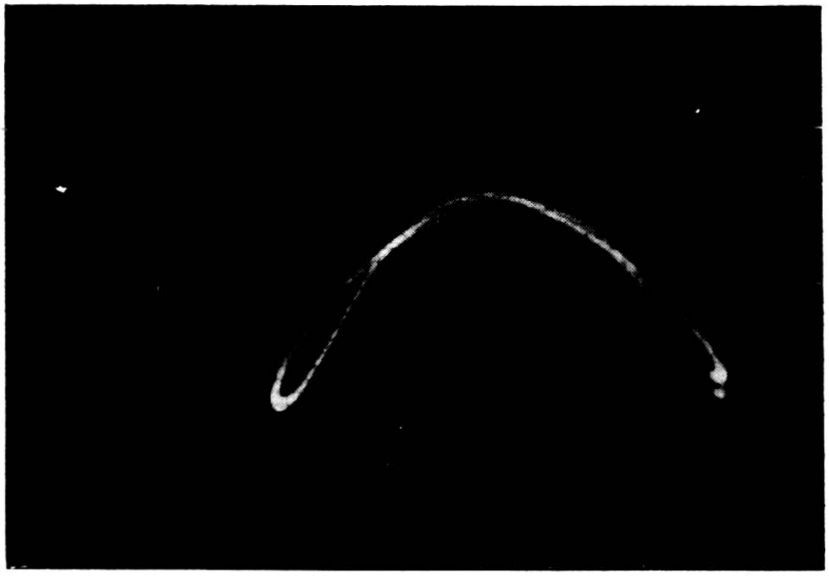
On vérifie aisément que la forme du signal n'est pas affectée si l'on modifie la valeur du champ et de la fréquence de balayage par un même facteur. De plus, on peut passer indifféremment de la courbe de la figure 16 *b* à la courbe de la figure 16 *a*



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 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 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 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.

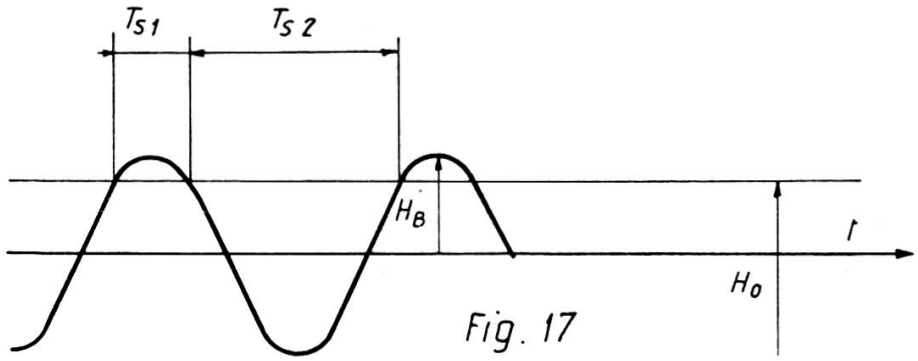


Fig. 17

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.

$u(t)$ ou $v(t)$.

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:

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

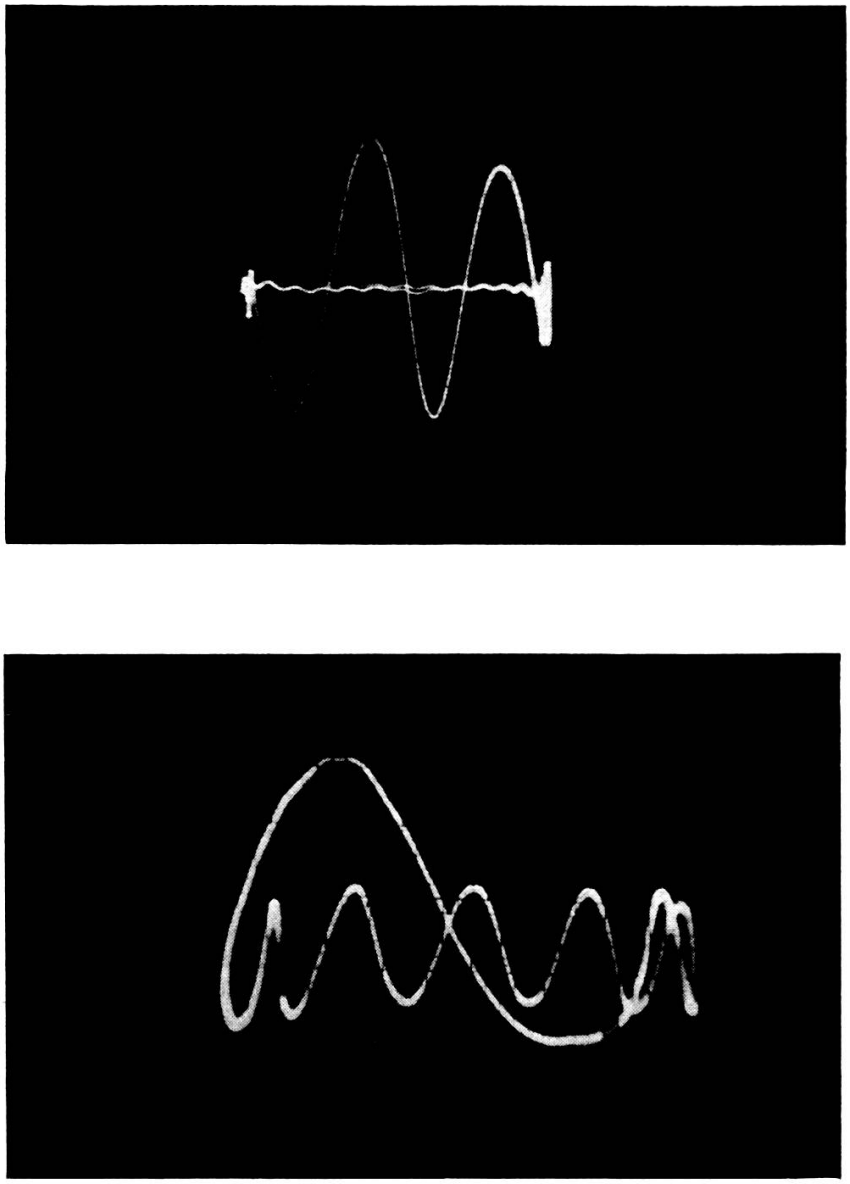


Fig. 18

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

$T_2 = 1{,}5\ 10^{-2}$ sec avec $T_s = 9{,}5\ 10^{-3}$ sec

$T_2 = 2{,}5\ 10^{-2}$ sec avec $T_s = 1{,}9\ 10^{-2}$ sec

$$\begin{cases} T_2 = 5\ 10^{-2} \text{ sec avec } T_s = 1{,}9\ 10^{-2} \text{ sec} \\ T_2 = 10^{-1} \text{ sec avec } T_s = 1{,}9\ 10^{-2} \text{ sec} \end{cases}$$

De plus, le maximum a été relevé pour:

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

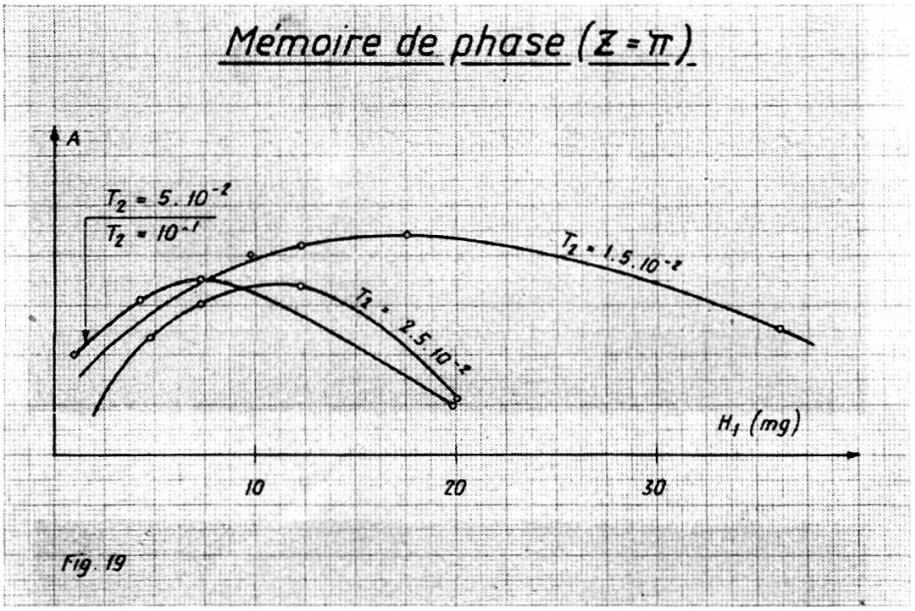


Fig. 19

Pour des valeurs de T_2 inférieures à 2,5 10^{-2} sec, H_{1max} 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 10^{-2} sec, la courbe expérimentale tend vers une asymptote. On note un écart correspondant à un facteur 2 entre H_{1max} théorique et H_{1max} expérimental. Dans toutes les mesures que nous avons faites, le champ H_{1max} 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

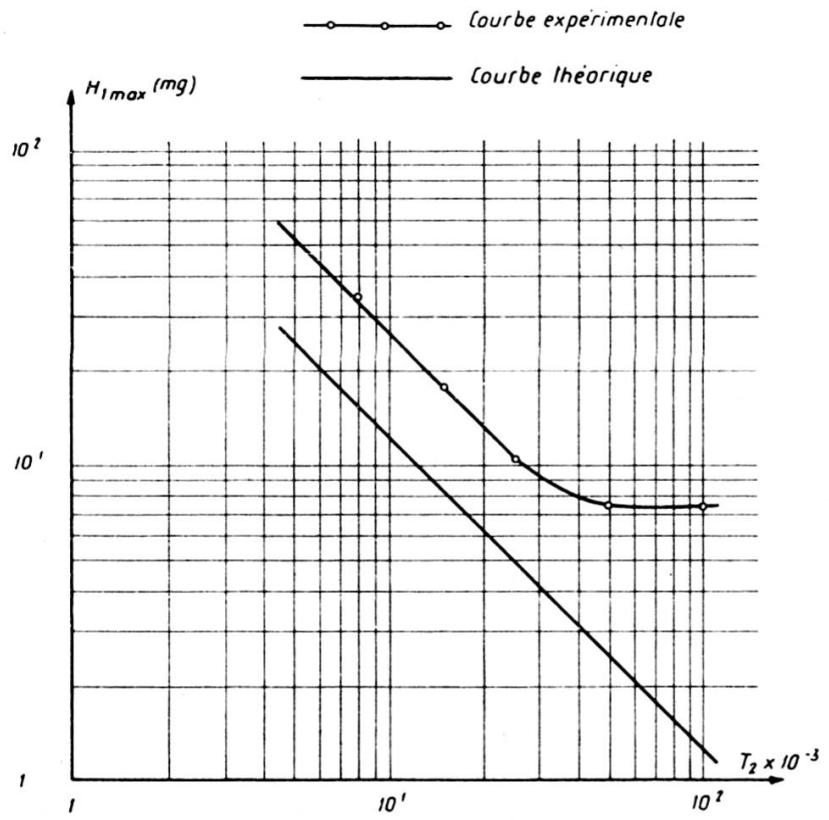


Fig. 20 H_{1max} fonction de T_2

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).