

Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Band: 13 (1960)
Heft: 9: Colloque Ampère

Artikel: I. Mesure des champs magnétiques faibles du type champ terrestre
Autor: Grivet, P.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-738635>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 19.11.2024

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

I. Mesure des champs magnétiques faibles du type champ terrestre

par P. GRIVET,

Professeur d'Electronique à la Faculté des Sciences de Paris

INTRODUCTION.

1. LES CHAMPS FAIBLES NATURELS.

1.1 *Evolution récente du domaine.*

Depuis 1957 * [1], la mesure des champs magnétiques faibles a pris une importance considérable, car le domaine d'application s'est brusquement étendu de la surface terrestre, à l'espace interplanétaire tout entier, avec l'avènement des fusées spatiales. Bien que jusqu'à présent les mesures, dans les fusées [2, 3, 4] soient faites, par une technique d'induction (cf. réf. [1] 9 I B) dont il ne sera pas parlé ici, le problème général qu'elles posent a commencé à influencer sérieusement le développement des techniques de mesure et en particulier, a inspiré les recherches de cette année sur les méthodes magnéto-optiques, décrites ici par P. L. Bender dans la communication suivante: il semble en effet que ce soit actuellement ce dernier procédé qui mènera le plus facilement à des réalisations très légères de l'ordre de 1,5 kg pour les équipements satellisables sans sacrifier la précision qui semble se situer déjà entre 10 et 1 gamma.

Aujourd'hui encore, et dans cet article en particulier, les procédés terrestres gardent la prépondérance, mais il paraît probable que prochainement ce seront les appareils spatiaux qui tiendront la première place. C'est pourquoi il a paru bon dans cette introduction de situer les ordres de grandeurs des différents champs naturels en donnant une bibliographie introductive sommaire qui facilite l'initiation à cette géophysique pour les physiciens et électroniciens.

* Cet article, et celui de P.-L. Bender (p.), formaient le fond d'un rapport présenté par ces deux auteurs à la Commission VII de la XIII^e Assemblée générale de l'URSI, à Londres, le 12 septembre 1960.

1.2 Unités.

En géomagnétisme on utilise couramment une unité, le gamma qui correspondait pratiquement il y a quelques années, aux plus petites variations décelables du champ terrestre. Les équivalences en terme de vecteur « induction » ou B^* sont :

$$\begin{aligned} 1 \text{ gamma} &= 10 \text{ microgauss (UEM.CGS)} = 10^{-5} \text{ gauss} = 10^{-9} \text{ tesla (MKS)} \\ &= 1 \text{ picotesla (MKS)} \end{aligned}$$

le tesla étant la dénomination récente du weber par m^2 .

Une difficulté se présente ici dans les abréviations: en physique, dans les phénomènes de résonance magnétique dont il est fait ici un large emploi, le rapport gyromagnétique qui lie le champ magnétique directeur à la pulsation (ou fréquence circulaire) de résonance est noté gamma minuscule γ . C'est pourquoi ici, on remarquera que l'unité magnétique gamma est notée par la majuscule Γ .

2. LE CHAMP TERRESTRE.

2.1 Conditions normales (champ calme).

On trouvera des indications sommaires mais claires et le plus souvent suffisantes sur sa valeur, sa répartition et ses variations dans le temps, dans les livres introductifs récents [5, 6] et un traitement extrêmement complet dans la nouvelle édition du Traité de Chapman [7]. Nous rappellerons ici, les caractéristiques normales et moyennes :

— que le champ terrestre, mis à part les anomalies géographiques locales est sensiblement celui d'un dipôle, d'axe légèrement incliné (11°) sur la ligne géographique sud-nord (nord magnétique, latitude 79° N, longitude 70° W) et dont le pôle « sud » au sens du magnétisme serait placé au « nord » au sens géographique;

— son intensité passe de 0,25 G à l'équateur à 0,7 G au pôle en passant par des valeurs voisines de 0,5 G aux latitudes tempérées en Europe et USA, le vecteur H est sensiblement horizontal à l'équateur et aux latitudes nord moyennes, il pointe vers le sol en s'inclinant sur le plan horizontal d'un angle qui en France vaut environ 60° ;

* Les équivalences en terme de vecteur H, moins commodes à cause des facteurs 4π de la rationalisation, ne semblent pas employées. On aura: 1 gamma = 10 micro-oersteds (UEM.CGS) = 0,8 milli-At/m (MKS).

— le gradient moyen est de $10 \Gamma/\text{km}$, pour les variations d'altitude et de $0,1$ à $1 \Gamma/\text{km}$ pour celles de latitude;

— les variations du champ terrestre sont dues à des courants ioniques extra-terrestres pour les $\frac{3}{4}$ de son intensité; $\frac{1}{4}$ seulement est attribuable à des causes intra-terrestres (cf. réf. [5] p. 54 ou réf. [6] p. 186).

— cette classification des sources du champ fait comprendre qu'il se présente des variations d'intensité dans le temps, de types très différents, suivant leur rapidité:

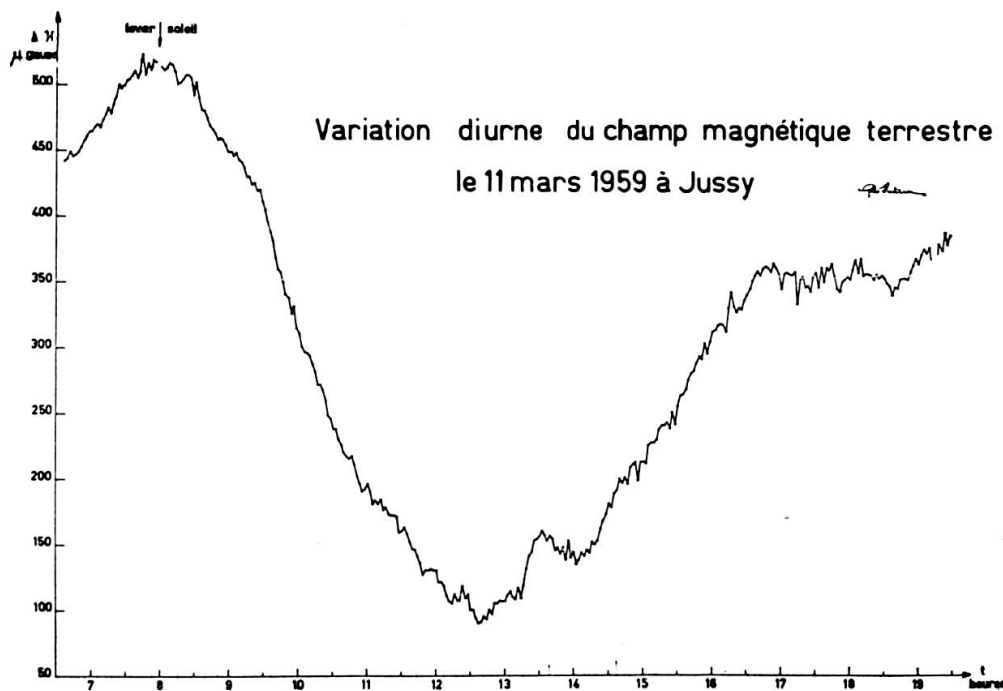


Fig. 1.

Les variations journalières du champ terrestre B_T , un jour calme à Jussy, d'après Hochstrasser.

- variations séculaires $30 \Gamma/\text{an}$
- variations diurnes: le champ décroît rapidement dans la matinée, passe par un minimum à midi (heure locale) puis remonte lentement dans l'après-midi et la soirée. L'amplitude de cette oscillation est maxima en juin (50Γ) et minima en janvier (5Γ); la figure 1 montre cette variation observée par Hochstrasser [8] à Jussy près de Genève, en mars 1959, par la méthode décrite dans la première partie (A)

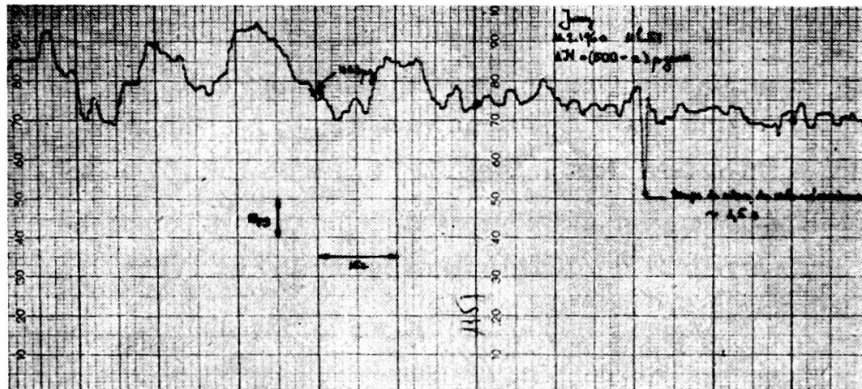


Fig. 2.

Les petites oscillations d'Eschenhagen, à Jussy, d'après Hochstrasser.

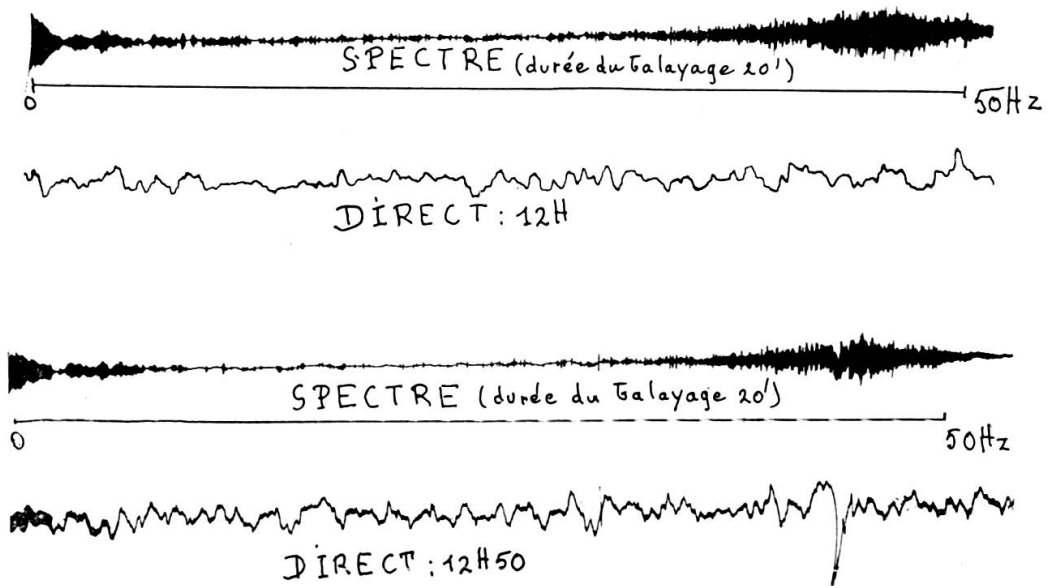


Fig. 3.

Les oscillations très rapides à Chambon-la-Forêt, d'après Stéfant:

- a) Enregistrement ordinaire. b) Spectre d'oscillation entre 0 et 50 Hz; la raie à 50 Hz provient des perturbations résiduelles du secteur.

— petites oscillations:

0,5 à 5 Γ , période 25 s, durée quelques minutes, dont la figure 2 donne un exemple d'après Hochstrasser [9, 10];

0,01 Γ période 1 s, ou moins (0,1 s) [11, 12]; figure 3 d'après Stéfant.

2.2 *Servitudes de mesure.*

2.2.1 *Orages magnétiques, accidents irréguliers.*

Toutes ces données sont relatives aux conditions normales dites calmes qui peuvent durer longtemps, une journée entière par exemple. Mais il se produit aussi de nombreuses perturbations irrégulières dont les plus violentes sont appelées « orages magnétiques » et elles peuvent empêcher, plusieurs jours durant, l'observation des caractéristiques de temps calmes, car elles sont très violentes, comparées aux variations normales: on cite la tempête magnétique de 1859, où la variation relative de B_T , atteignit 10%.

2.2.2 *Variations géographiques locales.*

Les variations géographiques locales sont nombreuses. Les plus intéressantes sont dues à la structure magnétique naturelle du sol, et sont à l'origine d'une application importante: l'emploi des mesures magnétiques pour la détection des gisements minéraux. Les plus gênantes sont dues aux matériaux magnétiques de construction: les mesures précises de la valeur moyenne normale sur quelques secondes, en époque calme, du champ terrestre peut être effectuée à 0,1 Γ près, aujourd'hui, dans un observatoire géomagnétique en bois, dépourvu de tout matériau magnétique, mais elles ne peuvent être faites que dans ces conditions. Dans un laboratoire ordinaire (le nôtre à Fontenay par exemple) l'inhomogénéité spatiale atteint facilement 0,1 mG soit 10 Γ , sur une distance de 5 cm (la dimension de l'échantillon utilisé en résonance nucléaire); au contraire, Hochstrasser, dans les chalets de bois de Jussy, loin de tout chemin de fer électrique, et où la seule perturbation était la ligne triphasé d'alimentation en énergie, a pu faire des observations, pendant des périodes exceptionnellement calmes, d'une durée de 15 minutes environ, avec une précision de mieux que 0,01 Γ (0,1 μ G), qui se manifestait dans la reproductibilité de la largeur de raie de résonance observée (décaline, largeur comprise entre 5,12 et 5,15 Γ) pour un échantillon d'un volume d'environ 8 dm³. Une qualité du même ordre de grandeur, a été observée, secondairement, par Bender et Driscoll [13] lorsqu'ils ont exploré le champ résiduel dans un observatoire géophysique, où ils ont effectué les mesures absolues les plus précises et les plus récentes de la constante gyromagnétique γ . Il s'agissait là de laboratoires, où la sonde était placée à 1 ou 2 m du sol; il semble d'après les observations récentes de Soutif, Servoz-Gavin et Bonnet [14] que l'on améliore encore la situation en plaçant la sonde à

5 ou 6 mètres au-dessus du sol, au sommet d'un échafaudage en bois: on se libère ainsi de l'influence de l'aimantation du sol qui apporte à la fois des gradients d'espace et des variations dans le temps [14 bis].

2.3 *Les conditions dans les observatoires fixes.*

En conclusion, il est bien établi à l'heure actuelle que dans un chalet en bois, loin (60 km) des manifestations électriques de la civilisation, pendant des périodes exceptionnellement calmes au point de vue géomagnétique, on puisse disposer pour la mesure d'une durée d'un quart d'heure, — où la valeur moyenne de B_T sur une durée d'une ou quelques secondes est mesurable à $0,01 \Gamma$ près ($0,1 \mu\text{G}$)

— où le gradient spatial du champ est inférieur à $0,1 \Gamma$ par mètre.

Ces périodes exceptionnellement calmes ne sont utilisables que si l'on dispose d'un enregistrement du champ continu et de haute précision qui permette à l'observateur de les repérer. Avec les moyens ordinaires et une surveillance moins serrée, en période calme ordinaire on peut espérer atteindre: $0,1 \Gamma$ ($1\mu\text{G}$) comme précision limite, accessible par la totalité des procédés décrits dans la suite.

2.4 *Conditions d'observation en bateau et en avion.*

Ces conditions sont courantes, tant pour la prospection minière en temps de paix, que pour la détection des sous-marins ou des mines en temps de guerre.

Nous laisserons de côté ici la description de ces techniques spéciales, en soulignant que tous les procédés de résonance magnétiques décrits dans la suite peuvent être adaptés à ces conditions: en effet, les conditions les plus dures se rencontrent en avion, mais là les appareils doivent être divisés en deux ensembles, l'un obligatoirement léger comprend la sonde et se trouve remorqué par un câble à quelques dizaines de mètres derrière l'avion; ce dernier contient les châssis électroniques de commande et de lecture, dont le poids n'est pas très sévèrement limité.

Une remarque très importante ici, fait ressortir l'avantage de base des procédés de résonance par opposition à ceux à induction ou à « deuxième harmonique ». Dans ces derniers, dont on trouvera une description dans les revues d'ensemble [15, 16], on mesure la *composante du champ dans une direction donnée*; il faut donc que l'orientation de la sonde de mesure par rapport au champ soit assurée et déterminée avec une précision qui est en

rapport direct avec la précision de la mesure. Au contraire dans les phénomènes de résonance, les noyaux ou les moments atomiques choisissent eux-mêmes, automatiquement avec une précision infinie la direction du champ comme direction de quantification spatiale, indépendamment de l'orientation de la sonde elle-même: la *résonance mesure toujours directement l'amplitude du champ* (et non l'une quelconque de ses composantes). L'orientation de la sonde n'intervient que secondairement pour fixer l'intensité de la résonance par une loi en cosinus θ , θ angle du champ et de l'axe magnétique de la sonde*; il suffit d'une orientation grossière, à 30% près pour assurer que l'axe ne se trouve pas dans le plan mort $\theta = 90^\circ$. Par contre, et, pour cette même raison fondamentale, les procédés de résonance se prêtent mal à l'observation de la *direction* du champ que l'on ne peut atteindre que par des procédés de compensation ou par comparaison des données de trois sondes, en se basant sur la loi en $\cos \theta$ qui est peu favorable.

3. LE CHAMP INTERPLÉNATAIRE ET LES FUSÉES.

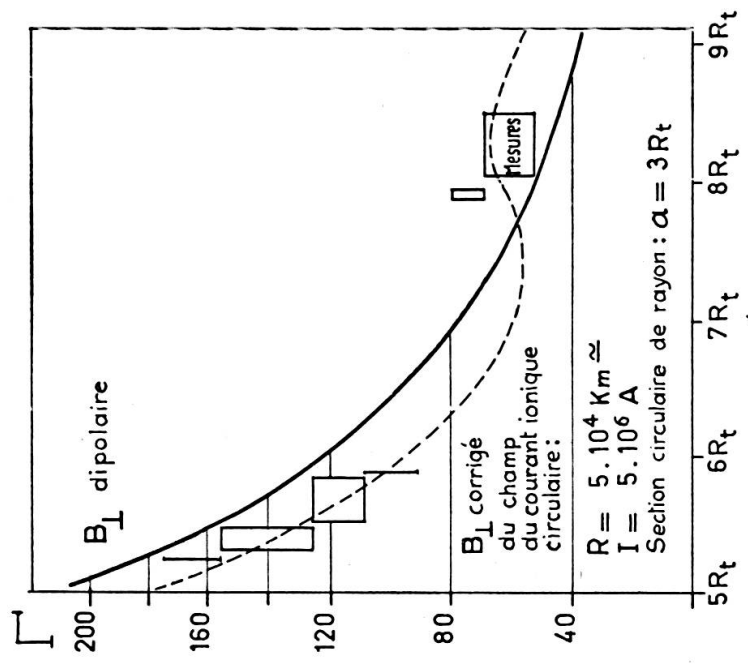
Nous terminerons cette introduction par une brève revue des conditions régnant dans l'espace interplanétaire de notre système solaire. Les résultats obtenus avec Pionner V, surtout, commencent à les faire bien connaître, tout au moins dans les ordres de grandeur qui suffisent pour étudier l'amélioration future de ces expériences. La figure 4 empruntée à une revue récente de Miss A. Croome [17] fait ressortir clairement les conditions de mesure (dont on trouvera une description plus détaillée dans les références [2, 3, 4]).

Ici l'appareil à induction, de sensibilité $0,1 \Gamma$, décrit dans la référence [18] mesurait la composante B_{\perp} perpendiculaire à l'axe de rotation du satellite et l'on voit:

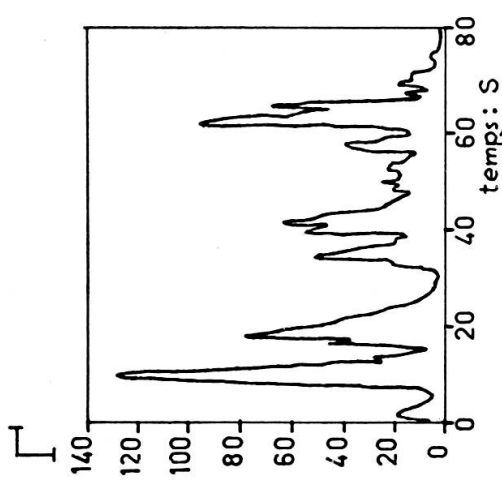
— une zone géocentrique, entre 0 et $13 R_t$ (rayons terrestres), où la composante B_{\perp} du champ, varie de 200Γ à 40Γ , suivant la loi dipolaire, modifiée par le champ d'un anneau de courant d'environ 5 méga-ampères situé à peu près à $10 R_t$ (de 7 à 13);

— une zone de transition entre 10 et $2 R_t$ où le champ, assez faible entre 50 et 15Γ , subit des variations rapides, passant de 50 à 20Γ , en un temps de l'ordre de la seconde tout au moins quand il est « vu » du satellite à grande vitesse ($2,2 \text{ km/s}$ environ pour la composante radiale);

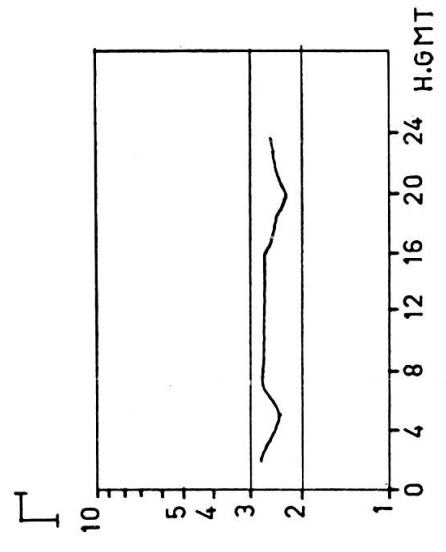
* Dans le cas de la résonance optique, cette remarque reste qualitativement vraie, mais la loi angulaire devient plus compliquée.



DOMAINE GÉOCENTRIQUE
 $d < 10 R_t$



DOMAINE DE TRANSITION
 $10R_t < d < 20R_t$



DOMAINE INTERPLANÉTAIRE
 $20R_t < d$

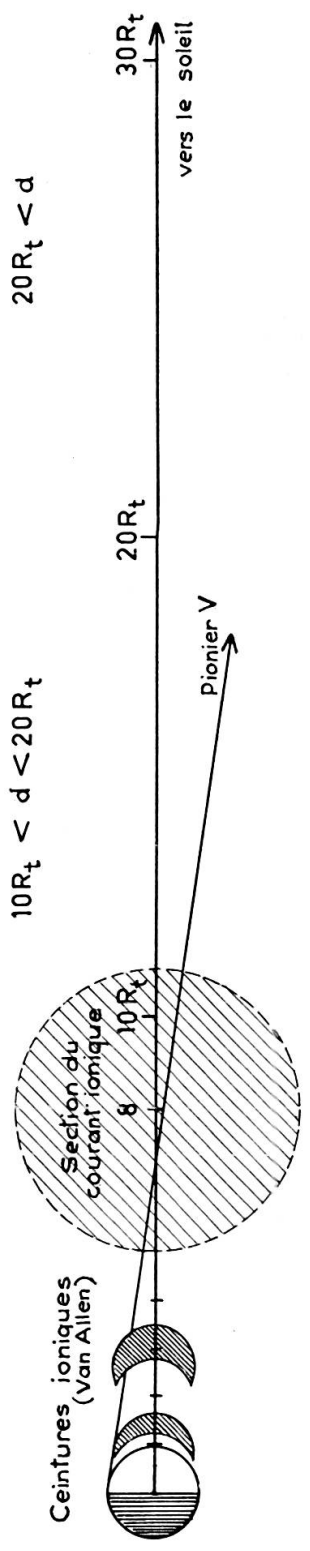


Fig. 4

— une zone « interplanétaire » où le champ est à la fois très faible, de l'ordre de $2,5 \Gamma$ et sensiblement constant à $0,05 \Gamma$ près, au-delà de $20 R_t$. Ces conditions montrent que les appareils à résonance apporteraient l'avantage énorme d'atteindre sûrement l'amplitude B_{\perp} et d'être indépendants des variations d'orientation du satellite, mais qu'il leur est beaucoup demandé par ailleurs:

- sensibilité de 1Γ (valeur minima enregistrée deux fois par Pionner V)
- temps de réponse et de mesure dans la zone de transition nettement inférieur à 1 seconde, de l'ordre par exemple de $0,1 \text{ s}$
- temps de réponse et de mesure dans la zone de transition nettement inférieur à 1 seconde, de l'ordre par exemple de $0,1 \text{ s}$
- poids de l'ordre de $1,5 \text{ kg}$; cette condition pourrait être adoucie pour un satellite *spécialisé* dans les mesures magnétiques, mais la nécessité d'une exploration fréquente de l'espace, vu l'ampleur des variations possibles dans le temps, rend nécessaire l'équipement de nombreux petits satellites, non spécialisés.

La communication suivante montrera qu'il existe vraisemblablement plusieurs moyens de satisfaire à ces exigences, mais actuellement, le magnétomètre à rubidium semble le plus près d'y parvenir. La référence [2 bis] montre aussi de manière détaillée que ces exigences peuvent être satisfaites par une méthode d'induction dans un satellite animé d'un mouvement de rotation, lent. Voici les caractéristiques de ce système expérimenté avec succès sur Pionner I:

bobine caprice: 30.000 tours de fil n° 40 sur un noyau de ferronickel
 fréquence de rotation du satellite: 2 Hz
 étendue dynamique de mesure: $6 \mu\text{G}$ — 12 mG
 largeur de bande: 1,5-2,5 Hz
 sensibilité limite: $6 \mu\text{G} = 0,6 \Gamma$
 puissance d'alimentation: 25 mW

On trouvera d'autres indications générales sur ces dispositifs dans les références [19, 20, 21].

4. MESURES RELATIVES ET ABSOLUES. CONCENTRATEURS.

4.1 Mesures absolues.

Le pointé d'une raie de résonance magnétique fournit en général une mesure que l'on peut qualifier d'absolue, car la constante gyromagné-

tique γ qui relie la fréquence de résonance f , au champ B , est en général connue avec une précision supérieure à celle qui est requise dans les mesures de champ quelle que soit la raie choisie et le type de résonance (nucléaire, électronique, transition optique):

$$(1) \quad 2\pi f = \gamma B \qquad f = \gamma B \qquad (2)$$

cette précision est de l'ordre de $0,5 \cdot 10^{-5}$ au moins. L'étalon primaire est toujours la résonance nucléaire du noyau d'hydrogène dans l'eau pure, débarrassée de l'oxygène dissous *, pour laquelle Bender et Driscoll [13] ont trouvé:

H dans l'eau pure:

$$\begin{aligned} \gamma_p &= 2,67513 \cdot 10^4 \text{ (Gs}^{-1}\text{)} & \gamma_p &= 4,25763 \cdot 10^3 \text{ (G}^{-1}\text{s}^{-1}\text{)} \\ \gamma_p &= 2,67513 \cdot 10^8 \text{ (Ts}^{-1}\text{)} & \gamma_p &= 4,25763 \cdot 10^7 \text{ (T}^{-1}\text{s}^{-1}\text{)} \end{aligned} \qquad (3)$$

Le benzène, souvent employé aussi, présente en pratique la même valeur (γ_p dans le benzène, dépasse γ_p dans l'eau de 2 ppm). L'erreur ne dépasse pas 10^{-5} si l'on emploie d'autres liquides hydrogénés courants, hydrocarbures, par exemple comme on peut s'en persuader en parcourant les tables étendues qui ont été établies pour la spectroscopie nucléaire de haute résolution [22, 23].

Les champs faibles sont assez uniformes pour qu'on n'ait jamais à ajouter de sels paramagnétiques pour améliorer le rapport signal sur bruit dans la résonance nucléaire et les corrections relatives à l'emploi de ces sels (fréquent en champs forts qui sont peu homogènes) ne se présentent pas ici. Même si l'on adopte la résonance *paramagnétique électronique* avec le DPPH (1,1diphényl — 2 picryl-hydrazyl) ou le charbon actif, la correction de paramagnétisme statique ne paraît pas devoir être requise même si l'on cherche l'ultime précision: pour le DPPH par exemple:

$$\gamma_e = 1,7621 \cdot 10^7 \text{ (G} \cdot \text{s}^{-1}\text{)} \qquad \bar{\gamma}_e = 2,80453 \cdot 10^6 \text{ (G} \cdot \text{s}^{-1}\text{)} \qquad (4)$$

la largeur de raie à mi-hauteur dans les meilleures conditions est

$$\Delta B \simeq 1 \text{ G}$$

* Cette opération peut être faite de la manière suivante:

1. Ebullition en atmosphère d'azote,
1. Congelation puis fusion sous vide
3. Scellement

L'opération 1 peut être remplacée par passage d'azote sec.

et tandis que la susceptibilité en volume vaut* $\chi = 3.10^{-6}$ (CGS). Le champ B' dans la sonde diffère en valeur relative du champ à mesurer B , de:

$$(B' - B)/B = 4 \pi \chi \simeq 2.10^{-5} \quad (5)$$

si bien qu'il faudrait pouvoir pointer la raie à 10^{-4} de sa largeur, dans un champ de 10 G, pour que la correction de paramagnétisme puisse intervenir. Il faudrait alors adopter un échantillon qui aurait la forme sphérique et tenir compte de la température, si par exemple on opérait à très basse température interspatiale, puisque $\chi T = cte$.

4.2 Mesures relatives et concentrateurs.

Les mesures relatives sont les plus courantes et les plus intéressantes puisque l'on étudie surtout en géomagnétisme, les variations du champ dans l'espace et le temps. Ici un facteur nouveau peut intervenir, la rapidité des mesures; les plus grandes rapidités requises actuellement correspondent à des temps de mesure de l'ordre de 10^{-2} s sur terre [11] et 10^{-1} s dans l'espace [17], mais l'étude des fluctuations rapides est en plein essor, et il ne faut sans doute voir là qu'un ordre de grandeur éphémère, aucune raison de principe ne fixant encore de limites naturelles.

Il apparaîtra dans la suite qu'en général, la précision est d'autant meilleure et d'autant plus facile à obtenir que le champ est plus intense.** A ce point de vue il y a une grande différence entre un champ de 0,5 G et un champ de 5 G, par exemple. C'est ce qui a conduit pour les mesures relatives à la techniques des *concentrateurs*. Ils sont très employés pour l'étude des fluctuations du champ terrestre par la méthode d'induction et là, une de leur forme moderne est constituée simplement par un cylindre très allongé de substance ferromagnétique de haute perméabilité, de longueur et de diamètre d ; par exemple $l = 5$ m et $d = 0,1$ m; une bobine est embrochée sur ce noyau et le flux inducteur est alors multiplié par un facteur d'amplification A , facile à mesurer (c'est le rapport des f.e.m. observées avec et sans noyau, dans les mêmes conditions extérieures d'excitation artificielle***)

* En unités MKS $\chi_{\text{MKS}} = 4\pi\chi_{\text{CGS}}$ et $(B'-B)/B = \chi_{\text{MKS}}$

** Cette assertion n'est pas vraie pour le magnétomètre optique à rubidium, qui s'accommode très bien des champs faibles de la zone géocentrique au voisinage de la terre.

*** Par exemple, une bobine éloignée d'une cinquantaine de mètres et parcourues par un courant de fréquence très basse: $0,1 \frac{c}{s}$ par exemple.

que l'on trouvera donné par le graphique de la figure 5, en fonction du rapport d/l , tandis que les références [24 et 25] donnent une théorie précise de ce dispositif.

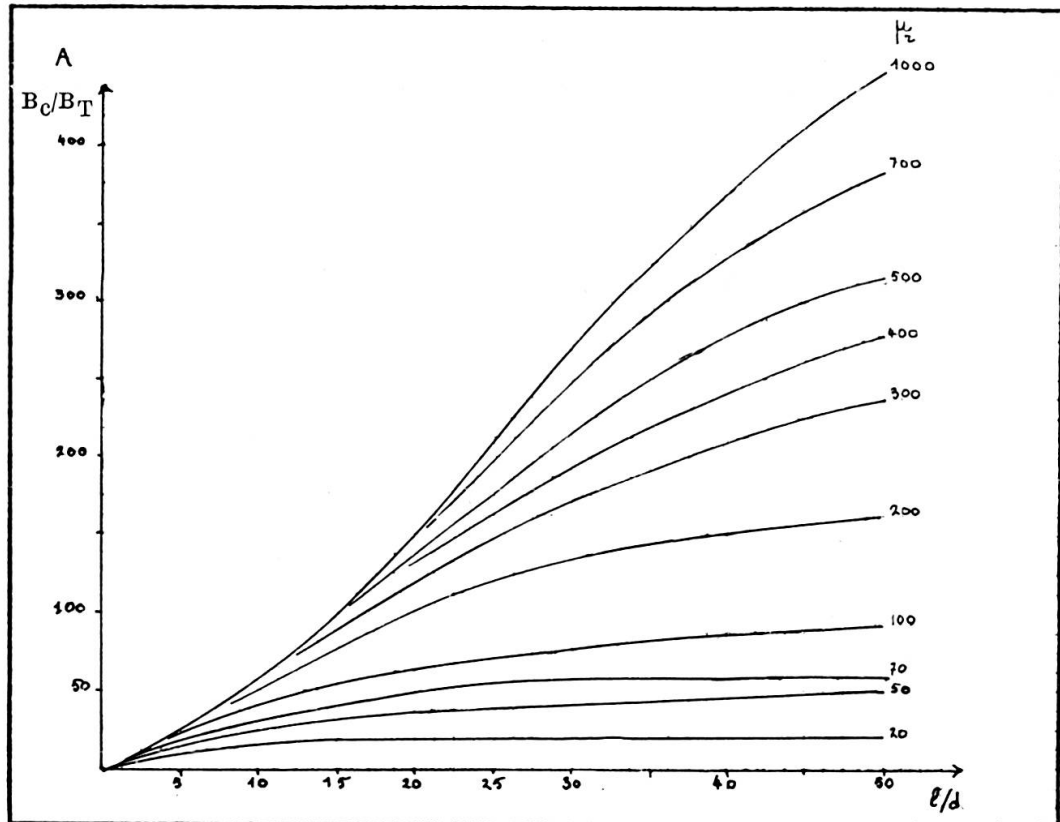


Fig. 5.

La concentration du champ par une barre de ferrite, de longueur l et de diamètre d ; en ordonnées le rapport d'amplification: $A = B_c/B_T$, B_c induction au centre du barreau.

Le facteur A peut ainsi être très grand si le noyau est très perméable et aujourd'hui avec les ferrites on dispose de corps qui allient une perméabilité relative μ_r élevée (de l'ordre de 2000 et plus) à une résistivité également très élevée: ce sont des isolants; on peut ainsi se libérer [22] des servitudes dues à l'effet de peau qui limitait sévèrement l'efficacité des barres massives de permalloy, utilisées auparavant, vers les hautes fréquences. L'avantage des concentrateurs n'est pas absolument lié à la méthode d'induction et ils se révèlent très utiles aussi dans la mesure directe des champs: il suffit pour les adapter à ce rôle de pratiquer au

centre du cylindre, un entrefer pour loger la sonde. Le champ dans cette fente est encore fortement amplifié, mais notablement moins que dans la barre pleine et le nouveau rapport d'amplification A^* dépend maintenant de la valeur du quotient e/l , e étant l'épaisseur de l'interstice, l la longueur de la barre ferromagnétique. On peut encore évaluer grossièrement l'ordre de grandeur de A^* au moyen du graphique de la figure 5, de la manière suivante; il suffit pour cela d'assimiler l'effet de l'entrefer réel à celui de la somme d'entrefers infiniment petits distribués tout le long de la barre. Une théorie élémentaire montre qu'approximativement l'effet des entrefers distribués est de remplacer la perméabilité relative μ_r réelle, par une perméabilité apparente μ_a plus faible:

$$\mu_a = \frac{\mu_r}{1 + (e/l) \mu_r} \quad (6)$$

et il suffit d'utiliser μ_a au lieu de μ_r pour trouver avec le graphique 5, un ordre de grandeur du facteur A^* , qui peut atteindre 20 ou 30 avec d'assez grands entrefers si la barre du concentrateur mesure quelques mètres. Ce sont en fait, les ordres de grandeur observés sur un concentrateur ancien en permalloy et de structure assez compliquée construit par Selzer sur les indications de L. Neel, à Chambon-la-Forêt; le champ y atteignait environ 12 G pour $e = 10$ cm. Dans l'entrefer d'un concentrateur de cette espèce, n'importe lequel des procédés de résonance fournit une précision accrue avec davantage de commodité.

5. CONCENTRATEUR ET EFFET HALL.

L'amplification A^* d'un concentrateur à fente, atteindrait la valeur élevée de l'ordre de 1000 accessible pour A lorsque la fente est supprimée, si l'entrefer était très mince, de l'ordre de un millimètre ou d'une fraction de millimètre. C'est ce qui peut être réalisé avec une sonde basée sur l'effet Hall. En effet, là le rapport entre la tension de signal V_s et le champ B , est donné par la formule:

$$\frac{V_s}{B} = R_H \frac{I}{a} \quad (7)$$

où R_H est la constante de Hall, et ne dépend que de la substance employée l'antimoniure d'indium, en général; I est le courant primaire dont la valeur est limitée par l'inconvénient de chauffer la sonde par effet Joule et dépend

du mode de refroidissement, e , l'épaisseur. On peut montrer que si P est la puissance dissipable et σ la conductivité on a :

$$\frac{V_s}{B} = R_H \left(\frac{2P\sigma}{a} \right)^{1/2} b \quad (8)$$

b étant la largeur de la sonde; ainsi la sensibilité est inversement proportionnelle à $a^{1/2}$ et on peut utiliser très efficacement les concentrateurs de champ avec une mince sonde de Hall. La théorie est développée dans la référence 27; elle a été éprouvée avec un petit concentrateur (figure 6).

$$\begin{aligned} l &= 0,375 \text{ m} & e &= 0,25 \text{ mm} \\ a &= 0,30 \text{ mm} & b &= 1,5 \text{ mm} \end{aligned}$$

qui a permis de mesurer le champ terrestre à $1\mu\text{G}$ près pour un rapport signal/bruit de 10 db, soit environ 3 en amplitude.

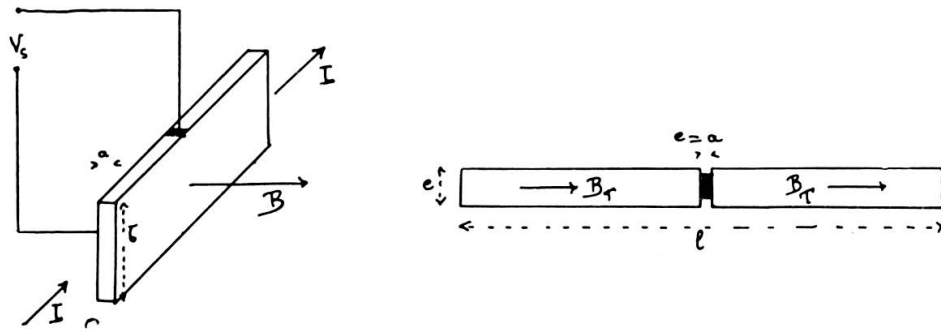


Fig. 6.

Un concentrateur à fente fine pour sonde mince à effet Hall, d'après la référence [27].

6. CHOIX DES RAIES.

La précision du pointé d'une raie d'absorption est en général fonction à la fois de la finesse de la raie choisie et de son intensité, comme il a été expliqué dans la référence [28]; la grandeur du rapport signal/bruit fixe l'erreur possible dans le pointé à :

$$B = \sqrt{P_b/P_0} \Delta B \quad (9)$$

où ΔB est la largeur de la raie, P_b la puissance de bruit dans la bande de l'amplificateur, P_0 la puissance de signal.

Mais ici pratiquement, on n'a pas la possibilité d'utiliser cette formule en choisissant par exemple, une raie large mais intense. En effet l'ordre de

grandeur très faible du champ à mesurer oblige à choisir une raie pour laquelle

$$\Delta B \ll B_t \quad (10)$$

et déjà dans le cas du champ terrestre, B_t cette condition limite très sévèrement le nombre des raies possibles; on a retenu jusqu'à présent:

— les raies de résonance nucléaire des liquides dont la largeur va de $0,2 \Gamma$ ($2 \mu\text{G}$) pour les raies naturelles à 8Γ ($80 \mu\text{G}$) pour les raies d'effet Overhauser en présence de l'additif paramagnétique nécessaire à l'emploi de cet effet;

— les raies optiques de largeur 10Γ ($100 \mu\text{G}$) pour l'hélium [29] et $2,5 \Gamma$ pour le rubidium [30, 31, 32].

Le phénomène de résonance subsiste lorsque l'inégalité (10) n'est pas respectée [33] mais la raie n'a pour ainsi dire plus qu'un seul flanc et il n'a été encore proposé aucun moyen pour mettre à profit cette situation. Il est vrai que le bond de largeur à franchir serait considérable, si l'on voulait utiliser des raies vraiment intenses, comme celles de la résonance électronique. Le seul cas de conditions favorables aujourd'hui est alors fourni par les concentrateurs décrits au paragraphe précédent: entre leurs pôles et pour le champ terrestre, on peut espérer disposer d'un champ d'une dizaine de gauss. En se tenant à l'ordre de grandeur significatif de $B'_t = AB_t = 10 \text{ G}$, on peut constater que l'inégalité (10) est vérifiée pour de nombreux radicaux libres d'usage commode. On notera par exemple:

	ΔB (gauss)
11 diphényl-picryl hydrazyl [34]	0,8
13 bisdiphénylène 2 phényl allyl [35]	0,6
dextrose carbonisé à 600°C [36]	0,2
solution $0,2 \text{ mol. l}^{-1}$ de K dans NH^3 [37, 38]	0,03

Les solutions de métaux alcalins dans l'ammoniaque liquide présentent quelques inconvénients pratiques: échantillon scellés sous une pression d'une dizaine d'atmosphère, évolution chimique plus ou moins rapide suivant la pureté, c'est-à-dire les soins apportés dans la préparation mais la durée d'activité peut se compter en mois.

Mais là, comme dans le domaine des sucres (ou autres produits organiques) carbonisés, on peut s'attendre à des progrès sensibles, soit par suite de l'essai de corps nouveaux, soit par perfectionnement de la technologie de préparation des substances connues.

Il semble donc que la mise en œuvre de la résonance électronique et d'un concentrateur, puisse être envisagée pour l'observation des fluctuations de champ magnétique, car les temps de relaxation de ces substances, tous inférieurs à 10^{-7} , assurent une rapidité surabondante aux mesures. Mais aucune réalisation de ce genre n'a encore été décrite à la connaissance de l'auteur.

7. LIMITES DE CETTE COMMUNICATION.

L'examen détaillé de ce problème, dont il a été rendu compte dans les paragraphes précédents, a conduit à limiter l'objet de cette communication aux méthodes qui avaient été l'objet d'études détaillées depuis 1957 et qui avaient mené effectivement à une précision de 10^{-5} au moins en valeur relative. Ces méthodes mettent toutes en jeu la résonance magnétique, mais on peut les diviser en deux groupes faisant appel à des techniques bien différentes. Dans le 1^{er} groupe on opère par résonance nucléaire sur un liquide de largeur de raie faible, et ces techniques qui portent sur la matière condensée, par les moyens ordinaires de l'électronique, sont seules décrites ici.

Le deuxième groupe fait appel au principe de pompage optique de Kastler, Brossel et Bitter, et on opère sur un gaz très raréfié, une vapeur de métal alcalin, dont on détecte les variations par absorption optique, à la fréquence d'une transition hyperfine, dans l'effet Zeeman; ces procédés sont décrits dans la communication suivante par P. L. Bender.

PROCÉDÉS BASÉS SUR LA RÉSONANCE NUCLÉAIRE MAGNÉTIQUE DANS LES LIQUIDES

A. LA RÉSONANCE MAGNÉTIQUE NUCLÉAIRE PURE (BENE et HOCHSTRASSER).

1. *Expériences préliminaires de Béné et J. M. Rocard.*

Cette technique est l'aboutissement de longs efforts pour édifier une spectroscopie nucléaire de champ faible, en profitant de la très bonne uniformité naturelle du champ terrestre. L'étape précédente [39] consistait à ajouter au champ terrestre B_T , un champ d'appoint B_a très homogène, produit par un système de 4 très grandes bobines (perfectionnement du dispositif classique de Helmholtz) de manière à porter la somme des deux

champs $B_s = B_T + B_a$, à une valeur de l'ordre de 2 G ($f = 8,4$ kHz) qui permette d'améliorer notablement le rapport signal/bruit (*).

Dans cette étendue 0,45 G-2G, on peut admettre en effet que le volume de l'échantillon (2 dm³) et la « qualité » de la bobine ($Q = 200$) captrice restent constantes; dans ces conditions, et la substance restant la même, la formule de Pound [40] (cf. aussi (1) p. 375) montre que le rapport signal/bruit varie comme $f^{3/2}$ c'est-à-dire ici est amélioré dans le rapport $4^{3/2} = 8$, mais pratiquement l'amélioration est encore supérieure, de l'ordre de 16 car le bruit pratique n'est pas purement thermodynamique et une loi en f^2 est sans doute plus appropriée en fait. Malheureusement, le système de bobines produisait un champ trop peu homogène et une partie de cet avantage était perdu suivant la formule (9) car l'inhomogénéité du champ pour une bobine de volume 2 dm³ s'élevait à

$$\Delta B = 16 \Gamma = 160 \mu\text{G}$$

si bien qu'au total, la précision relative ne dépassait sans doute guère 10^{-4} qualité remarquable mais cependant encore insuffisante.

2. Méthode de G. Béné et G. Hochstrasser.

S'appuyant sur ces observations G. Béné et G. Hochstrasser [8] ont attaqué le problème de front et réussi à bâtir une technique d'observation directe, dans le domaine des microvolts. Ils ont mis à profit au maximum l'uniformité naturelle en choisissant un volume important pour l'échantillon (8 dm³) et en réussissant à obtenir une qualité élevée pour la bobine captrice ($Q = 133$ à $f = 1953,85$ Hz) la tension d'alimentation du pont en té est comprise entre 1 μV et 10^{-2} μV , et la valeur du champ basse fréquence d'excitation correspondant au début de la saturation est de 15 μG pour l'eau, si bien que l'on travaille avec des champs d'excitation de l'ordre de 1 μG ou moins; il s'agit donc d'une très belle, mais difficile métrologie des très bas champs et des très faibles tensions. Le rapport signal/bruit optimum observé pour l'eau est de 150, pour un temps d'intégration du détecteur lock-in de 7 s.

Les bobines d'appoint de J. M. Rocard ont été conservées pour compenser les variations naturelles du champ et opérer à fréquence fixe; elles sont aussi utilisées pour le balayage, mais ici le champ d'appoint ne dépasse

* Br, à Jussy près de Genève, lieu des expériences valait 0,4522 gauss lors de ces expériences.

pas 50Γ ($500 \mu\text{G}$) et l'inhomogénéité qu'elles apportent est négligeable ($0,1 \mu\text{G}$). la figure 7 montre directement la qualité des résultats obtenus pour l'eau et la figure 1 la précision extrême que l'on peut attendre de cette méthode dans la mesure du champ terrestre les jours calmes, quand on dispose d'un bon observatoire géomagnétique: celui de Jussy tout en bois se distingue par sa simplicité et son efficacité (fig. 8).

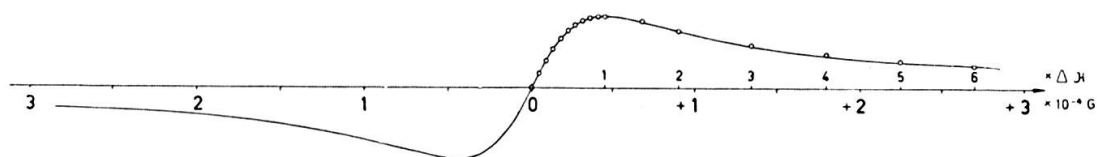


Fig. 7.

La raie de résonance nucléaire de l'eau pure, dans le champ terrestre, d'après Hochstrasser.



Fig. 8.

Le laboratoire de résonance magnétique dans le champ terrestre, de la Faculté des Sciences de Genève (Prof. G. Béné).

L'appareil précédent a été transformé par ses auteurs en un appareil automatique pour l'enregistrement de B_T ; un servomécanisme compense les variations naturelles de B_T et maintient le champ dans l'échantillon constant, à moins de $0,1 \Gamma$ ($1 \mu\text{G}$) près; on enregistre le courant de compen-

sation proportionnel à B_T . La figure 2 montre la qualité des enregistrements obtenus; la constante de temps du système étant d'environ 3 secondes, on inscrit donc toutes les variations de période supérieure à 3 s environ.

3. Résultats.

Hochstrasser a apporté des données sûres importantes et nouvelles en particulier:

- le gradient spatial du champ terrestre est très faible et n'intervient pas pour limiter la précision qui, de ce fait, pourrait atteindre $0,01 \Gamma$ ($0,1 \mu\text{G}$) avec un grand échantillon de volume 8 dm^3 ;
- la précision est en fait limitée par les fluctuations dans le temps du champ qui apparaissent sur l'enregistrement (fig. 9); on n'atteint qu'une valeur moyenne et dans les périodes calmes, sur une dizaine de secondes, on ne peut dépasser une définition de $0,1 \Gamma$ ($1 \mu\text{G}$)

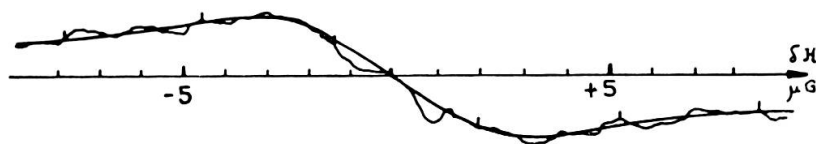


Fig. 9.

La raie du benzène perturbée par les fluctuations naturelles du champ terrestre.

- les raies de résonance nucléaire se montrent, dans l'observation directe, aussi étroites qu'on pouvait le prévoir en théorie, en appliquant les équations de Bloch, à partir des valeurs de $T_1 = T_2$ mesurées par les méthodes de passage rapide ou d'écho sur de petits échantillons très purs, en champ fort.

En particulier on a:

	ΔB (μG)	t
benzène	$2,4 \pm 0,5$	20° C
eau	14 ± 2	20° C
tétraline ($\text{C}_{10}\text{H}_{12}$)	17 ± 1	10° C
	21 ± 2	20° C

Mention spéciale est faite ici de la tétraline parce que ses propriétés réductrices la rendent facile à purifier d'oxygène et à maintenir à cet état pur.

B. LA PRÉPOLARISATION $\pi/2$ 1. *Méthode discontinue de Varian*

Les difficultés importantes qui ont été résolues par Béné et Hochstrasser étaient bien connues en théorie depuis longtemps et dès 1953, Varian et Packard avaient proposé de les tourner, par un procédé original, que l'on peut rattacher aujourd'hui à la catégorie générale des méthodes de « pré-polarisation ». Le principe en est le suivant: on opère en deux temps et la phase de mesure proprement dite ne vient qu'en second, après une première phase où l'on prépare l'échantillon en lui donnant une polarisation aussi grande que possible dans un champ auxiliaire B_p et bien supérieure en tous cas à la polarisation d'équilibre thermodynamique, dans le champ de mesure, champ terrestre B_T par exemple. Si le moment par unité de volume est désigné par M_p , on obtient ainsi

$$M_p = \chi B_p \quad (9)$$

susceptibilité nucléaire
au lieu de

$$M_0 = \chi B_T \quad (10)$$

et si $B_p = 200 B_T$ comme dans les réalisations courantes du type Varian-Packard, on aura multiplié le rapport signal sur bruit par le facteur $B_p/B_T = 200$, si l'on sait conserver cette polarisation sensiblement intacte au cours de la phase de mesure.

Les polarisations, lorsqu'on modifie les champs, évoluent suivant des lois exponentielles de constante de temps T_2^* ou T_1 ; T_2^* temps de relaxation transversal, T_1 temps de relaxation longitudinal, suivant que dans le 2^e état final, M_p se trouve perpendiculaire à B ; c'est alors T_2^* qui intervient, ou collinéaire avec B , c'est alors T_1 qui règle la relaxation; les procédés pour lesquels on se trouve dans la condition M_p perpendiculaire à B ($M_p \perp B$) après la fin de la phase de polarisation seront appelés ici procédés de « pré-polarisation $\pi/2$ », et ce sont eux qui font l'objet de ce paragraphe, les autres où M_p se trouve parallèle à B ($M_p \parallel B$) après la fin de la phase préliminaire seront dits procédés de « polarisation π ». En principe les temps

* Il n'y aurait pas de difficulté à y trouver des liquides, présentant des T_1 plus grands (par exemple 40 secondes pour le chloroforme) ou plus courts, mais comme on le montre ici, des difficultés pratiques mènent à écarter ces choix.

T_1 et T_2 dans les liquides purs, sont égaux et les deux méthodes dans les conditions idéales devraient être équivalentes; en pratique, T_2 est beaucoup plus sensible aux perturbations secondaires et le plus souvent, le

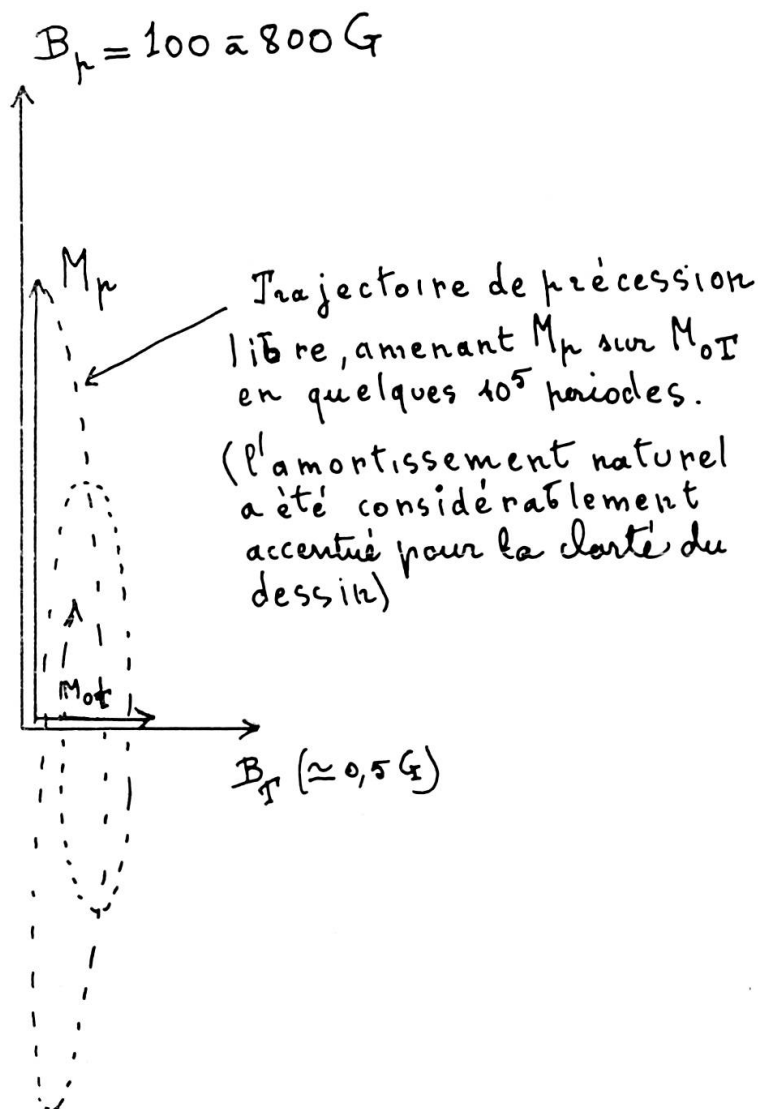


Fig. 10.

La disposition des champs dans l'expérience de Packard et Varian.
 B_p champ de prépolarisation; B_T champ terrestre

temps de réaction effectif observé dans la pratique et noté ici T_2^* est notablement inférieur à T_1 : c'est ce qui rend avantageuse la polarisation π .

Si nous examinons d'abord le cas idéal, alors $T_2^* = T_2 = T_1 = \tau$, et la valeur de cette constante de temps τ va par exemple de 3,6 s pour l'eau à 19 s pour le benzène, liquides d'emploi courant, et de caractéristiques

bien adaptées à cet emploi*. Il est ainsi facile de conserver à M_p son ordre de grandeur initial pendant une durée de cet ordre. Cette durée se prête bien à la mesure de la fréquence de précession, environ 2 kHz avec une précision de l'ordre de 10^{-5} au moins en valeur relative, car le signal est assez fort.

On ne rappellera pas ici la description de la méthode de Packard-Varian qui est donnée dans les références [41, 42] mais on discutera sa précision sommairement.

En principe, l'échantillon de 250 cm³ environ est prépolarisé dans la direction B_p , avec une intensité correspondant à $B_p = 100$ G et cette opération dure par exemple $2T_1 = 7$ secondes pour l'eau pure: puis le champ B_p est supprimé brusquement, c'est-à-dire *non-adiabatiquement* autrement dit en un temps bien inférieur à la période de précession ici égale à 500 μ s environ; en pratique, la coupure est effectuée en 50 μ s environ au bout desquelles l'échantillon n'est plus soumis qu'au champ à mesurer B_T , $B_T \perp B$ (fig. 10) et l'on observe la précession du moment M_p qui induit dans la bobine captrice une force électromotrice E à la fréquence γB_T dont l'amplitude décroît suivant la loi

$$E = E_0 e^{-t/\tau_2^*} \quad (11)$$

correspondant à

$$M_{\perp} = M_p e^{-t/\tau_2^*} \quad (12)$$

le temps $t = 0$ étant pris en théorie à l'époque de la fin de la coupure de B_T , en pratique une dizaine de millisecondes plus tard, pour soustraire les appareils aux perturbations électriques provenant de la coupure. On peut alors admettre que le signal à l'époque $t = 0$ est assez fort, pour que le bruit ne perturbe pas sensiblement le pointé du premier passage de E , par la valeur 0; par contre, au bout du temps d'observation T la force électromotrice E , est assez faible pour que le bruit intervienne:

$$E(T) = E_0 e^{-T/\tau_2^*} \quad (13)$$

A ce moment, le bruit entraîne une imprécision en temps sur le passage au 0, de la sinusoïde amortie qui vaut

$$\delta t = \pm \frac{E_b}{E_s \omega} = \pm \frac{1}{\omega \rho} \quad \rho = E_s/E_b \quad (14)$$

* Il n'y aurait pas de difficulté à trouver des liquides présentant des T_1 plus grands (par ex. 40 s. pour le chloroforme) ou plus courts, mais comme on le montre ici, des difficultés pratiques mènent à écarter ces choix.

la tension de signal ayant alors pour amplitude E_s , et la tension de bruit E_b , et ρ étant le classique rapport signal/bruit à la fin de la mesure. La longueur du signal, sous ces hypothèses simplificatrices n'est donc connue qu'avec une précision relative

$$\frac{\delta t}{T} = \frac{1}{T\rho\omega} \quad (15)$$

et comme ρ est une fonction de T de la forme $\rho = \rho_0^{-T/T_2^*}$ on calcule facilement que le dénominateur de (15) passe par un minimum pour $T = T_2^*$.

En résumé donc, la durée d'observation la plus favorable est de l'ordre de T_2^* et la précision maxima est en valeur relative

$$\frac{\delta t}{T_2^*} = \rho\omega T_2^* \quad (16)$$

On a donc un intérêt direct à prépolariser fortement de manière à augmenter ρ : dans les conditions moyennes décrites précédemment $B_p = 100$ G, eau pure, ρ peut atteindre 50 au bout de 2 secondes et la formule (16) laisse prévoir une précision de 10^{-6} , pour $T_2^* = 2$ s; en fait, on est sûr de dépasser 10^{-5} confortablement, comme les expériences citées dans le précédent rapport le montraient déjà [43] et comme une vaste exploitation du procédé, pendant ces dernières années l'a prouvé.

Il n'y aurait d'ailleurs pas de difficultés considérables à vaincre, pour augmenter la précision de lecture: car on pourrait facilement augmenter B_p et lui donner la valeur $B_p = 500$ G, par exemple, améliorant ρ d'autant. En effet il n'est pas utile de couper le courant magnétisant total des bobines créant B_p en $50 \mu\text{s}$; on peut opérer prudemment en deux temps, par exemple passer assez lentement, mais cependant en un temps court devant T_1 , de l'ordre de $0,05$ s par exemple, de 500 G à 5 G, avec un disjoncteur puissant, puis couper le courant résiduel et passer de 5 G à B_T , rapidement, en $50 \mu\text{s}$, comme le permet par exemple, le dispositif essayé au laboratoire par Hennequin [44]. Il n'est donc pas douteux que les caractéristiques classiques des réalisations industrielles actuelles se placent non à la limite des possibilités, mais offrent des appareils commodes de précision suffisante pour résoudre la majorité des problèmes courants de géomagnétisme. En particulier on a pu donner à ces appareils une version portative et une version aéroportée d'une remarquable efficacité. Il est plus difficile de les adapter au transport par fusée, car l'énergie électrique nécessaire à la prémagnétisation est assez élevée de l'ordre de 50 watts pendant 10 s, soit 500 J, mais ce problème a déjà été résolu et plusieurs prototypes ont

été essayés sur les fusées. Une autre expérience a été faite sur le satellite Vanguard III; le signal de précession libre était transmis directement par radio à la terre. La périodicité des mesures est un peu lente de l'ordre de $2 T_1$ soit en pratique environ 10 s, au minimum; par contre l'insensibilité aux erreurs d'orientation de l'axe d'un satellite est un avantage sérieux. Voici les caractéristiques principales du magnétomètre Varian décrit tout récemment par Mansir [44 bis] et qui équipait le satellite Vanguard III. Il a permis de mesurer le champ terrestre à des altitudes comprises entre 510 et 3 750 km. La même bobine (600 tours de fil d'aluminium) est utilisée successivement pour produire le champ de prépolarisation B_p (ici 600 G), puis pour recevoir le signal nucléaire, d'une amplitude de $2 \mu\text{V}$ au mieux. La valeur du champ passait de 0,07 G à l'apogée à 0,375 G au périgée, et se trouvait mesurée avec une erreur inférieure à 5Γ (de l'ordre de 3Γ) la perturbation principale étant apportée par le mouvement de rotation du satellite qui tournait à la fréquence d'environ 0,09 Hz. La consommation d'énergie était de 200 joules par mesure.

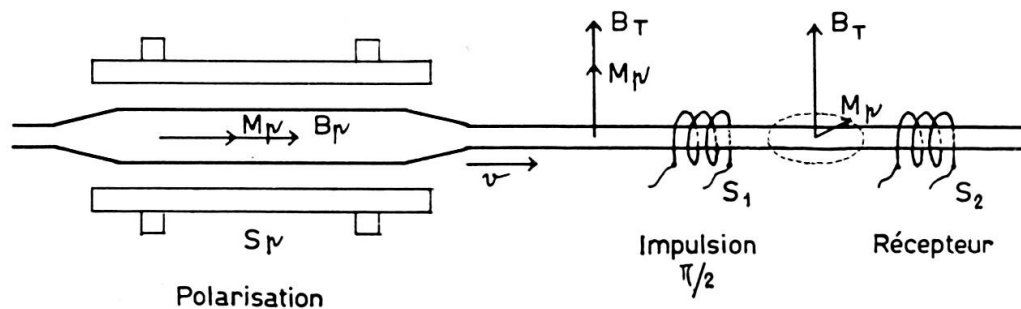


Fig. 11.

Schéma de l'expérience de Scripov.

S_p : solénoïde à champ de fuite compensé, prépolarisant les spins nucléaires;
 S_1 : bobine fournissant une impulsion de 190° ; S_2 : bobine détectant le signal de précession libre.

2. Méthode continue (Scripov, Latyshev)

2.1 Principe et ordres de grandeurs.

Pour certains usages, l'étude scientifique du champ terrestre en particulier, il y aurait un net avantage à adapter le principe de Packard et Varian à des mesures continues. C'est ce qu'a fait avec succès Scripov (45), avec l'appareil schématisé figure 11. Il met à profit un courant d'eau, pour transporter l'eau, pré-polarisée dans la bobine S_p , jusqu'à la bobine S_2 , qui recueille le signal de précession. Mais ici l'impulsion brusque produit

un effet continu grâce au courant de liquide; cependant, le processus dans la bobine S_1 reste non-adiabatique. Il faut de plus que le moment M_p soit perpendiculaire au champ terrestre dans la bobine S_2 , alors que dans S_p , M_p est couché sur le champ B_p : le changement de calage est opéré par la bobine S_1 , dont l'alimentation est prévue pour fournir un champ de

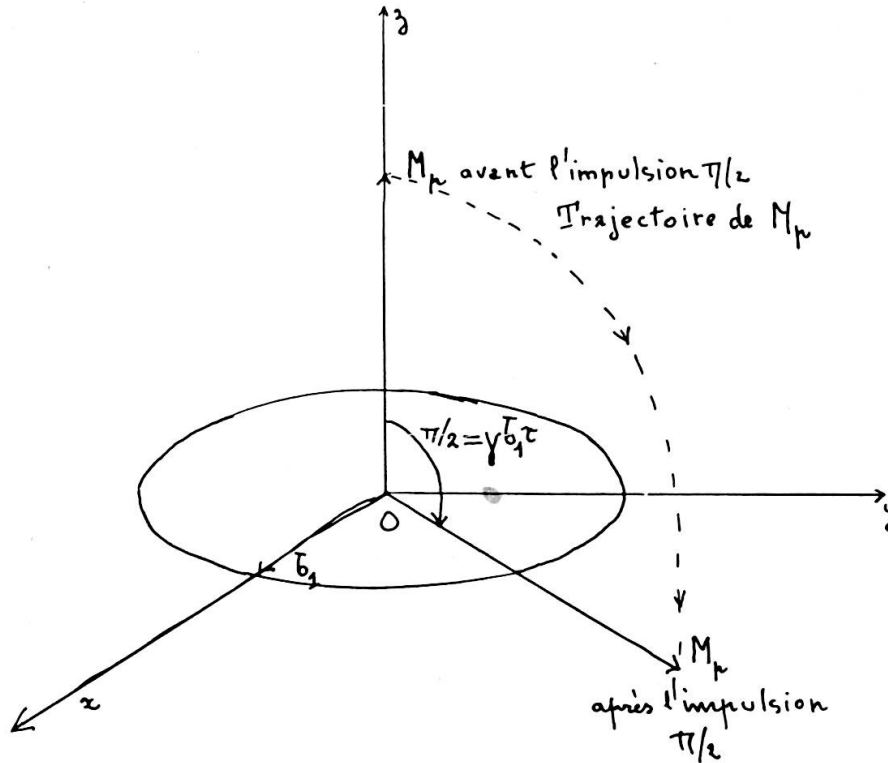


Fig. 12.

Les vecteurs dans le trièdre tournant pour une impulsion de 90° .

basse-fréquence b_1 de pulsation accordée sur la fréquence de précession dans le champ terrestre B_T où elle se trouve plongée:

$$b_1: \quad \omega_1 = \gamma B_T \quad (17)$$

De plus l'intensité du courant d'excitation est ajustée pour qu'à la traversée de S_1 , le moment résultant reçoive une impulsion 90° , qui fait passer le calage θ de M_p de 0° , valeur dans S_p , à 90° , valeur à la sortie de S_1 . Si l'on examine le processus dans un trièdre tournant à la fréquence $\omega_1/2\pi$ (cf. 46), on a la disposition de la figure 12 et comme la précession autour de b_1 dans le trièdre mobile se fait avec la vitesse angulaire γb_1 , on obtiendra

la valeur $\theta = 90^\circ$ si chaque élément de volume du liquide en mouvement séjourne dans S_1 un temps τ donné par

$$\tau \gamma b_1 = \pi/2 \quad (18)$$

La vitesse linéaire du liquide peut être commodément maintenue aux environs de 1 m.s^{-1} et l'on a alors les ordres de grandeur suivants:

$$v = 1 \text{ m.s}^{-1} \quad \tau = 6.10^{-2} \text{ s} \quad L_1 = 6 \text{ cm} \quad b_1 = 10^{-3} \text{ G},$$

L_1 étant la longueur de la bobine S_1 ; un champ τ_1 de 1mG correspond à une tension d'excitation de 1 ou quelques millivolts, très facile à obtenir, mais qui doit être assez bien ajustée pour que la rotation θ ne s'écarte pas trop de 90° (entre 60 et 120°). Enfin les deux bobines S_1 et S_2 doivent aussi être assez rapprochées (moins d'une dizaine de centimètres) car toute variation entre les temps de parcours des éléments de volume d'une même section circulant en des filets parallèles doit être soigneusement évitée: les moments tournent à la fréquence de 2 000 Hz et la durée du parcours, environ 1/10 de seconde, doit être définie à 1/20 000 de seconde près sous peine de voir diminuer considérablement la polarisation transversale effective entre S_1 et S_2 .

Moyennant ces précautions, la sensibilité est en principe la même, dans les conditions idéales, que pour le magnétomètre P V pour une construction similaire des bobines réceptrices et une même valeur du champ B_p de prépolarisation — en pratique, les conditions sont ici plus favorables pour l'amplification car on évite les importants champs parasites créés par la coupure brusque d'un courant de 10 ampères; pour la même raison, il est beaucoup plus facile d'augmenter B_p jusqu'à 500 G — Il semble donc que le magnétomètre de Scripov soit un excellent appareil. Une forme très pratique lui a été donnée récemment par Latychew; cet auteur (47) a adjoint au schéma de la figure 12 un amplificateur, qui prélève les microvolts fournis par la bobine S_2 , les amplifie et alimente ainsi la bobine S_1 ; comme le champ directeur de la précession est le même pour S_1 et S_2 , (c'est le champ terrestre B_T), on obtient un oscillateur à réaction qui oscille à une fréquence ω extrêmement voisine de:

$$\omega_T = \gamma B_T \quad (19)$$

Les écarts résiduels entre ω et ω_T doivent être du même ordre de grandeur que ceux qui sont observés avec les masers et qui seront discutés plus en détail au §C 3.3 suivant car le fonctionnement est analogue, mais une évaluation précise serait souhaitable.

2.2 Le champ de fuite de la bobine de polarisation.

La méthode de Scripov présente aussi une difficulté particulière qui réside dans le champ de fuite de la bobine de polarisation S_p , l'alimentation de S_p étant continue, la mesure de B_T se fait constamment en présence de ce champ, qui doit être négligeable, c'est-à-dire inférieur à $1 \mu\text{G}$ dans la région de S_1 . Pour cela le champ de fuite du solénoïde S_p est compensé par celui de bobines courtes placées dans le plan des extrémités et alimentée en opposition avec la bobine principale: en principe, si l'on dispose de plusieurs bobines de compensation, on peut réduire le champ de fuite à une valeur arbitrairement faible. Le problème pratique est d'y parvenir avec une structure simple et sans réglage trop délicat. On peut se rendre compte des ordres de grandeur mis en jeu, en considérant l'exemple simple d'une bobine courte que l'on assimilera à un courant circulaire d'une spire unique de rayon « a », d'intensité totale I_a . Il est facile de compenser la composante dipolaire du champ en un point éloigné sur l'axe ** par une autre bobine courte de rayon b plus grand et de courant plus faible I_b . La condition est l'équilibre des moments

$$a^2 I_a + b^2 I_b = 0 \quad (20)$$

En adjoignant à cette paire compensée, une deuxième satisfaisant à la condition analogue $c^2 I_c + d^2 I_d = 0$ de même axe et située dans le même plan figure 13, on peut par un choix convenable de c et de I_c , annuler le coefficient du terme quadripolaire en z^{-5} du développement du champ, on peut choisir par exemple la disposition suivante:

rayon: a courant: I_a	$b = a\sqrt{10}$ $I_b = -I_a/10$	$c = a\sqrt{2}$ $I_c = -I_a/4$	$d = a\sqrt{20}$ $I_d = I_a/40$
------------------------------	-------------------------------------	-----------------------------------	------------------------------------

pour laquelle le champ au centre commun des bobines reste sensiblement celui de la bobine de rayon a : $B_p = [(1/2) \mu_0 (I_a/a)] 0,793$, tandis que le champ de fuite suit une loi en $(a/z)^7$:

$$B(z) / B_p = 186 (a/z)^7 \quad (21)$$

si bien qu'à une distance de $8a$ du centre, il est déjà inférieur à $B_p 10^{-5}$. Or la vitesse du fluide doit être lente à l'intérieur de S_p pour qu'il ait le

** Les références [45 et 47] ne donnent pas cette discussion; la référence [48] signale un calcul théorique sur ce sujet.

temps de se polariser: avec l'eau on peut admettre 10 s, ce qui correspond pour une vitesse $v = 0,04 \text{ ms}^{-1}$ à une longueur de 0,4 m pour S_p si le diamètre du tuyau à l'intérieur de S_p est 25 mm; cette vitesse s'élèvera à 1 ms^{-1} entre S_p et S_2 , si le diamètre du tube y devient 5 mm. Ces ordres de grandeur permettent à la fois la production d'une polarisation élevée et son transport

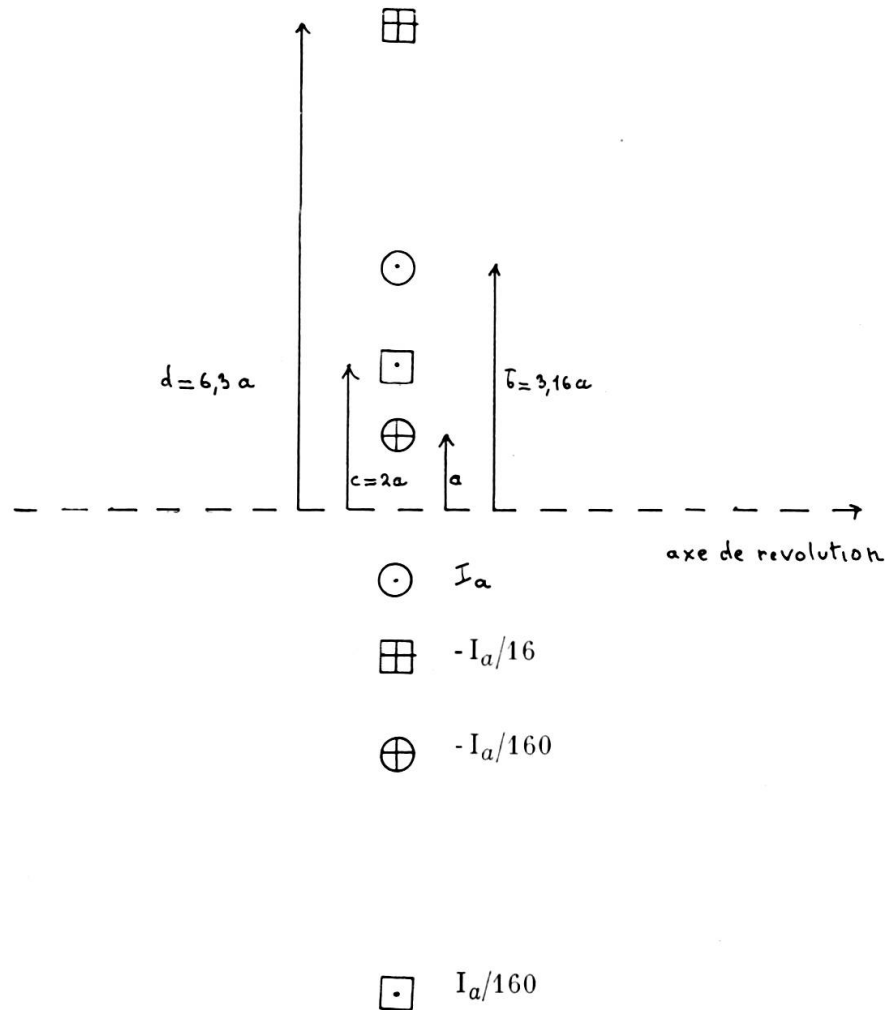


Fig. 13.

La compensation du champ de fuite d'un courant circulaire.

sans dégradation notable avec l'eau pure, de temps de relaxation $T_1 = 3 \text{ s}$. Les données moyennes permettent d'attribuer au solenoïde un diamètre moyen de 40 mm, et l'on peut espérer avec un dispositif de compensation du genre de celui qui vient d'être décrit, abaisser le champ de fuite à $10^{-5} B_p$, à 0,16 m de l'extrémité de S_p ; en plaçant l'ensemble S_1, S_2 , à 1 ou 2 m de S_p

le champ de fuite sera bien négligeable (en principe à 1,6 m, il sera de l'ordre de $10^{-12}B_p$, soit $5.10^{-4} \mu\text{G}$ pour $B_p = 500 \text{ G}$). Il semble donc bien que l'inconvénient du champ de fuite puisse être écarté avec les bobines à air.

2.3 Comparaison avec les Masers.

Il est intéressant aussi de comparer l'autoscillateur S L avec les masers décrits dans la suite.

— un avantage de l'appareil S L sur le maser est de ne pas présenter de seuil d'oscillation: il oscille quelque soit la qualité électrique Q du circuit S_2 et tant que le bruit de fond n'intervient pas une faiblesse de qualité, ou un manque d'homogénéité de B_T dans la région de S_2 peuvent toujours être compensés par une augmentation de l'amplification;

— la complication du S L est plus grande que celle du Maser. Ici, il faut régler simultanément la phase et l'amplitude de l'amplification. Dans le Maser au contraire il suffit d'ajuster l'accord d'un circuit résonant peu sélectif ($Q = 30$). Pour cette raison aussi le Maser est beaucoup plus stable, car la boucle de réaction du S L comporte un élément de déphasage dont la grandeur est difficile à contrôler, c'est la vitesse du courant d'eau entre S_1 et S_2 et pour pousser plus en détail la comparaison, il faudrait mieux connaître ce dernier élément qui ne semble accessible que par des mesures, même en régime d'écoulement laminaire;

— le groupe S_1, S_2 joue le rôle de la bobine unique du Maser; sa distance à S_p est réglée par la valeur du temps T_1 du liquide, qui avec du benzène impur à 10 s environ; la distance $S_p - (S_1 S_2)$ pourrait donc être portée à une douzaine de mètres. Sur ce point l'autoscillateur S L est tout à fait comparable au Maser à courant de liquide: la prépolarisation par aimant permanent ou électro-aimant pourrait lui être appliquée aussi, ce qui augmenterait B_p .

C. PRÉPOLARISATION ET COURANT DE LIQUIDE MESURE CONTINUE PAR EFFET MASER

1. L'inversion par passage rapide et le trièdre tournant

Pour inverser M_p , on pourrait, comme Scripov employer une impulsion; elle devrait seulement être deux fois plus longue ou plus intense que dans le cas précédent. On aurait.

$$\tau' \gamma b'_1 = \pi \quad (22)$$

au lieu de (18); mais, dans le cas de l'inversion π , F. Bloch [49] a donné dans son article fondamental de 1946, un procédé beaucoup plus simple et plus efficace, le « passage adiabatique rapide » en abrégé P A R. L'impulsion exige en effet:

- que l'on opère dans des conditions très uniformes: champ directeur B_d très uniforme, écoulement laminaire avec filets d'eau tous de même vitesse;
- qu'on réalise pour la fréquence de l'impulsion H F d'excitation la condition d'accord sur le champ B_d

$$\omega_1 = \gamma B_d \quad (23)$$

et il est en général fort délicat de satisfaire à toutes ces exigences et que l'intensité et la durée de l'impulsion soient assez exactement déterminées de manière à ce que l'angle θ dans le trièdre mobile reste voisin de π (entre 150° et 120° , à l'extrême).

Dans le passage adiabatique, au contraire, il suffit de satisfaire à des *inégalités* peu sévères et la valeur finale $\theta = \pi$ caractéristique de l'inversion de M_p est assurée, avec une grande sécurité. Classiquement, on décrit le PAR, pour un échantillon immobile, dans un électro-aimant fournissant le champ B_d lentement variable, et soumis simultanément à une forte excitation HF: b_1, ω_1 . On dit alors que si l'on fait varier B_d de manière monotone quelconque mais en passant par la valeur de résonance définie par (23), M_p sera inversé au cours de l'opération, que l'on peut faire aussi bien dans l'un ou l'autre sens ($B_d > \omega_1/\gamma \longrightarrow B_d = \omega_1/\gamma \longrightarrow B_d < \omega_1/\gamma$ ou en sens inverse). La seule condition à respecter est que la variation de B_d soit lente, « adiabatique », en théorie, si la relaxation n'existait pas la variation de B_d pourrait être conduite « infiniment » lentement; en fait, la relaxation fait disparaître les composantes transversales en un temps de l'ordre de quelques T_2 et il faut opérer l'inversion en un temps « court » devant T_2 : d'où l'expression passage « rapide » qui prête à confusion pour un processus adiabatique. La théorie du phénomène dans le trièdre tournant montre clairement que les deux qualificatifs « adiabatique » et « rapide » sont ici conciliables: la figure 14 montre l'évolution du champ effectif B_{eff} au cours de la variation de B_d , la valeur minima de l'amplitude de B_{eff} est b_1 , celle du champ HF et la valeur minima de la fréquence de précession de M autour de B_{eff} est ainsi $\omega_m = \gamma b_1$, « l'adiabaticité » sera garantie si la variation de B_d est assez lente et que ces conditions les plus critiques subsistent assez longtemps pour qu'au cours de la traversée, il y ait de très nombreuses périodes de précession; d'autre part, il faut que la relaxa-

tion reste négligeable d'un bout à l'autre et l'on aboutit à la double condition:

$$\frac{b_1}{T_2^*} \ll \frac{dB_1}{dt} \ll \gamma b_1^2 \quad (24)$$

comme l'explique très clairement une analyse récente de Powles * [50]: la première partie de (24), écrite $\sigma_1/(dB_1/dt)$ exprime que l'on traverse la

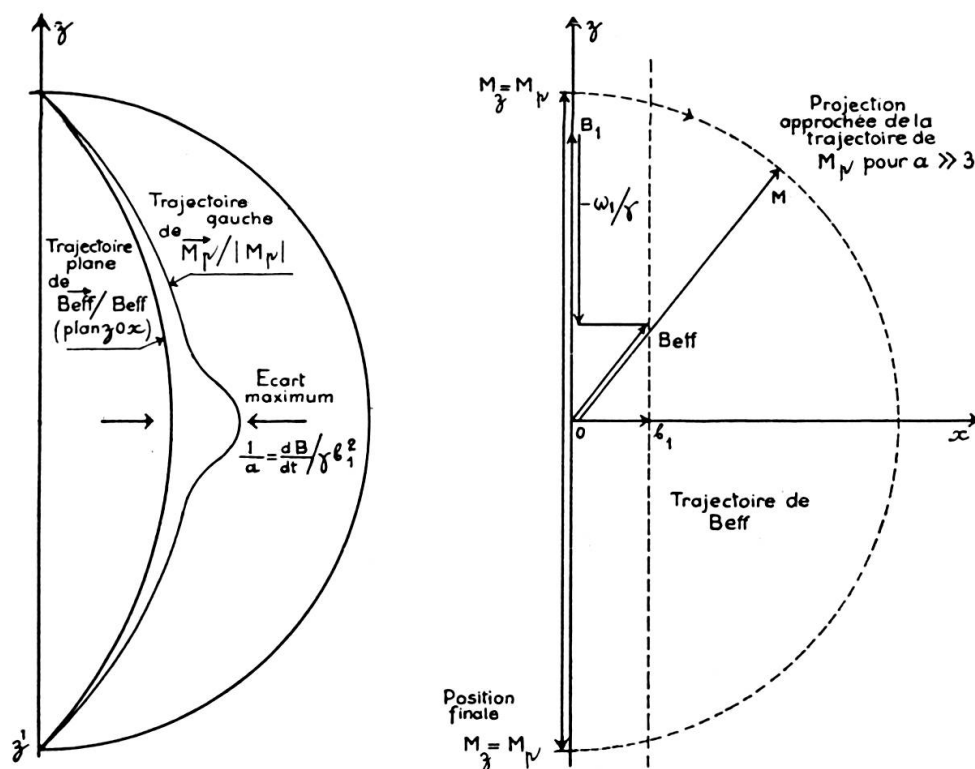


Fig. 14.

Evolution dans le temps du champ magnétique effectif B_{eff} dans le trièdre mobile au cours d'un passage adiabatique rapide et mouvement de M.

raie de largeur σ_1 en excitation forte, en un temps court devant T_2 ; la deuxième exprime que la durée du processus $\sigma_1/(dB_1/dt)$ est longue devant la période de la précession lorsqu'elle est la plus lente, soit $1/\gamma b_1$.

* Le traitement du modèle simplifié, proposé par Powles, peut être encore éclairé suivant H. Benoit, à l'aide du théorème de l'axe instantané de rotation: il montre que le mouvement du moment est celui de la génératrice d'un cône, initialement sur Oz et qui roulerait sans glissement sur le plan xOz.

La théorie originale de Bloch consistait à adopter les équations simples, du cas statique, et à en admettre la validité pour les variations lentes, en vertu du principe général de l'invariance adiabatique; cette validité ressortait aussi à l'évidence des premières expériences de Bloch Hansen et Packard [51], où l'inversion de M_p représentait d'ailleurs une cause d'ambiguïté dans la détermination du signe de γ . On trouvera les calculs de Bloch exposés en détail dans [52] et l'invariance adiabatique analysée de manière précise par Abragam (réf. 53 de II, p. 22/25 de l'édition ronéotypée), qui met en évidence l'« invariant », ici la projection de M sur B_{eff} , composante qui reste constante au cours du mouvement. Une discussion très détaillée a été développée tout récemment par Weger [réf. 53 bis, pp. 1088/1090).

Il est peut-être encore utile de souligner les différences entre impulsion π et PAR: leur origine résulte essentiellement dans la *non-adiabaticité* de l'impulsion: on suppose, dans la théorie de l'impulsion que les conditions de la figure 12 sont établies initialement *brusquement* en une durée inférieure à la période de précession et ceci peut être réalisé en pratique; il en va ainsi, approximativement, dans le schéma S-L, de la figure II, si le blindage de S_1 est bien réalisé et si le trou d'arrivée de l'eau a un petit diamètre (pour 5 mm, et $v = 1 \text{ ms}^{-1}$, la transition dure environ $2,5 \cdot 10^{-3}$ s, alors que la période vaut $5 \cdot 10^{-4}$ s) et en pratique la condition n'est qu'approchée. Au contraire, dans le PAR, le moment M est initialement très voisin de B_{eff} , tous deux étant couchés sur Oz et M reste voisin de B_{eff} tout le long du mouvement. On voit aussi nettement pourquoi le résultat final peut être aussi différent, dans les deux cas, alors qu'à première vue, on serait tenté de conclure qu'il s'agit seulement d'impulsions de formes différentes.

2-3. *Avantage de la prepolarisation π — temps de relaxation T_1*

Ainsi, suivant la théorie, le premier et essentiel avantage de la polarisation π , est que le résultat $\theta = \pi$ est insensible à une grande variété d'écarts de réglage. La réalisation du PAR est particulièrement simple, par un courant d'eau; il suffit qu'un élément de volume parcoure une région où règnent simultanément un champ directeur B_1 *inhomogène* et un fort champ HF d'excitation b_1 ; les variations dans le temps de B_1 résultent alors du mouvement du liquide et l'on a:

$$\frac{dB_1}{dt} = \frac{v dB_1}{dr} \quad (25)$$

r étant la coordonnée le long du courant de liquide. Il suffit alors que, au cours de la traversée de la région d'interaction, le champ B_1 passe par une valeur satisfaisant à la condition d'accord sur ω_1 (23) pour que l'inversion soit réalisée par PAR. La position et la forme de la zone d'accord n'ont dans de très larges limites aucune influence et l'on peut faire varier la vitesse v , B et ω_1 , presque arbitrairement, dans l'arrangement de la figure 15, sans que l'on cesse d'obtenir $\theta = \pi$ à la sortie.

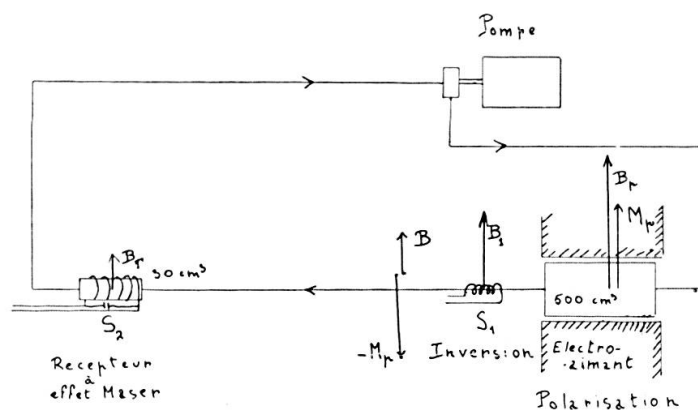


Fig. 15.

Structure du Maser à résonance nucléaire à courant de liquide, d'après Benoit.

Des calculs à la machine et des expériences de Benoit ont fourni la courbe théorique et les points expérimentaux de la figure 16, qui donne le facteur d'inversion:

$$F = \frac{M_2}{M_p} \quad (26)$$

M_p , valeur de M à l'entrée,

M_2 , valeur de M à la sortie d'un « inverseur » à PAR, en fonction du paramètre caractéristique: (27) $a = \gamma b_1^2 / (dB_1/dt)$,

qui, comme on l'a vu, représente une limite inférieure, très pessimiste, du nombre de précessions, observées dans le trièdre mobile, au cours de l'inversion.

Le facteur F peut être facilement mesuré avec un spectrographe nucléaire classique opérant *en aval* de l'inverseur.

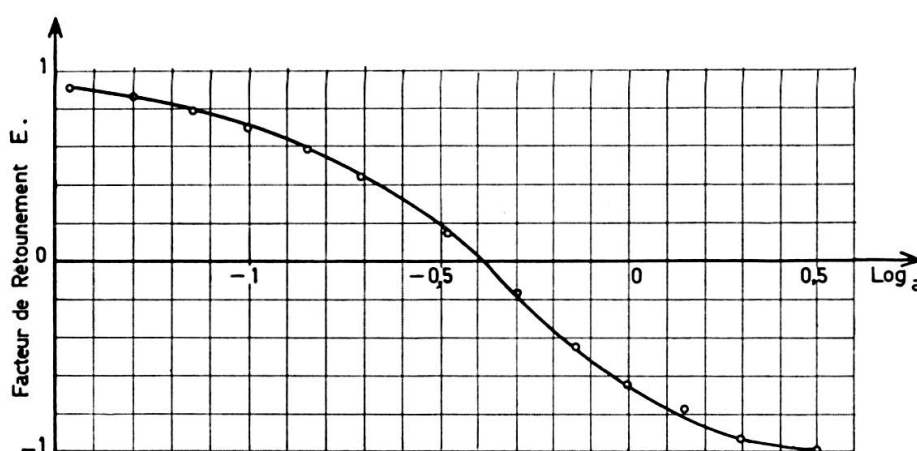
Une vérification indépendante [55] confirme ces résultats qui sont en parfait accord avec les prévisions de la théorie générale et les observations

antérieures de Bloch et de Giulotto [56], qui en a donné récemment une intéressante analyse au moyen du trièdre tournant [57 et communication n° 334 de ce congrès].

L'équation résultante de (25) et (27) pour le courant de liquide est

$$a = \gamma b_1^2 / (\nu \cdot B_1 / \delta r)$$

et il suffit de choisir les conditions expérimentales pour que $a \geq 3$ pour être sûr que $\theta = \pi$.



Facteur de retournement $F = M_z / M_p$ lors d'un passage par la résonance calculé en fonction de $a = \gamma b_1^2 / (dB/dt)$

Fig. 16.

Variation du facteur de retournement $F = M_z / M_p$, en fonction du paramètre :

$$a = \gamma b_1^2 / (dB_1/dt), \text{ caractérisant le PAR, d'après Benoit.}$$

Le temps T_1 .

Une population de noyaux dans l'état π , est macroscopiquement et inconditionnellement stable, dans n'importe quel champ statique: autrement dit, si l'on suppose $T_1 = \infty$, l'état $M_z = -M_p$ se maintient indéfiniment quel que soit le champ constant dans lequel on amène par évolution lente l'échantillon. En fait, la relaxation intervient, par le temps T_1 , sous forme d'un facteur exponentiel $[1 - 2e^{-(t/T_1)}]$ dans les conditions les plus simples, lorsque l'échantillon reste plongé dans le champ B_p et M_z évolue alors vers $+M_p$; si un courant de liquide amène adiabatiquement les noyaux dans une région où règne un autre champ B_d , alors M_z évolue encore en un temps de l'ordre de quelques T_1 vers la polarisation d'équilibre

dans B_a , M_{od} , qui est très faible devant M_p s'il s'agit du champ terrestre et peut être alors négligée. On peut donc transporter, sans changement notable, cette substance polarisée, sur des distances d'une dizaine de mètres avec des vitesses de quelques mètres par seconde. Dans ce transport, le temps T_2^* n'intervient pas, ni aucune précession cohérente et par conséquent aucune condition de phase ne doit donc être prise en considération. On utilise ici la mémoire d'un état statique et non la mémoire de phase.

3. *Instabilité de la polarisation en présence d'un résonateur accordé, effet Maser.*

3.1 *Accrochage.*

Il en va tout autrement si la population inversée est placée simultanément dans un champ constant uniforme (par exemple le champ terrestre) B_T et en présence d'un circuit oscillant accordé sur la pulsation de précession libre dans B_T , $\omega_T = \gamma B_T$. Alors, ou bien l'état inversé peut rester stable si le moment résultant par unité de volume M est inférieur à une limite critique, ou bien le système devient instable si cette limite est dépassée, par exemple si le courant d'eau amène dans la bobine S_2 de la figure 15 une eau prépolarisée de manière suffisamment intense. L'existence de cette instabilité n'a d'abord pas été reconnue, dans la première et fondamentale étude de l'interaction spin-circuit. [58] Elle a été découverte par Townes et alia [59, 60] puis expérimentalement démontrée dans le cas de la résonance électronique dans un solide à basse température, puis largement utilisée dans de divers et nombreux Masers; Vladimirlski [61] en a donné la théorie macroscopique à partir des équations de Bloch.

La théorie quantique est la plus simple et peut être obtenue facilement en transposant à ce cas magnétique la théorie électrique du maser à Ammoniac [62, 63]. On dérivera ici, seulement quelques résultats essentiels pour la mesure des champs magnétiques, sous une forme semi-classique.

3.2 *Seuil d'oscillation.*

Supposons d'abord qu'un régime stable d'oscillation soit bien établi, mais que ces oscillations soient très faibles, parce qu'on est près du seuil. Accompagnons le liquide en mouvement dans sa traversée de S_2 , bobine réceptrice du Maser. Si le débit en volume est D , la polarisation apporte une puissance disponible de:

$$(M_p - M_z) B_T D$$

car à l'entrée l'énergie par unité de volume est $-M_p B_T$, tandis qu'à la sortie elle n'est plus que de $M_z B_T$, si M_z est la valeur du moment projeté sur B_T à la sortie de la bobine S_2 . Comme par hypothèse le Maser oscille très faiblement, le champ alternatif b_2 créé par S_2 ne peut retourner qu'un très faible nombre de spins, autrement dit macroscopiquement le moment $-M_p$ se retrouve peu modifié à la sortie de S_2 . La loi d'action de b_2 dans ce rayonnement stimulé a été précisée par Bloembergen, Purcell et Pound dans leur article fondamental de 1948 [64] (cf. aussi réf. 65, p. 19 et réf. 33, p. 964 et seq.) et s'écrit ici:

$$(31) \quad M_z = -M_p (1 - e^{-\tau^2 \omega}) \qquad \omega = (\gamma b_2)^2 T_2^* \quad (32)$$

M_z étant la valeur finale du moment par unité de volume, $-M_p$ sa valeur initiale, τ la durée de l'interaction et ω la probabilité de retournement

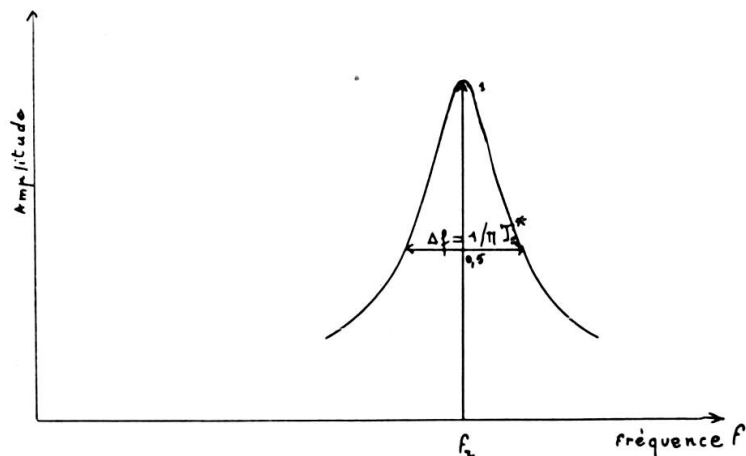


Fig. 17.

La largeur de raie dans l'échelle des fréquences et le temps de relaxation effectif T_2^* .

d'un spin élémentaire sous l'action du champ b_2 (l'intensité de ce dernier est notée $2b_2$ car seule la composante circulaire droite b_2 est ici inactive), lorsque la largeur effective de résonance est πT_2^* (T_2^* englobe à la fois la largeur naturelle et les effets d'inhomogénéité) (fig. 17). La formule 32 indique essentiellement que la stimulation du retournement sur l'ensemble des spins par le rayonnement monochromatique b_2 de fréquence $\omega_2/2\pi$ est d'autant plus efficace sur l'ensemble des spins que la raie est plus fine, c'est-à-dire que T_2^* est plus grand: la population de spin est mieux accordée

sur l'excitation. Comme $2\omega\tau$ reste ici petit (31) peut se développer et (30) devient

$$M_p (2\tau\omega) B_T D = 2 (\gamma b_2)^2 T_2^* M_p B_T \tau D \quad (32)$$

Cette énergie est transformée en chaleur par effet Joule dans la bobine S_2 de self L , de qualité Q , donc de résistance série $L\omega_2/Q$, et qui est parcourue par le courant d'amplitude i ; on a donc le bilan:

$$2(\gamma b_2)^2 T_2^* M_p B_T D = (1/2) i^2 L \omega_2 / Q \quad (33)$$

si l'on remarque que i est lié à $2b_2$ qu'il produit, par la relation qui conventionnellement définit le « coefficient de remplissage »

$$\eta (1/2) L i^2 = \frac{1}{8\pi} (2b_2)^2 V \quad \text{C.G.S.} \quad (34)$$

et que le volume V est lié au débit D et au temps de séjour τ dans S_2 par:

$$V = \tau D \quad (35)$$

on obtient à l'accord exact du circuit sur la fréquence de précession, défini par:

$$\omega_2 = \gamma B_T \quad (36)$$

la condition d'amorçage:

$$2 \pi \eta Q M_p \gamma T_2^* = 1 \quad \text{C.G.S.} \quad (37)$$

La quantité $(1/2\pi\eta M_p \gamma T_2^*)$ apparaît comme valeur limite Q_l du coefficient de qualité Q et le maser oscille dès que:

$$Q \geq Q_l \quad Q_l = 1/2\pi\eta M_p \gamma T_2^* \quad \text{C.G.S.} \quad (38)$$

(En unités M.K.S. rationalisées et si l'on écrit l'énergie magnétique $W = MB$, seule l'équation (34) est à modifier et on obtient:

$$(1/2) Q M_p \gamma T_2^* = 1 \quad Q_l = 2/\eta M_p \gamma T_2^* \quad \text{M.K.S.} \quad (39)$$

Il est important de remarquer que la condition (38) ne contient que deux paramètres M_p et T_2^* et que la vitesse du fluide n'y apparaît pas: le maser oscillera d'autant mieux que la prépolarisation sera intense (M_p grand) et que le champ B_T sera uniforme (T_2^* grand); un maser oscille mieux dans un observatoire géomagnétique que dans un laboratoire ordinaire. Néanmoins, comme Hennequin [66] l'a montré récemment, on peut améliorer

notablement l'uniformité apparente pour les spins, en faisant tourner rapidement le liquide dans l'éprouvette qui le contient dans S_2 : on obtient facilement une vitesse de rotation suffisante, simplement en amenant le liquide par un ajutage tangentiel à la section circulaire de l'éprouvette (fig. 18). Ainsi dans ces premiers essais Hennequin a pu facilement multiplier T_2^* par 3, dans un laboratoire où l'inhomogénéité résiduelle restait de l'ordre 0,1 mG sur l'étendue de l'échantillon. Cet artifice rend très pratique l'emploi de ce Maser.

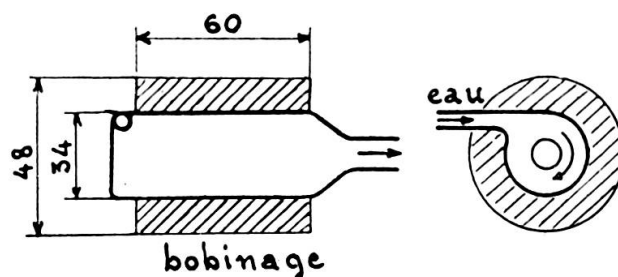


Fig. 18.

Disposition de l'ajutage tangentiel, provoquant un mouvement de rotation rapide du liquide dans S_2 et par là un rétrécissement artificiel de la raie, par effet de moyenne. Dimensions de la bobine en millimètres pour $Q = 26$.

Il est essentiel de remarquer que la condition d'amorçage ne contient ni ω , ni B , et l'accrochage se produit aussi bien à toutes les fréquences, si l'on sait réaliser des bobines de qualité suffisante, ce qui est le cas car aux basses fréquences on peut augmenter leur volume; ainsi à 2 000 Hz, on peut obtenir des qualités allant de 26 à 130 en faisant passer le volume de 35cm^3 à 8dm^3 ; on a pu ainsi obtenir l'oscillation à 250 Hz dans un champ de 60 mG. Le tableau suivant donne les conditions d'accrochage du maser étudiés par Benoit et Hennequin [69 et 66], où S_2 était située à 4 m de S_0 ; il a été vérifié que la différence entre Q_l théorique et Q_l observé venait à la fois d'une durée insuffisante du séjour dans le polariseur et de la relaxation dans le parcours S_p - S_2 : l'ensemble de ces causes fait que l'on ne dispose en général au niveau de S_2 que de la moitié environ de la polarisation théorique d'équilibre dans B_p ; on pourrait remédier à ce défaut en ajustant soigneusement la vitesse et le temps de séjour dans B_p .

La valeur théorique de Q_l est calculée à partir de la formule (37) que l'on peut mettre sous la forme commode:

$$(1/Q_l) = 2\pi\eta \chi_N \omega_p T_2$$

où χ_N est la susceptibilité nucléaire (pour l'eau à 20°, $\chi_N = 3.31.10^{-10}$ CGS.UEM) et ω_p la pulsation de résonance correspondant au champ de polarisation; ici, on avait sensiblement $2\pi \eta = 4$ et le facteur de détérioration 1/2 pour la polarisation tenait compte pratiquement des effets d'un temps de séjour insuffisant dans l'aimant de polarisation et de la relaxation dans le trajet assez long, jusqu'au récepteur.

TABLEAU.

	Champ de pré-polarisation B_p (G)	T_2^* (s)	Facteur de dégradation de la polarisation	Q_e théo- rique	Q_e observé	Fre- quence
sans rotation	22 000	0,1	1/2	25	78	2 100
avec rotation	22 000	0,3	1/2	8,5	26	2 100

Enfin, il est bon de souligner que lorsque $Q \geq Q_l$ les oscillations dans le maser se construisent toujours naturellement à partir du niveau du bruit de fond pour b_2 , initialement et qu'il n'y a aucune particularité qui distingue l'accrochage dans cet oscillateur.

3.3 Régime permanent.

La tension d'oscillation aux bornes de la bobine S_2 en régime permanent peut être évaluée selon les mêmes principes que le seuil au paragraphe précédent, mais moins sûrement, parce qu'il faut tenir compte de la relaxation. En effet il est aisé d'augmenter la valeur de la qualité Q du circuit, bien au-delà du seuil Q_l , au moyen d'un multiplicateur électronique à réaction [70]; on atteint ainsi facilement des valeurs de l'ordre de 5 000, tandis que Q_l reste de l'ordre de 30. Néanmoins, le niveau d'oscillation et par là le champ b_2 , reste assez petit pour qu'on ait pas encore observé le retournement rapide et complet de $-M_p$ à $+M_p$. Ce retournement complet n'est sans doute pas possible ici ou $T_2 = T_1$, mais on peut probablement parvenir à un retournement partiel, atteignant l'état mM_p ($m < 1$) comme le montreraient des études théoriques récentes [71, 72]. Au contraire, dans les conditions réalisées jusqu'à présent en résonance nucléaire, M_z passe de $-M_p$ à M_{ot} valeur d'équilibre dans le champ terrestre, sensiblement négligeable, sous l'effet conjugué de la stimulation par b_2 et de la

relaxation. Alors la puissance magnétique transférée au circuit est $M_p B_T D$ et elle est transformée en la chaleur de Joule $(1/2) \hat{E}^2 / QL\omega_2$ ce qui fournit la tension cherchée \hat{E} .

$$\hat{E}^2 = 2 (QL\omega_2) M_p B_T D \quad (40)$$

par une formule que représente bien les résultats des mesures de Benoit [54] aux temps de séjour moyens dans S_2 , qui fournissent un bon fonctionnement. Les limites de validité de (40) et d'autres conditions, plus complexes et de moins d'intérêt ici sont analysées par Fric [73]. Dans le domaine de la mesure des champs magnétiques faibles, la formule (40) donne bien les tensions observées qui se situent dans le domaine du millivolt. Elle montre bien que le Maser est un dispositif non linéaire et que l'intensité du signal dépend directement du produit $QM_p D$; mais des effets secondaires empêchent comme il apparaît ensuite d'augmenter beaucoup Q , on ne peut disposer que du produit $M_p D$; ces conclusions vérifient entièrement les principes de la théorie de l'interaction spin-circuit établie à propos d'autres problèmes [58, 74, 75].

3.3 *Effet d'entraînement.*

Le rapport signal/bruit obtenu dans le maser à bas-champ est excellent et le bruit n'intervient pas pour limiter la précision des mesures de champ terrestre. On atteint en fait toute la précision permise par la définition de ce champ, si l'on peut éliminer plusieurs effets parasites, dont le plus important est l'entraînement de fréquence (pulling) qui se manifeste si le circuit récepteur S_2 , n'est pas accordé assez exactement sur la fréquence de précession $\omega_T = \gamma B_T$ autrement dit si ω_2 fréquence d'accord ($LC \omega_2^2 = 1$) diffère de ω_T le maser oscille sur une troisième fréquence ω intermédiaire entre les deux précédentes. En effet, on peut considérer le Maser comme un oscillateur à réaction dont la boucle fermée est ainsi constituée:

$$b_2 \longrightarrow M_x + j M_y \longrightarrow \hat{E} \longrightarrow i \longrightarrow 2b_2$$

ou $M_x + jM_y$ est la composante transversale du moment, \hat{E} la f.e.m. et i le courant dans S_2 ; celui-ci crée le champ alternatif $2b_2$. A l'accord exact, le Maser oscille et le déphasage pour un tour complet de la boucle est nul; en cas de désaccord, un déphasage apparaît qui naît en deux endroits; $M_x + jM_y$ est en retard de $\delta\varphi_N$ sur b_2 , suivant les équations de Bloch (cf. [74])

et i est en retard sur E de $\delta\varphi_c$ dans le circuit. Le Maser oscille alors à la fréquence ω pour laquelle

$$\delta\varphi_N + \delta\varphi_c = 0 \quad (41)$$

et comme

$$\delta\varphi_N = (\omega_T - \omega) T_2^* \quad \delta\varphi_c = \frac{2Q(\omega - \omega_c)}{\omega_c} \quad (42)$$

(41) devient:

$$\frac{\omega_T - \omega}{\omega_c - \omega} = \frac{2Q}{\omega_T T_2^*} \quad (43)$$

équation de l'entraînement que l'on écrit souvent:

$$\omega - \omega_T = \frac{Q}{Q + (\omega_T T_2^*/2)} (\omega_c - \omega_T) \quad (44)$$

où la quantité $\omega_T T_2^*/2$, est souvent dénommée Q_N , qualité propre de la résonance nucléaire.

Dans les expériences d'Hennequin [66], au laboratoire le champ était peu homogène, mais cependant grâce à la rotation le facteur $Q/[Q + (\omega_T T_2^*/2)]$ s'abaissait à 1/76 en accordant ω_2 à 1Hz près, on limitait cet effet à 6.10^{-6} en valeur relative; dans un observatoire l'homogénéité peut être cent fois meilleure et la difficulté disparaît. Il reste cependant intéressant, de réduire l'entraînement autant que possible et l'on peut y parvenir par le procédé indiqué par Bonanomi et alia [76]: pour cela on couple S_2 à une bobine identique (même L, C, Q) au *couplage critique* et c'est au secondaire, qui n'est pas soumis à l'effet du courant d'eau polarisé, qu'est connecté l'amplificateur. Alors lorsque le coefficient de couplage k , est critique, c'est-à-dire lorsque $Qk = 1$ l'expression de $\delta\varphi_c$ devient:

$$(45) \quad \delta\varphi_c = \frac{x^3}{2 + x^2} \quad \text{avec } x = \frac{2Q(\omega - \omega_c)}{\omega_c} \quad (46)$$

lorsque les circuits sont accordés à la même fréquence ω_c , alors que pour toute autre valeur de $n = Qk$, différente de 1 on aurait:

$$\delta\varphi_c = \frac{x[x^2 + 1 - n^2]}{1 + n^2 + x^2} \quad (47)$$

suivant (45) est maintenant du 3^e ordre en x c'est-à-dire en $\omega - \omega_c$ au lieu du premier ordre, dans le cas du circuit unique (42). Autrement dit,

entre $\omega - \omega_T$ et $\omega - \omega_c$ on obtient au lieu de la droite (43) une courbe du 3^e degré qui pour $n = 1$, a un point d'inflexion horizontal à l'origine: on a éliminé l'entraînement au premier ordre, par un arrangement qui reste commode ici car les circuits sont peu sélectifs ($Q = 30$).

Un calcul plus compliqué exprime la condition de self-consistance pour les amplitudes, au tour de la boucle de réaction et on obtient ainsi la loi de \hat{E} en fonction du désaccord et l'amplitude de la plage d'oscillation $\Delta\omega_m$:

$$\frac{\Delta\omega_m}{\omega_T} = \left((1/Q) + (2/\omega_T T_2^*) \right) \left(\frac{Q}{Q_L} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (48)$$

$$\frac{\hat{E}(\omega)}{\hat{E}(\omega_T)} + \frac{(\omega - \omega_T)^2}{(\Delta\omega_m)^2} = 1 \quad (49)$$

qui rendent assez bien compte des résultats de Benoit [53] et qu'on trouvera établies différemment dans les références [62, 75, 73, 77]. La formule (48) permet d'estimer la largeur de la plage de fonctionnement, et par là, la facilité du réglage sur la fréquence médiane. Pour $Q = 2Q_L$, on a $\Delta\omega_m/\omega_T \simeq 1/Q$, car en pratique Q_N est très grand et alors la plage d'accrochage est large.

4. Réalisation d'un magnétomètre d'observatoire

La théorie, ainsi que les expériences de Benoit et Hennequin montre que le Maser nucléaire à courant de liquide, fournit un signal fort et que l'entraînement peut être réduit à une valeur négligeable. On pourra donc atteindre B_T avec la précision désirable, si l'on peut éliminer aussi les champs parasites, dus à la présence de l'électro-aimant (ou de l'aimant permanent), qui fournit la prépolarisation élevée ($B_p = 22\,000$ G). Hennequin et Benoit ont montré par une étude détaillée d'un électro-aimant particulier [66] qu'il en allait bien ainsi et il n'y a aucune raison de penser qu'on ne puisse pas atteindre les mêmes bons résultats avec un aimant permanent. Leurs principales conclusions sont les suivantes :

— avec $B_p = 22\,000$ G, le champ de fuite produit par l'électro-aimant est de 2 mG à 2 m, et l'on peut éloigner S_2 de S_0 de plus de 10 m ce qui réduit le champ de fuite résiduel à moins de 1,6 Γ , valeur facile à compenser. On peut vérifier ce résultat à tout moment en coupant le courant de l'électro-aimant, le courant liquide alimentant le récepteur assez longtemps pour qu'on puisse faire une mesure précise de B_T sans courant;

— la culasse de fer doux fermée de l'électro-aimant est assimilable à une sphère de 0,5 m de diamètre, et modifie par sa présence le champ terrestre B_T . Mais la résonance n'est sensible qu'à l'amplitude de B_T , et pour cette raison la composante transverse de $\delta \vec{B}$, perpendiculaire à B_T a une influence négligeable; d'autre part, la composante longitudinale de $\delta \vec{B}$ s'annule par une orientation convenable, aisément réalisable de la droite $S_p S_2$ par rapport à la direction de B_T (inclinaison de 15° , vers le haut, sur l'horizontale du vecteur $S_p S_2$);

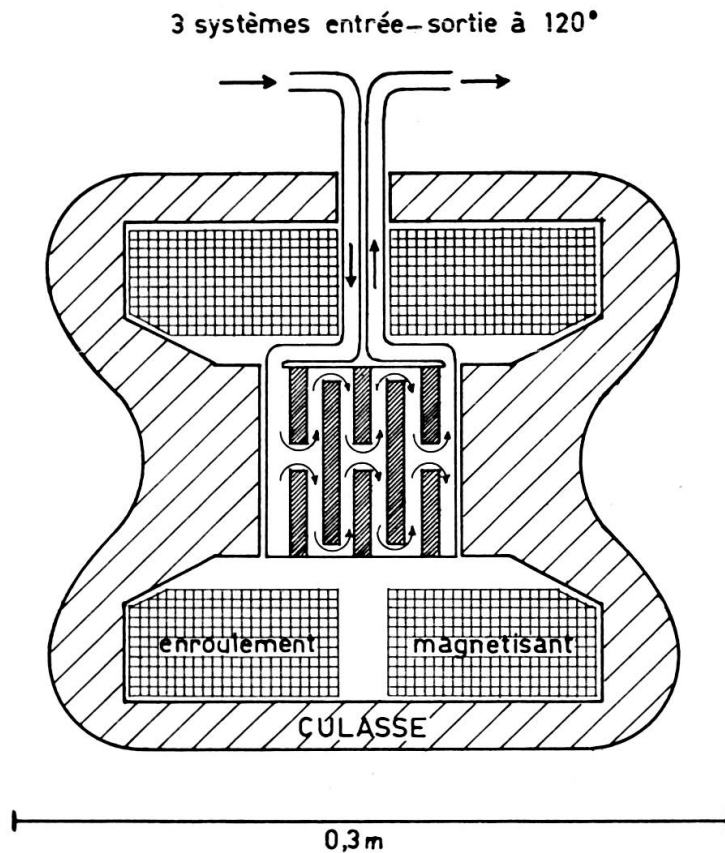


Fig. 19.

Un nouvel électro-aimant de polarisation, à long temps de séjour et entrefer distribué.

— enfin on peut espérer diminuer encore beaucoup la taille et par conséquent le champ de fuite de l'électro-aimant en supprimant autant que possible les régions où règne un champ intense dans l'air et où il n'y a pas de liquide; on y parvient en utilisant un entrefer distribué où circule le liquide (fig. 19); il semble bien qu'ainsi on puisse réduire son diamètre moyen à 0,25 m, ce qui assurerait un gain de commodité et de précision appréciable.

L'ensemble de l'installation conforme au schéma 12 va être incessamment essayé à Chambon-la-Forêt; la fréquence est actuellement mesurée toutes les 5 s par un compteur digital, mais finalement après ces essais, on mesurera le faible courant de compensation, réglée par un servo-mécanisme, qui maintiendra la fréquence d'oscillation fixé à la valeur ω_T , en compensant les variations du champ terrestre comme dans l'installation de Hochstrasser.

D. MASERS A EFFET OVERHAUSER.

1. *L'effet Overhauser à polarisation inversée (π) (Abragam).*

Le procédé du courant liquide fournit une polarisation très importante et l'amplification de moment $A = M_p/M_{OT}$, atteint en théorie 50 000 dans $B_p = 25\ 000$ G; un champ de fuite trop élevé de l'électro-aimant oblige à réduire $B_p = 22\ 000$ G et $A = 44\ 000$, dont on utilise en pratique la moitié soit 22 000 (avec l'espoir solide d'atteindre 30 ou 35 000). L'effet Overhauser offre des multiplications théoriques plus modestes comprises en théorie, dans les cas bien connus entre 658 et 3 900; mais il y a là aussi un déchet et en pratique on obtient de 100 à 800, c'est à peu près dix fois moins que par le procédé précédent, mais on y gagne le très grand avantage de supprimer l'électro-aimant et ses inconvénients. On obtient un appareil sans fer, sans champ auxiliaire et qui s'il consomme environ 25 watts HF, c'est-à-dire une cinquantaine de watts, aux sources, offre de grandes possibilités pour la miniaturisation: il n'y a aucune difficulté à en faire un appareil aéroporté et il est permis d'espérer l'améliorer suffisamment pour le placer sur un satellite en adoptant un fonctionnement intermittent. Dans la référence [1], a été expliqué, de manière simple le principe et la disposition de l'appareil et l'on ne reviendra pas sur sa description. On insistera seulement sur le principe de fonctionnement, ce qui permet d'évaluer les possibilités d'amélioration.

En 1954, plusieurs auteurs F. Bloch [78], Kittel [79] Korringa [80] montrèrent théoriquement que l'effet Overhauser devait être d'occurrence très générale; il devait se produire en principe dans toutes les substances paramagnétiques, liquides ou solides, quelque soit le mécanisme de leur paramagnétisme, et non pas seulement dans les métaux, objet de l'analyse originale d'Overhauser. Le bien-fondé de ces vues fut bientôt montré par des expériences sur un radical libre à l'état solide le DPPH [81]. Mais en même temps Abragam [82] donnait une analyse fouillée de plusieurs

mécanismes de paramagnétisme et prévoyait que des différences importantes se présenteraient dans les manifestations de l'effet Overhauser parmi les non-métaux, suivant le type du mécanisme de relaxation, c'est-à-dire du couplage noyau - moments électroniques. En particulier Abragam a remarqué que dans le cas où le couplage noyau-moment électronique était du type dipole-dipole, analysé antérieurement par Bloembergen [64] et [83], le bilan détaillé de l'effet du couplage, lorsque la transition électronique est saturée, mène à une polarisation permanente inversée du type π pour le magnétisme nucléaire. L'amplification de la polarisation est la *moitié* de celle qu'on observerait dans l'effet Overhauser original, lorsque la résonance électronique est *simple* avec g voisin de 2, c'est-à-dire lorsque $\omega_e = \gamma_e B$ et que le rapport γ_e a la valeur donnée par (4). Alors l'amplification de polarisation est indépendante de la valeur du champ directeur B ; qu'il soit faible ou fort on a :

$$A = \frac{M_p}{M_0} = \frac{|\gamma_e|}{2 \gamma_p} - 1 = -330 \quad (50)$$

au lieu de $\frac{\gamma_p}{\gamma_e} - 1$ dans l'effet Overhauser des métaux.

2. Expériences de Torrey sur l'effet simple.

Cette loi donne le gain maximum dans le cas où il n'y a pas d'autre mécanisme de relaxation notable pour les noyaux, que le couplage avec les moments électroniques et quand la résonance électronique est entièrement saturée. Ces conditions se présentent pour un liquide hydrogéné comme le 1,2 - diméthoxyéthane, où l'on dissout à une faible concentration, (0,1 N) un radical libre produit, ici par addition simultanée de naphthaline et de sodium [84]; néanmoins, la raie électronique étant large (2,6 G) est difficile à saturer et si la saturation est incomplète, l'amplification A est inférieure à la limite donnée par (50) devenant :

$$A = \frac{M_p}{M_0} = - \left(1 + \frac{1}{2} \frac{|\gamma_e|}{\gamma_p} \frac{s}{1+s} \right) \quad (51)$$

le degré de saturation s étant défini par :

$$s = \gamma_e^2 b_e^2 T_{1e} T_{2e} \quad (52)$$

b_e étant l'amplitude du champ H.F. saturant la transition électronique, T_{1e} et T_{2e} , les temps de relaxation longitudinaux et transversaux du radical.

Cette substance a été étudiée par Torrey [85] à 17,8 G, la fréquence de b_e étant 50 MHz, jusqu'à $\frac{s}{1+s} = 0,25$, en fournissant alors $A = -65$, en bon accord avec la théorie: dans ce cas, il n'y avait pas de « fuites » et la relaxation s'opérait uniquement par le couplage dipole-dipole.

Un grand nombre de radicaux libres paramagnétiques sont connus, mais dans ces études le plus souvent bien antérieures à 1954, on s'intéressait à d'autres propriétés, en particulier à la largeur de raie à l'état solide ou en solution concentrée. Ici, la caractéristique utile est la largeur de raie en solution étendue dans un liquide très mobile, hydrogéné, aux concentrations faibles de l'ordre de 0,01 N et une quantité essentielle est la stabilité chimique dans le temps. Peu de résultats sont connus dans ce domaine; on a cité récemment [86] le cas favorable de la tétrachlorosemiquinone dissoute dans l'alcool éthylique, dont la raie unique donne une amplification voisine de la limite (50), en champ fort et Combrisson mentionne brièvement des solutions de DPPH et de piscéine [87]. Par contre, les solutions de métaux alcalins dans l'ammoniaque liquide, ne conviennent pas et leurs raies très fines offrent un effet Overhauser *direct*.

3. *Le magnétomètre d'Abragam, Combrisson et Solomon (radical à structure hyperfine).*

Abragam lui-même, a appliqué le premier ses idées, en collaboration avec Combrisson et Solomon [89] à un cas plus intéressant encore, celui où le radical paramagnétique ajouté au liquide présente une structure hyperfine. Il a choisi, une solution aqueuse, de disulfonate de peroxyamine radical étudié en détail par Pake [89] dont la résonance électronique se décompose en 3 raies fines (largeur 1 G), dans les solutions très étendues voisines de 0,01 N) par interaction hyperfine avec le noyau d'azote de l'ion actif: $\text{ON}(\text{SO}_3)_2^-$. Ces raies sont équidistantes et espacées d'environ 13 G en champ fort, domaine où, à cet écart près, elles obéissent asymptotiquement à la loi ordinaire $\omega_e = \gamma_e B$. En champ faible au contraire, il faut calculer les niveaux d'énergie par la formule de Breit-Rabi, ce qui a été fait d'abord par Townsend [90] [cf. 89], et si la fréquence de la raie: $F = 3/2, m_F = -1/2$; $F = 3/2, m_F = -3/2$, tend bien encore vers zéro, celle des raies: $F = 3/2, m_F = 3/2$; $F = 1/2, m_F = 1/2$ et $F = 3/2, m_F = 1/2$: $F = 1/2, m_F = -1/2$, tend vers une limite finie en champ nul, environ 54,7 MHz (fig. 20).

Si l'on sature par exemple la première de ces deux raies, dont la fréquence dans le champ terrestre est voisine de 55 MHz, on pourrait espérer une amplification de polarisation de $56\ 000/2.2 = 11\ 500$ si la théorie

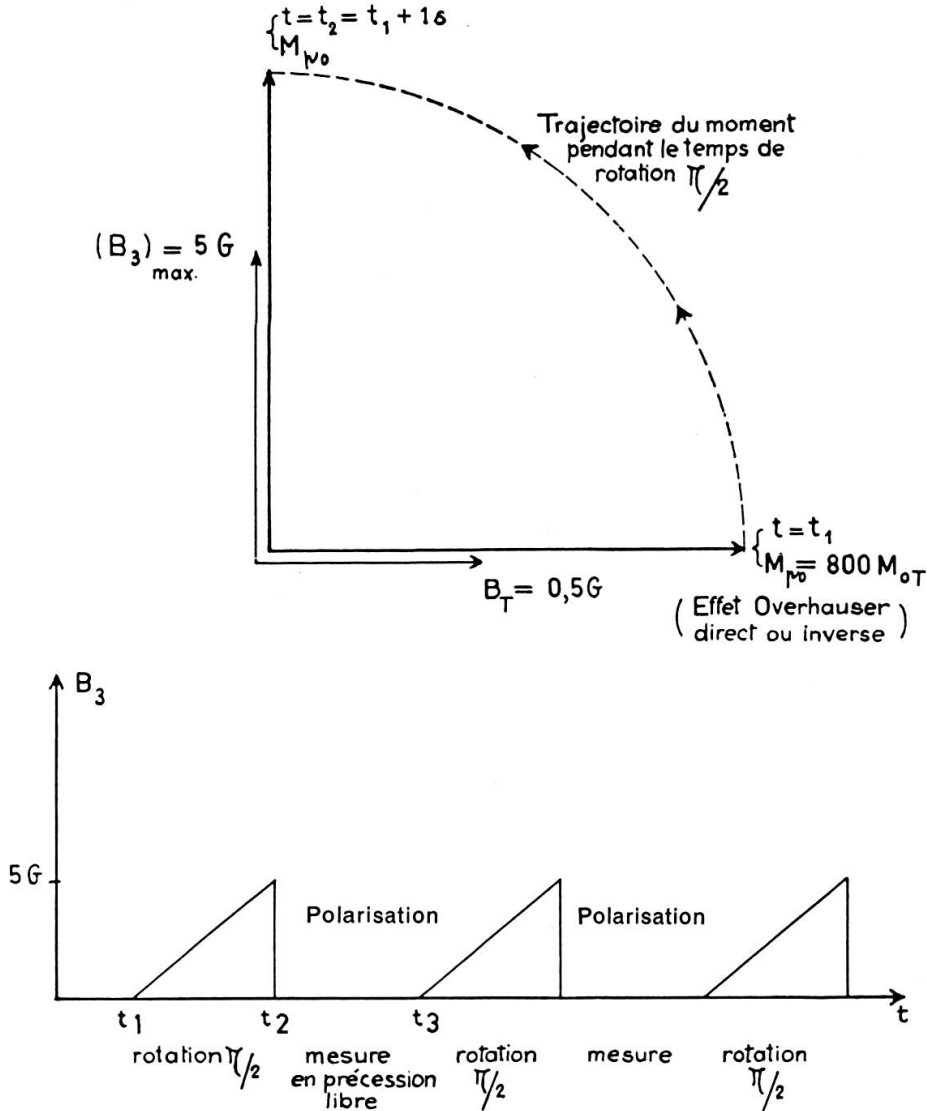


Fig. 20.

Le diagramme des niveaux Zeeman de l'ion ON $(SO_2)_2$ à structure hyperfine; les différences d'énergie correspondent aux raies "électroniques" ($\hbar\omega_e = W_i - W_j$) sont indiquées par des flèches. La fréquence des transitions 1-6 et 2-5 ne tend pas vers zéro avec B, mais au contraire vers la limite 54.7 MHz.

simple était applicable; en réalité, il y a 2 autres raies électroniques non saturées, et les électrons sur les niveaux correspondants sont une source intrinsèque de « fuite » par relaxation pour le « pompage » électronique sur la

première transition. Cette situation a été analysée par Abragam [88] et Solomon [91, 92] qui donne pour expression de A :

$$A = \frac{-4}{27} \frac{\Omega}{\omega_p} + 330 \quad (53)$$

ce qui donne $A = -3880$ dans un champ $B = 0,5$ G. En pratique, Combrison [87] est parvenu à utiliser couramment une amplification de 800, et ici encore le bruit de fond n'intervient plus. Les causes de dérive et d'entraînement sont sensiblement les mêmes que pour le maser à courant de liquide et peuvent être maintenues à un niveau négligeable, ou éliminées par l'emploi de deux circuits couplés. La concentration paramagnétique reste

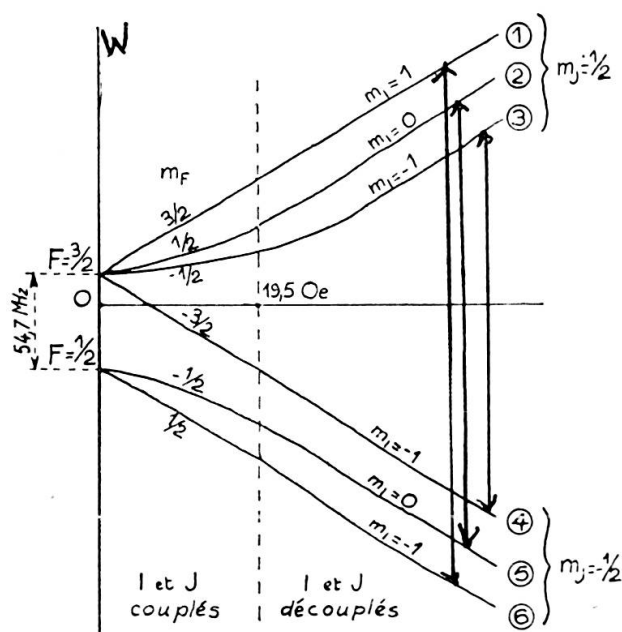


Fig. 21.

Principe du magnétomètre de Servoz-Gavin.

assez faible pour que l'élargissement de la raie de résonance nucléaire soit faible ($T_2 = 1s$; largeur $16 \Gamma = 160 \mu G$) et la précision est excellente. Le défaut de cette méthode réside dans l'instabilité du radical, qui se conserve mal dès que la température de la solution s'élève: suivant les soins apportés à la préparation et au refroidissement (la puissance nécessaire à la saturation de l'ordre de 25 watts chauffe la solution) la durée d'un échantillon se mesure en jours ou en semaines.

4. Variante de Servoz-Gavin et Bonnet.

Servoz Gavin et Bonnet [93] ont récemment étudié une variante de ce procédé, où la polarisation est créée de la même façon, mais où la mesure de la fréquence de résonance nucléaire est faite en régime de précession libre, ce qui présente l'avantage d'éliminer les dérives d'entraînement de fréquence et toute condition de seuil pour la qualité de la bobine réceptrice. Par contre les mesures deviennent discontinues et ne peuvent être répétées à un rythme supérieur à 1 mesure en quelques secondes. Le principe de ce dispositif est indiqué figure 21: un courant en dent de scie dans un bobinage auxiliaire crée adiabatiquement ($dB/dt \ll \gamma B^2_T$) un champ B d'environ 2 à 5 G, perpendiculaire à B_T , puis disparaît brusquement; le moment M_p qui accompagne le champ pendant sa rotation lente de $\pi/2$ se met à précessionner autour de B_T après la coupure brusque. On dispose ainsi d'une amplification du moment de l'ordre de 800, au lieu de 100 et dans un appareil qui peut être très portatif. Il présente aussi l'avantage de pouvoir utiliser des substances à effet Overhauser direct, comme par exemple les solutions de métaux alcalins dans l'ammoniac, dont les raies fines sont faciles à saturer.

3. Masers récents.

Récemment on a étudié de nouveaux types de Maser, les uns à transitions multiples [94, 95], les autres à « double effet » [96] qui peuvent se prêter aussi à la mesure des faibles champs, car ils peuvent tous procurer des amplifications de moment, du même ordre de grandeur que l'effet Overhauser et il est à penser, qu'à l'avenir, on développera des réalisations nouvelles basées sur ces expériences*.

BIBLIOGRAPHIE

1. GRIVET, P., Mesures physiques basées sur des techniques radioélectriques; 2^e partie: Mesure radioélectrique des champs magnétiques; Rapport à la session de l'URSI, publié dans la *Revue Générale d'Electricité*, 67, (1958) 365/384.
2. SONETT, C. P., JUDGE, D. L., KELSO, J. M., SIMS, A. R., *J. Geophys. Research*, 64 (1959) 941.

* L'effet Overhauser direct, dans le cas du couplage scalaire, fournit aussi une polarisation nucléaire négative (π), dans le cas où la constante gyromagnétique du noyau est négative (spin mécanique et moment opposés); mais il paraît difficile d'exploiter cette possibilité, le seul noyau favorable semblant être B_e (réf. 97).

- 2 bis. JUDGE, D. L., MAC LEOD, M. G., SIMS, A. R., High sensibility sensitivity transistorised search-coil magnetometer. *Report GM 41-1-588 de Space Technology Laboratories.*
3. SONETT, C. P., SMITH, E. J., SIMS, A. R., *First International Space Science Symposium*, Nice 1960.
4. SONETT, C. P., SMITH, E. J., JUDGE, D. L., COLEMAN Jr., P. J., *Phys. Rev. Letters*, 4, (1960) 161.
5. CHAPMAN, S., *The earth magnetism*, 127 p., Londres 2^e ed., 1951 (Methuen).
6. MASSEY, H. S., BOYD, R. L. F., *The upper atmosphere*, 333 p., Londres 1958 (Hutchinson).
7. CHAPMAN, S., BARTELS, J., *Geomagnetism*, 2 volumes, Oxford 1951 (Clarendon).
8. HOCHSTRASSER, G., *Détermination de formes et de largeurs de raies fines en résonance magnétique nucléaire*, Thèse, Genève 1960 (à paraître).
9. ESCHENHAGEN, *Pro. Akad. der Wiss.*, Berlin 1897, 32, 78.
10. SELZER, E., *Annales de l'Institut de Physique du Globe*, 29, (1958) 165.
11. SAUZADE, M. et STEFANT, R., *Mesure des variations rapides du champ magnétique terrestre*, *C. R.*, 248 (1959) 2335/3327.
12. STEFANT, R., Détection de l'activité du champ magnétique terrestre dans la bande 5-50Hz. *C. R.*, 257 (1960), 857/859.
13. BENDER, P. L. et DRISCOLL, R. L., A free precession determination of the proton gyromagnetic ratio, *IRE Trans. on Instrumentation*, t. 1, 7 (1958) 176/180.
14. SOUTIF, M., SERVOZ-GAVIN et BONNET, Communication orale au Colloque « Mesures par résonance du champ magnétique terrestre », 1960, Grenoble.
- 14 bis. L. CAGNARD, Electricité tellurique, *Handbuch der Physik*, t. 47 (Geophysics I), p. 457 et seq.
15. FROMM, W. E., *The magnetic Airborne detector Advances in electronics*, t. IV, (1952) 258/299, New-York (Acad. Press).
16. MELTON, B. S., Contribution of Electronics to seismology and geomagnetism, *Advances in Electronics*, t. 9 (1957) (297/332).
17. GROOME, Miss A., Geophysics and space research, *Discovery* 21 (juillet 1960) 309/312.
18. JUDGE, D. L., McLEOD, M. G., SIMS, A. R., *Rev. Sci. Instr.*, à paraître 1960.
19. KURNOSOVA, L. V., *Artificial satellites*, t. 2.
DOLGINOV, S. S., ZHUZGOV, L. N., PUSKOV, N. V., « Preliminary report on geomagnetic measurements carried out from the third soviet artificial earth satellite », p. 63/67, Plenum Press (N. Y.) 1960.
20. SONETT, C. P., Experimental physics using space vehicles, p. 2/117 dans *Advances in Space Science*, t. 2, F. I. Ordway Ed. New-York, Academic Press 1960 (spécialement ° II A et ° II B: Magnetic fields, Magnetometers, p. 3/23).
21. BUSHOR, W. E. et WOLFF, M. F., Electronics probes nature: *I. Spase electronics*, 33, (1960) 55/62.
22. WERTZ, J. E., *Chemical Review*, 55 (1955) 829/957 (cf. p. 849/856) « Nuclear and electronic spin magnetic resonance ».
23. POPLE, J. A., SCHNEIDER, W. G., BERNSTEIN, H. J., *High resolution nuclear magnetic resonance*, p. 80/82 et 488, McGraw Hill, New-York 1959.
24. WAIT, J. R., Receiving properties of a wire loop with a spheroidal core. *Canadian Journ. Techn.*, 31 (1953) 9/14.

25. WAIT, J. R., The receiving loop with a hollow prolate spheroidal core. *Canadian Journ. Techn.* 31 (1953) 132/137.
26. cf. réf. [11] et [12].
27. EPSTEIN, M., GREENSTEIN, L. S., SACHS, H. M., « Principle and applications of Hall effect devices », *Proc. Nat. Electronics*, Conference XV (1959) 241/252.
28. cf. réf. [1] p. 375.
29. FRANKEN, P. A., COLGROVE, F. N., Alignment of metastable helium atoms by unpolarised resonance radiation, *Phys. Rev. Letters*, 1 (1958) 316.
30. BEATY, E. C., BENDER, P. L., CHI, A. R., Narrow absorption lines of Cs¹³³ in buffer gases. *Phys. Rev.*, 112 (1958) 450/451.
31. SKILLMANN, T. L., BENDER, P. L., Measurement of the earth's magnetic field with a rubidium vapor magnetometer. *Journ. of Geophysical research*, 63 (1958) 513/515.
32. BENDER, P. L., BEATY, E. C., CHI, A. R. Optical detection of narrow Rb⁸⁷ hyperfine absorption lines. *Phys. Rev. Letters*, 1, (1958).
33. PURCELL, E. M., Nuclear magnetism and nuclear relaxation. *Nuovo Cimento*, 6 (1956) 961/992 (cf. p. 977/982); cf. aussi articles de M. A. GARSTENS, cités au § 7 de la bibliographie de l'article (1).
34. LOTHE, J. J., EIA, G., Diphényl-picryl-hydrazyl as a standard in electron spin resonance. *Acta Chem. Scandinavia*, 12 (1958) 1555/1556.
35. GOLDSBOROUGH, J. P., MANDEL, M. et PAKE, G. E., Influence of exchange interaction on paramagnetic relaxation lines. *Phys. Rev. Letters*, 4 (1960) 13/15.
36. GABILLARD, R., La fabrication des charbons de sucre et son emploi à la mesure des champs magnétiques. *Arch. des Sciences*, Genève, 9 (1956) 316/318.
37. HUTCHINSON, C. A., PASTOR, R., Paramagnetic absorption in solutions of K in liquid NH₃. *Rev. of Mod. Phys.*, 25 (1953) 285/290.
38. — — Paramagnetic resonance absorption in solutions of K and Na in liquid NH₃. *Journ. of Chem. Phys.*, 21 (1953) 1959/1971.
39. ROCARD, J. M., Contribution à l'étude de la résonance paramagnétique nucléaire dans les champs très faibles, *Archives des Sciences*, Genève, 3 (1957) 378/428.
40. POUND, R. V., Nuclear paramagnetic resonance, *Progress in Nuclear Physic*, 2 (1952) 21/51.
41. Voir référence 1, p. 380/381.
42. WATERS, G. S., FRANCIS, P. D., Nuclear magnetometer, *Journ. of Sci. Instr.*, 35 (1958) 88/92.
43. cf. référence 1, p. 384.
44. HENNEQUIN, J. Sur une réalisation de l'expérience de PACKARD et VARIAN. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 248 (1959) 749/751.
45. SCRIPPOV, F. I., *Dokl. Akad. Nauk. S.S.S.R.*, 22, (1958) 988.
46. RABI, I. I., RAMSAY, N. F., SCHWINGER, J., Use of rotating coordinates in magnetic resonance problems, *Rev. Mod. Phys.*, 26 (1954), 167/171.
47. LATYSHEV, G. D., *Izvest. Akad. Nauk. S.S.S.R.*, ser. fiz. 32, 22 (1958) 988.
48. BLUME, R. J., Some properties of spin generators, *Rev. Sc. Instr.*, 30 (1959) 41/42.
49. BLOCH, F., Nuclear induction, *Phys. Rev.*, 70 (1946) 460/473.
50. POWLES, J. G., The adiabatic fast passage experiment in magnetic resonance, *Proc. Phys. Soc. London*, 71 (1958) 497/500.

51. BLOCH, F., HANSEN, W. W., PACKARD, M., Nuclear induction, *Phys. Rev.*, **69** (1947) 127/1.
52. SAHA, A. K., DAS, T. R., *Theory and applications of nuclear induction*, 6/19, Calcutta (1957).
53. ABRAGAM, A., *La résonance magnétique*, à paraître (Oxford).
- 53 bis. WEGER, M., Passage effects in paramagnetic resonance experiments, *B. S. T. J.*, **39** (1960), 1013/1113.
54. BENOIT, G. H., Un maser à résonance magnétique nucléaire, *Ann. Phys. Paris*, (1959) 1440/1483.
55. PETTIG, M., Beobachtung magnetischer Kernresonanzen in Emission, *Tagung der physikalischen Gesellschaft Iena*, Nov. 1958, Optik aller Wellenlängen 68/73, *Acad. Verl.*, Berlin, 1959.
56. CHIAROTI, G., CRISTIANI, G., GIULOTTO, L., LANZI, G., A nuclear inductor for measurements of thermal relaxation times in liquids, *Nuovo Cimento*, **12**, (1954) 519/525.
57. GIULOTTO, L., BONERA, G., Adiabatic passages in nuclear magnetic resonance with the rotating coordinates method, *Nuovo Cimento*, **14** (1959) 435/442.
58. BLOEMBERGEN, N., POUND, R. V., Radiation damping in magnetic resonance experiments, *Phys. Rev.*, **95** (1954) 8/12.
59. COMBRISSE, J., HONIG, A., TOWNES, C. H., Utilisation de la résonance de spins électroniques pour réaliser un oscillateur ou un amplificateur hyperfréquence, *C. R. Acad. Sc. Paris*, **242** (1956) 2451/2453.
60. FEHER, G., GORDON, J. P., BUEHLER, E., GERE, E. A., THURMOND, C. D., Spontaneous emission of radiation from an electron spin system, *Phys. Rev.*, **109** (1958) 221.
CHESTER, P. F., WAGNER, P. E., CASTLE, J. O., Two-level solid-state Maser, *Phys. Rev.*, **110** (1958) 281/282.
61. VLADIMIRSKY, K. V., Radiation instability in nuclear magnetic resonance experiments, *Nuclear Inst.*, **1** (1957) 329/330.
62. SHIMODA, M., TOWNES, C. H., WANG, T. C., Further aspects of the theory of the Maser, *Phys. Rev.*, **102** (1958) 1308/1321.
63. BARNES, F. S., Operating characteristics of an ammonia beam Maser, *Proc. IRE*, **47** (1959) 2085/2098, (bibliographie étendue).
64. BLOEMBERGEN, N., POUND, R. V., PURCELL, E. M., Relaxation effects in nuclear magnetic resonance absorption, *Phys. Rev.*, 73-679-712, 1948.
65. ANDREW, E. R., *Nuclear magnetic resonance Cambridge* (1955) University press, (1960).
66. HENNEQUIN, J., Maser à résonance nucléaire en champ très faible, *C. R. Acad. Sc. Paris*, **250** (1960) 2711/2713.
67. CARR, H. Y., *These Harvard*, 1953.
68. BLOCH, F., Line-narrowing by macroscopic motion, *Phys. Rev.*, **94** (1954) 496/497. Cf. POPLE, J. A., SCHNEIDER, W. G., BERNSTEIN, H. J., *High resolution nuclear magnetic resonance*, p. 69/71, New York (1959) (Mac Graw Hill).
69. BENOIT, H., HENNEQUIN, J., Mesure du champ magnétique terrestre par un maser à résonance nucléaire, *C. R. Acad. Sc. Paris*, **248** (1959), 1991-1993.
70. HARRIS, H. E., *Simplified Q Multiplier, Electronics* **24** (1951) 130/134.
MILLER, G. B., *Transistor Q — multiplier for audiofrequencies Electronics*, **31** (1958) 79/81.

71. BLOOM, S., Effects of radiation damping on spin dynamics, *Jour. Appl. Phys.*, 28 (1957) 800/805.
72. GREIFFINGER, C., BIRNBAUM, G., Super-radiation and superregeneration, *IRE Transactions* (Electron devices) t. ED 6, (1959) 288/293.
73. FRIC, C., L'effet de débit dans le maser à résonance nucléaire, thèse à paraître aux *Annales de Physique*, 1960 et
74. BRUGE, C. R., NORBERG, R. E., PAKE, G. E., Radiationdamping and resonance shapes in high resolution nuclear magnetic resonance, *Phys. Rev.*, 104 (1956) 419/420.
75. BENOIT, H., Etude de l'amortissement par rayonnement cohérent en résonance magnétique nucléaire, *Journ. de Phys.*, 21 (1960), 212/216.
76. BONANOMI, J., HERMANN, J., DE PRINS, J., KARTASCHOFF, P., Twin Cairty for NH³ Maser, *Rev. Sc. Inst.*, 28 (1957) 879/881.
77. HAHN, H., GRIVET, P., La stabilisation du champ magnétique par un maser à résonance magnétique nucléaire, *Nuclear Instruments and Methods*, à paraître.
78. F. BLOCH. Communication orale au meeting de l'American Phys. Soc., non publiée. Cf. *Phys. Rev.*, 93 (1954) 944.
79. KITTEL, C., *Phys. Rev.* 95 (1954) 589.
80. KORRINGA, J., Orientation of nucléi by saturation of paramagnetic resonance *Phys. Rev.*, 94 (1954) 1388 et Electron resonance in F centers, *Phys. Rev.*, 94 (1954) à 388/1389.
81. BELJERS, A. G., VAN DER KINT, L., VAN WIERINGEN, J. S., Overhauser effect in a free radical, *Phys. Rev.*, 95 (1954) 1683.
82. ABRAGAM, A., Overhauser effects in non metals, *Phys. Rev.*, 98, (1955) 1729/1735.
83. BLOEMBERGEN, N., *These Leyde*, 1948.
84. LIPKIN, PAUL, D. E., TOWNSEND, J., WEISSMANN, S. I., *Science*, 117 (1953), 534/
85. BENNETT, L. H., TORREY, H. C., High negative nuclear polarizations in a liquid, *Phys. Rev.*, 108 (1957) 499/500.
86. Study of coupled electron and nuclear spin systems. Note sur le projet n° 8503. 15 février 1960. National Cy (Malden).
87. COMBRISSE, J., Augmentation des signaux de résonance nucléaire par polarisation dynamique, (I) *Jour. Phys.*, 19 (1958) 840/842.
88. ABRAGAM, A., COMBRISSE, J., SOLOMON, I., Polarisation nucléaire par effet Overhauser dans les solutions d'ions paramagnétiques, *C. R. Acad. Sc. Paris*, 245 (1957) 157/160.
89. PAKE, G. E., LLOYD, J. P., Spin relaxation in free radical solutions exhibiting hyperfine structure, *Phys. Rev.*, 94, 1954 (579/591).
90. TOWNSEND, *Thèse de Washington-University*, Sam Louis (1953).
91. SOLOMON, I., Augmentation des signaux de résonance nucléaire par polarisation dynamique, *Jour. Physique*, 19 (1958) 837/839.
92. SOLOMON, I., Relaxation processes in a system of two spins. *Phys. Rev.*, 99 (1955), 559-565.
BLOEMBERGEN, N., Spin relaxation in a two-protons system. *Phys. Rev.*, 104 (1956), 1542-1547.
93. SERVOZ-GAVIN, P., *Méthode de mesure des champs faibles par précession libre avec pompage électronique*. Communication n° 354 au colloque Ampère de Pise, 14 sept. 1960.

94. JAVAN, A., Transitions à plusieurs quanta et amplification dans les systèmes à deux niveaux. *Jour. de Phys.*, 19 (1958), 806-809.
 95. WINTER, J. M., Etude théorique et expérimentale des transitions à plusieurs quanta entre les sous-niveaux Zeeman d'un atome. *Jour. de Phys.*, 19 (1958), 802/805.
 96. UEBERSFELD, J., J. L. MOTCHANE, E. ERB, Effet de polarisation nucléaire dans les liquides et les gaz adsorbés sur les charbons. *C. R. Acad. Sc. Paris*, 246 (1958), 2121-23 et Augmentation de la polarisation nucléaire dans les liquides et gaz adsorbés sur un charbon. *Jour. de Phys.*, 19 (1958), 843-845.
ABRAGAM, A., W. G. PROCTOR, *C. R. Acad. Sc. Paris*, 246 (1958), 2253.
UEBERSFELD, J., J. L. MOTCHANE, Equations macroscopiques de la double résonance. Interprétation thermodynamique. *Jour. de Phys.*, 21 (1960), 194-199.
 97. BARKER, W. A., The Overhauser effect in paramagnetic systems. *Argonne National Laboratory*, report 6069, University of Chicago.
-