Transitions à plusieurs quanta, étudiées dans le référentiel tournant

Ennio Arimondo, M. Cassettari, G. Salvetti

► To cite this version:

Ennio Arimondo, M. Cassettari, G. Salvetti. Transitions à plusieurs quanta, étudiées dans le référentiel tournant. *Journal de Physique*, 1971, 32 (7), pp.573-578. 10.1051/jphys:01971003207057300 . jpa-00207112

HAL Id: jpa-00207112

<https://hal.science/jpa-00207112>

Submitted on 1 Jan 1971

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
Physics Abstracts :
 18.52

TRANSITIONS A PLUSIEURS QUANTA, ÉTUDIÉES DANS LE RÉFÉRENTIEL TOURNANT (*)

E. ARIMONDO

Istituto di Fisica dell'Università, Pisa

M. CASSETTARI et G. SALVETTI

Laboratorio di Fisica Atomica e Molecolare del C. N. R., Pisa

(Reçu le 20 janvier 1971, révisé le 9 mars 1971)

Résumé. — L'intensité et le déplacement des transitions à plusieurs quanta avec photons σ et π , sont examinés dans le DPPH, en détectant le moment cinétique absorbé par l'échantillon. Ces quantités sont étudiées en fonction de l'intensité du champ oscillant parallèlement au champ statique. On compare les résultats expérimentaux aux courbes théoriques obtenues en résolvant les équations de Bloch pour le système de spin dans le référentiel tournant. En considérant l'effet de superposition entre les différentes raies de résonance, on obtient un accord excellent entre la théorie et l'expérience.

Abstract. — The intensity and shift of many-quantum transitions involving σ and π photons have been examined in the DPPH by the angular momentum detection, as a function of the intensity of the applied π radiofrequency field. The resonances are interpreted by solving the Bloch equations in the rotating frame. Keeping into account the superposition effect between the resonance lines, a very good agreement is found between the theory and the experimental results.

Introduction. — Dans une expérience de résonance magnétique un système de spins de rapport gyromagnétique γ est soumis à un champ statique H_0 et à un champ radiofréquence H_1 , perpendiculaire à H_0 et tournant à vitesse angulaire ω . Il y a absorption de puissance et de moment cinétique par les spins lorsque la condition de résonance $H_0 = -(\omega/\gamma)$ est satisfaite. Dans un référentiel solide avec H_1 , les spins sont soumis à un champ statique effectif

$$H_e = \left[\left(H_0 + \frac{\omega}{\gamma} \right)^2 + H_1^2 \right]^{1/2}.$$

Si l'on applique un champ oscillant $\mathcal{H}_1 \cos \Omega t$ parallèlement au champ statique des nouvelles résonances vont apparaître lorsque la condition $H_e = -(n\Omega/\gamma)$ est satisfaite (n entier quelconque).

Ces résonances peuvent être interprétées comme résonances à plusieurs quanta par les spins quantifiés dans le référentiel tournant, dues aux composantes perpendiculaire et parallèle à H_e du champ $\mathcal{H}_1$, ces composantes représentant respectivement dans le référentiel tournant les photons σ et π .

Ce point de vue est équivalent à considérer les transitions à plusieurs quanta $\omega + n\Omega$ dans le réfé-

rentiel du laboratoire ; néanmoins on utilise la description dans le référentiel tournant puisque elle donne une vision directe des aspects physiques de ces résonances [1].

Bien qu'une grande attention ait été réservée à l'observation des résonances, il n'en est pas de même pour leur déplacement radiatif qui a été examiné seulement par Lhote, Motchane et Théobald sur un charbon de dextrose [2]. L'expression du déplacement radiatif en fonction de l'intensité $\mathcal{H}_1$ du champ oscillant peut être déterminée dans une manière très simple, reportée par Abragam [3]. Dans le référentiel tournant la composante du champ $\mathcal{H}_1$ perpendiculaire au champ effectif, peut être décomposée en deux champs tournants ; l'un donne lieu à la résonance magnétique, l'autre à un déplacement Bloch-Siegert. Si $\mathcal{H}_1 \ll H_e$ le déplacement de la fréquence de résonance est :

$$\Delta\Omega = \frac{\gamma \mathcal{H}_1^2}{16} \cdot \frac{H_1^2}{\left[\left(H_0 + \frac{\omega}{\gamma} \right)^2 + H_1^2 \right]^{3/2}}. \quad (1)$$

Nous nous proposons dans ce travail d'étudier le déplacement radiatif de ces résonances à plusieurs quanta en détectant le moment cinétique absorbé par l'échantillon [4]. Par cette méthode de détection on examine le couple agissant sur l'échantillon dans la direction Oz du champ statique, couple qui est égal à

(*) Ce travail a été supporté par Gruppo Nazionale Struttura della Materia du C. N. R., Pisa.

la valeur moyenne sur le temps du produit vectoriel entre l'aimantation $\underline{M}$ de l'échantillon et le champ magnétique $\underline{H}$ appliqué :

$$C = (\underline{M} \wedge \underline{H})_z.$$

Dans les expériences de résonance magnétique aux bas champs statiques et lorsque des champs radiofréquence très intenses sont appliqués à l'échantillon, cette méthode se révèle avantageuse comparée aux méthodes usuelles de détection. On a alors observé la « résonance rotatoire » avec des champs radio-fréquence dont l'intensité est du même ordre de l'intensité du champ statique H_0 . Dans ces conditions l'expression (1) n'est plus valable et il a été nécessaire d'obtenir une expression théorique exacte pour le déplacement de la résonance sous l'effet du champ radiofréquence appliqué.

Le phénomène de la « résonance rotatoire » a été considéré la première fois par Redfield [5] en utilisant l'hypothèse de la température de spin pour décrire la conduite des spins dans le référentiel tournant. Dans le cas où les équations de Bloch sont valables, elles ont été utilisées pour interpréter les résultats des expériences de résonance magnétique rotatoire soit nucléaire que électronique. Diverses méthodes ont été employées pour résoudre ces équations, à savoir un développement en série [6] et une solution numérique [7].

Les expériences ont été faites sur le radical libre 2,2 diphenyl-1-picryl-hydrazyl (DPPH) pour lequel les équations de Bloch sont valables. On va donner une solution de ces équations par une méthode originale de solution pour interpréter les résultats de nos expériences à très grands champs de radiofréquence.

II. Etude théorique. — Dans les cas où le champ H_1 est d'intensité élevée et $T_2 \ll T_1$, l'hypothèse de la température de spin dans le référentiel tournant est généralement utilisée pour interpréter les résultats des expériences de résonance magnétique effectuées dans les solides. On suppose que dans ce référentiel les spins atteignent d'abord un équilibre thermique dans le champ H_e appliqué, et qu'ils relaxent ensuite sous l'action du réseau. Pour le DPPH $T_1 = T_2 = T$ et on ne peut pas utiliser cette hypothèse puisque il y a en même temps relaxation entre les spins et le réseau. Dans ce cas la résolution des équations de Bloch donne une description complète des phénomènes, en particulier, pour ce qui nous concerne, de l'absorption par les spins quantifiés dans le champ H_e , en appliquant le champ oscillant parallèlement de H_0 .

La méthode expérimentale utilisée permet d'examiner la résonance lorsque les intensités des champs de radiofréquence sont du même ordre que H_0 . Dans ces conditions il est nécessaire de résoudre les équations de Bloch modifiées, où l'on suppose que l'aimantation relaxe dans le champ magnétique instantané $\underline{H}_0 + \underline{H}(t)$.

Considérons un spin électronique 1/2 soumis au champ statique H_0 dans la direction de l'axe Oz et à deux champs magnétiques de radiofréquence, le premier d'amplitude H_1 tournant avec une pulsation ω dans le plan xy, l'autre $\mathcal{H}_1 \cos \Omega t$ oscillant parallèlement à Oz. Dans le référentiel tournant à la vitesse angulaire ω autour de Oz les équations de Bloch sont

$$\frac{d\underline{M}}{dt} = -\gamma \underline{M} \wedge (\underline{H}_e + \mathcal{H}_1 \cos \Omega t) - \frac{\underline{M} - \chi_0(\underline{H}_e + \underline{H}_1 + \mathcal{H}_1 \cos \Omega t)}{T}. \quad (2)$$

La solution de ces équations peut être cherchée en décomposant l'aimantation en ses composantes transversale $m_+ = M_x + iM_y$ et longitudinale M_z :

$$\left. \begin{aligned} m_+ &= A \exp - \left[\frac{1}{T} (1 + i \Delta \omega T) t - i \frac{\Omega_1}{\Omega} \sin \Omega t \right] \\ M_z &= \sum_K M_{zK} e^{iK\Omega t} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

où l'on a posé $\omega_0 = -\gamma H_0$, $\omega_1 = -\gamma H_1$, $\Omega_1 = -\gamma \mathcal{H}_1$ et $\Delta \omega = \omega - \omega_0$.

Les équations (2) sont usuellement résolues en retenant seulement les premiers termes dans le développement de M_z , ce qui équivaut à considérer la solution aux ordres les plus bas en ω_1/Ω et Ω_1/Ω [6], [9]. Si on cherche une expression complète pour le déplacement radiatif, cette approximation n'est pas suffisante et l'on doit utiliser toutes les harmoniques dans l'expression de l'aimantation M_z . On obtient alors un système avec un nombre infini d'équations, une pour chacune des composantes harmoniques.

Pour simplifier l'exposé, nous allons résoudre ce système dans le cas plus simple des équations de Bloch non modifiées, lorsque $\underline{M}$ relaxe seulement vers $\chi_0 \underline{H}_0$. La solution générale des équations modifiées (2) est plus laborieuse, mais ne présente pas des difficultés supplémentaires et l'expression du couple que nous écrirons est déduite de cette solution-là.

En utilisant pour m_+ l'expression (3), on obtient les parties réelle, $\text{Re}(M_{zK})$ et imaginaire, $\text{Im}(M_{zK})$, de la composante à la fréquence $K\Omega$ de l'aimantation longitudinale :

$$\begin{aligned} \text{Re}(M_{zK}) &= -\frac{\omega_1^2 T^2}{1 + K^2 \Omega^2 T^2} \sum_n \frac{1}{2 D_n} \{ [\alpha_{nK} + \beta_{nK} K\Omega T(\Delta \omega + n\Omega) T] E_n + \\ &\quad + [\alpha_{nK}(\Delta \omega + n\Omega) T + \beta_{nK} K\Omega T] F_n \} \\ \text{Im}(M_{zK}) &= \frac{\omega_1^2 T^2}{1 + K^2 \Omega^2 T^2} \sum_n \frac{1}{2 D_n} \{ [\alpha_{nK} K\Omega T - \beta_{nK}(\Delta \omega + n\Omega) T] E_n + \\ &\quad + [\alpha_{nK} K\Omega T(\Delta \omega + n\Omega) T + \beta_{nK}] F_n \}. \end{aligned} \quad (4)$$

On a posé : $\alpha_{nK} = J_{-(K+n)}(x) + J_{K-n}(x)$; $\beta_{nK} = J_{-(K+n)}(x) - J_{K-n}(x)$

où $J_n(x)$ est la fonction de Bessel du premier type d'ordre n de l'argument $x = \Omega_1/\Omega$. On a encore posé

$$E_n = \sum_K J_{K-n}(x) \operatorname{Re} (M_{zk}) .$$

$$F_n = \sum_K J_{K-n}(x) \operatorname{Im} (M_{zk})$$

et

$$D_n = 1 + (\Delta\omega + n\Omega)^2 T^2 .$$

Les expressions (4) constituent, pour les inconnues E_n et F_n , un système linéaire d'équations du type :

$$\begin{aligned} \left(1 + \frac{\omega_1^2 T^2}{2} \frac{S_n}{D_n}\right) E_n + \frac{\omega_1^2 T^2}{2} \frac{T_n}{D_n} F_n + \frac{\omega_1^2 T^2}{2} \sum_{m \neq n} \frac{1}{D_m} (S_m E_m + T_m F_m) &= M_0 J_{-n}(x) \\ \left(1 + \frac{\omega_1^2 T^2}{2} \frac{P_n}{D_n}\right) F_n + \frac{\omega_1^2 T^2}{2} \frac{Q_n}{D_n} E_n + \frac{\omega_1^2 T^2}{2} \sum_{m \neq n} \frac{1}{D_m} (P_m E_m + Q_m F_m) &= 0 \end{aligned} \quad (5)$$

où S_n, T_n, P_n, Q_n sont des expressions qui contiennent les fonctions de Bessel.

Pour calculer la courbe de résonance pour l'absorption de $\bar{n}$ photons Ω , on peut conserver seulement les termes $E_{\bar{n}}$ et $F_{\bar{n}}$ qui contiennent le dénominateur $D_{\bar{n}}$ résonnant à $\omega_0 = \omega + \bar{n}\Omega$, dans l'hypothèse où $\omega^2 T^2/(1 + \Omega^2 T^2) \ll 1$. Cette condition est très bien satisfaite dans la situation de nos expériences. Le système (5) ainsi simplifié se réduit à deux équations à deux inconnues $E_{\bar{n}}$ et $F_{\bar{n}}$, par lesquelles on calcule les expressions de l'aimantation et du couple pour la résonance à $\bar{n}$ photons. L'approximation que l'on utilise pour résoudre les équations de Bloch est meilleure que celle qui consiste à considérer seulement quelques termes dans l'expression de M_z . Dans notre

cas on obtient pour chaque résonance une solution qui néglige seulement l'effet des autres résonances. L'absorption totale des spins est obtenue en sommant les différentes raies de résonance et la seule approximation introduite dans tout le procédé est dans le calcul de la solution pour chaque résonance. Au contraire en considérant quelques termes dans M_z on obtient une solution qui considère en même temps les raies de résonance et l'effet de superposition, mais non exactement.

Les équations de Bloch modifiées ont été résolues avec la même technique. On déduit aussi dans ce cas les expressions des termes E_n et F_n desquels on tire le couple dû à la résonance à n photons :

On obtient :

$$\begin{aligned} C_n = \frac{\chi_0 H_1^2 J_n^2(x)}{\Delta_n} &\left\{ (\omega + n\Omega + \delta_n) T + \omega_0 T \frac{\omega_1^2 T^2}{2} \sum_K \frac{J_{n+K}(x)}{1 + K^2 \Omega^2 T^2} [J_{n+K}(x) - J_{n-K}(x)] \right\} - \\ &- \frac{\chi_0 H_1^2 J_n(x)}{\Delta_n} \frac{\Omega T}{1 + \Omega^2 T^2} \left\{ n J_n(x) \left[1 + \frac{\omega_1^2 T^2}{2} \sum_K \frac{J_{n+K}(x)}{1 + K^2 \Omega^2 T^2} \times \right. \right. \\ &\times (J_{n+K}(x) - J_{n-K}(x)) \left. \right] + \frac{\Omega_1 T}{2} (J_{n+1}(x) - J_{n-1}(x)) (\Delta\omega + n\Omega + \delta_n) T \left. \right\} \end{aligned} \quad (6)$$

où

$$\Delta_n = 1 + (\omega + n\Omega + \delta_n - \omega_0)^2 T^2 + \omega_1^2 T^2 \sum_K \frac{J_{n+K}^2(x)}{1 + K^2 \Omega^2 T^2}$$

et

$$\delta_n = - \frac{\gamma^2 H_1^2}{2} \sum_K \frac{K \Omega T^2}{1 + K^2 \Omega^2 T^2} J_{n-K}^2(x) .$$

Dans ces expressions nous avons fait apparaître la fréquence Ω dans l'argument des fonctions de Bessel, puisque expérimentalement la fréquence est fixée et l'on balaye le champ statique H_0 .

Dans l'expression du couple on observe que le dénominateur Δ_n pour la transition à n photons est résonnant lorsque

$$\omega_0 = \omega_{0n} = \omega + n\Omega + \delta_n .$$

Aux valeurs très faibles de $\mathcal{H}_1$, on obtient :

$$\omega_0 = \bar{\omega}_{0n} = \omega + n\Omega - \frac{\gamma^2 H_1^2}{2} \frac{n\Omega T^2}{1 + n^2 \Omega^2 T^2}.$$

Alors que pour le balayage de H_e la séparation en fréquence entre les raies est Ω , la présence du champ H_1 va donner pour le balayage de H_0 un petit décalage dans la position des résonances. En fonction du champ $\mathcal{H}_1$ il y a un déplacement radiatif dans la valeur résonnante :

$$\begin{aligned} \Delta\omega_{0n} &= \omega_{0n} - \bar{\omega}_{0n} = \\ &= -\frac{\gamma^2 H_1^2}{2} \Omega T^2 \left(\sum_K \frac{n-K}{1+(n-K)^2 \Omega^2 T^2} J_K^2(x) - \frac{n}{1+n^2 \Omega^2 T^2} \right). \quad (7) \end{aligned}$$

De plus, comme le numérateur dans l'expression du couple est fonction de H_0 , l'on obtient une asymétrie dans les courbes de résonance et un déplacement des maxima. On peut calculer que ce déplacement est à peu près $\Delta\omega_{0n}/[(\omega + n\Omega) T]$ et donc petit comparé à celui qui apparaît dans le dénominateur.

L'allure du déplacement radiatif en fonction de l'intensité du champ $\mathcal{H}_1$ est très différente de celle que l'on obtient en appliquant simplement l'argument Bloch-Siegert pour les transitions à un ou plusieurs photons. En effet il faut rappeler que, dans notre expérience, on balaye le champ statique H_0 au lieu de balayer le champ effectif H_e et que la direction de relaxation de l'aimantation n'est pas parallèle au champ H_e .

Pour comparer les résultats expérimentaux à la théorie, on a sommé pour chaque valeur de H_0 les contributions des différentes résonances à l'aide d'un ordinateur (*). On a alors déterminé la position et la valeur des maxima dans le couple total. La position des maxima est donnée par le déplacement radiatif de chaque résonance et par un effet de superposition entre les différentes raies. On a trouvé que les deux contributions sont tout à fait comparables. Pour isoler le déplacement radiatif on pourrait penser augmenter la fréquence Ω , c'est-à-dire la séparation entre les raies. On obtiendrait alors une diminution de l'effet de superposition, mais la situation est presque la même, puisque le déplacement radiatif est inversement proportionnel à Ω .

II. Etude expérimentale. — a) MONTAGE EXPERIMENTAL. — La technique expérimentale a été reportée ailleurs [9]. On en donnera ici une description sommaire. L'échantillon (1 gramme de DPPH comprimé de manière à former un cylindre), est suspendu à un fil de quartz de 10 μ de diamètre, dans un tube en

verre, où l'on a fait le vide. Le champ H_0 est vertical, parallèle au fil de torsion. Deux couples de bobines de Helmholtz produisent les champs radiofréquence de 64,3 et de 10 MHz oscillant respectivement dans les directions perpendiculaire et parallèle au champ statique. Le champ statique est balayé par un potentiomètre tournant, et modulé à la fréquence propre du pendule de torsion (0,2 cycle par seconde). La rotation du pendule est détectée par une photodiode différentielle, qui reçoit la lumière réfléchie par un petit miroir solidaire au fil de torsion. Le signal à la sortie de la photodiode est détecté en phase et envoyé à l'axe y d'un enregistreur, dont le déplacement x est commandé par la tension de balayage du champ.

Le champ de radiofréquence perpendiculaire utilisé dans les expériences est un champ rectiligne tandis que dans la théorie seulement une composante tournante a été considérée. Néanmoins, comme $\omega_1 \ll \omega$, le seul effet de la composante contre-tournante est un petit décalage Bloch-Siegert de l'ordre de $\gamma H_1^2/4 H_0$, tout à fait négligeable. Pour obtenir l'intensité du champ à 64,3 MHz on a mesuré la largeur de la résonance en l'absence du champ à 10 MHz. Puisqu'on a mesuré précédemment le temps de relaxation de cet échantillon de DPPH [10], la largeur de la raie permet de déduire l'intensité du champ de radiofréquence agissant sur l'échantillon. L'intensité de la composante tournante du champ de radiofréquence appliqué dans toute l'expérience vaut 0,5 G.

L'intensité relative du champ à 10 MHz a été obtenue en observant la tension induite dans une bobine. On a déduit la valeur absolue en normalisant un point d'une courbe expérimentale sur la courbe théorique correspondante. L'intensité obtenue donne un excellent accord entre toutes les autres courbes correspondantes, expérimentales et théoriques.

b) RÉSULTATS EXPERIMENTAUX. — La figure 1 est un enregistrement du signal de sortie du détecteur de phase, en fonction de l'intensité du champ statique. Il représente avec une bonne approximation la dérivée par rapport à H_0 du couple mécanique C agissant sur l'échantillon. On a marqué sur la figure la résonance centrale C_0 , due à l'absorption d'un photon de fréquence ω , et les raies satellites, dues à l'absorption d'un photon ω et à l'absorption ou à l'émission d'un, deux et trois photons de fréquence Ω .

Sur la figure 2, on a reporté l'intensité relative des résonances en fonction de l'intensité du champ oscillant $\mathcal{H}_1$. On peut observer l'allure caractéristique des fonctions de Bessel de différents ordres.

On a utilisé ces diagrammes d'intensité pour obtenir une mesure absolue du champ $\mathcal{H}_1$. Précisément le point d'intensité zéro pour le couple C_0 (indiqué par une flèche sur la figure) a été choisi pour la normalisation des valeurs du champ oscillant.

Dans les figures 3 et 4 les déplacements des transitions à un et deux photons Ω sont portés en fonction de $\mathcal{H}_1$. Ce que l'on a mesuré expérimentalement est la

(*) L'ordinateur IBM 7090 de l'Université de Pise.

FIG. 1. — Enregistrement de la dérivée du couple agissant sur l'échantillon en fonction du champ magnétique H_0 en gauss avec un champ oscillant $\mathcal{H}_1$ de 7,4 G.

FIG. 2. — Intensité des résonances en fonction du champ $\mathcal{H}_1$ en gauss, calculée relativement à la hauteur de la raie C_0 à champ $\mathcal{H}_1$ nul. Le bruit mécanique du pendule et l'instabilité électronique sont compris dans l'erreur reportée.

distance entre les deux résonances à un photon (C_1 et C_{-1}) (Fig. 3) et entre celles à deux photons (C_2 et C_{-2}) (Fig. 4). Sur la figure 3, pour certaines valeurs du champ $\mathcal{H}_1$, il n'y a pas des résultats expérimentaux ; pour ces valeurs l'intensité de raies à un photon est trop petite (Fig. 2) pour mesurer leur déplacement. On a reporté sur les figures 3 et 4 les courbes théoriques du déplacement radiatif des résonances (formule (7)) et celles obtenues par l'ordinateur qui

FIG. 3. — Points expérimentaux et courbe théorique du déplacement des transitions à un photon en fonction du champ $\mathcal{H}_1$ en gauss. La courbe théorique pointillée représente le déplacement radiatif du maximum sans l'effet de superposition des autres raies. On a indiqué deux erreurs expérimentales différentes puisque pour les valeurs du champ $\mathcal{H}_1$ supérieures à 15 G, il y a instabilité dans l'électronique sous l'influence de la puissance de radiofréquence.

FIG. 4. — Points expérimentaux et courbes théoriques du déplacement des transitions à deux photons en fonction du champ $\mathcal{H}_1$.

tiennent compte de l'effet de superposition entre les différentes raies. On observe que la contribution de la superposition est plus importante de celle du déplacement radiatif.

En considérant l'effet de la superposition, l'accord entre les courbes théoriques et les points expérimentaux est très bon, sauf pour deux points aux valeurs plus élevées de l'intensité du champ $\mathcal{H}_1$. Il y a peu de mesures dans cette région et l'erreur expérimentale est plus importante du fait que la résonance est plus

faible et le bruit plus élevé, à cause de la forte puissance de radiofréquence. Néanmoins le désaccord entre les résultats expérimentaux et les valeurs théoriques ne peut être attribué aux erreurs expérimentales. On peut supposer que le temps de relaxation devient plus court. Puisque les conditions $\omega_1 \tau_c \ll 1$ et $\Omega_1 \tau_c \ll 1$ (τ_c temps de corrélation égal à 5×10^{-11} s) sont toujours bien satisfaites, le temps de relaxation ne doit pas dépendre de $\mathcal{H}_1$.

Toutefois aux intensités plus élevées de $\mathcal{H}_1$, l'échantillon s'échauffe et on peut penser à une diminution de T avec la température. Supposant que le temps de relaxation est inversement proportionnel à la température et que la température de l'échantillon soit de 60 °C

on peut confirmer l'accord entre la théorie et l'expérience aussi pour ces valeurs du champ $\mathcal{H}_1$.

Conclusion. — Les équations de Bloch donnent une description complète de la résonance magnétique dans le référentiel tournant pour le DPPH. Les résultats expérimentaux sont en parfait accord avec la théorie et l'on a confirmé la validité des expressions obtenues pour le déplacement des résonances, pour lequel la contribution de l'effet de superposition est plus grand que le déplacement radiatif.

Les auteurs tiennent à remercier le Professeur A. Gozzini pour des fructueuses discussions et pour sa lecture critique du manuscrit.

Bibliographie

- [1] BENOIT (H.), POMMIER (J.), *C. R. Acad. Sci.*, 1963, **256**, 3647.
- [2] LHOTE (G.), MOTCHANE (J. L.), THEOBALD (J. G.), *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1964, **259**, 1034.
- [3] ABRAGAM (A.), *The Principles of Nuclear Magnetism*, Oxford, Clarendon Press, 1961, 566.
- [4] GOZZINI (A.), *Proc. XII Coll. Ampère 1963*, North Holland Publ. Co., 1964, 82.
- [5] REDFIELD (A. G.), *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 1787.
- [6] ANDERSON (W. A.), *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 151.
NOVIKOV (L. N.), POKAZAN'EV (V. G.) et YAKUB (L. T.), *Soviet Physics JETP*, 1968, **26**, 752.
- [7] SCHWERDTFEGER (C. F.) et KOSS (T. A.), *Phys. Rev.*, 1969, **166**, 259.
KOSS (T. A.), ALEXANDER (S.) et SCHWERDTFEGER (C. F.), *Can J. Phys.*, 1968, **46**, 1685.
- [8] CODRINGTON (R. S.), OLDS (J. D.) et TORREY (H. C.), *Phys. Rev.*, 1954, **95**, 607.
GARSTENS (M. A.) et KAPLAN (J. I.), *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 459.
- [9] VLADIMIRSKII (K.), *Soviet Physics JETP*, 1958, **6**, 412.
- [10] ALZETTA (G.), ARIMONDO (E.), ASCOLI (C.) et GOZZINI (A.), *Nuovo Cimento*, 1967, **52B**, 392.