La polarisation dynamique nucléaire dans du polytetrafluoréthylène irradié

Autor(en): **Hardeman, G.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences [1948-1980]**

Band (Jahr): **13 (1960)**

Heft 9: **Colloque Ampère**

PDF erstellt am: **25.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-738647

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

La polarisation dynamique nucléaire dans du polytetrafluoréthylène irradié

par G. HARDEMAN

Laboratoire de Recherche Philips, N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven, Pays-Bas

INTRODUCTION.

La polarisation dynamique des noyaux de F^{19} a été étudiée dans du polytetrafluorèthyléne irradié par des électrons de 1 Mev. Sa valeur a été déterminée, pour différentes concentrations des centres paramagnétiques, en fonction du champ magnétique extérieur et de l'intensité du champ micro-onde polarisant. La saturation de la résonance paramagnétique normale a également été déterminee.

Si l'on applique la description de l'effet due à Abragam [1] en remarquant que la raie de résonance paramagnétique est élargie essentiellement d'une manière inhomogène et que la polarisation est distribuée dans la matière par l'interaction spin-spin nucléaire, on trouve une expression générale de la polarisation nucléaire en fonction de la concentration des centres paramagnétiques, de la puissance micro-onde et de la valeur H du champ magnétique stationnaire.

Quant à l'ordre de grandeur, l'effet calculé concorde avec les résultats expérimentaux. La variation en fonction du champ H présente toutefois un désaccord qui ne saurait être expliqué à l'aide du modèle sur lequel s'appuient les calculs.

EXPÉRIENCES.

Les expériences furent effectuées à la température $T = 4{,}2°$ K. Lorsque l'observation du signal est réalisée à l'aide d'une modulation relativement forte du champ extérieur, on observe un effet qui résulte d'une moyenne prise sur le domaine de modulation et qui est dès lors difficile à interpréter. La modulation du champ a donc été maintenue à une valeur très faible par rapport à la largeur des raies de résonance nucléaire et de résonance paramagnétique. La dérivée seconde par rapport au champ extérieur H de la raie de résonance nucléaire a été enregistrée en fonction de H. La

valeur du signal au centre de la raie a été considérée comme une mesure de la polarisation nucléaire. Enfin, on a mesuré le rapport p dans lequel le signal s'accroît sous l'influence du champ polarisant en micro-ondes.

Résultats et discussion.

La figure 1 donne le rapport p en fonction du champ extérieur H, ainsi que la dérivée première de la raie de résonance paramagnétique.

La figure 2 donne p en fonction de la puissance P des microondes incidentes ainsi que la susceptibilité imaginaire χ'' de la résonance paramagnétique.

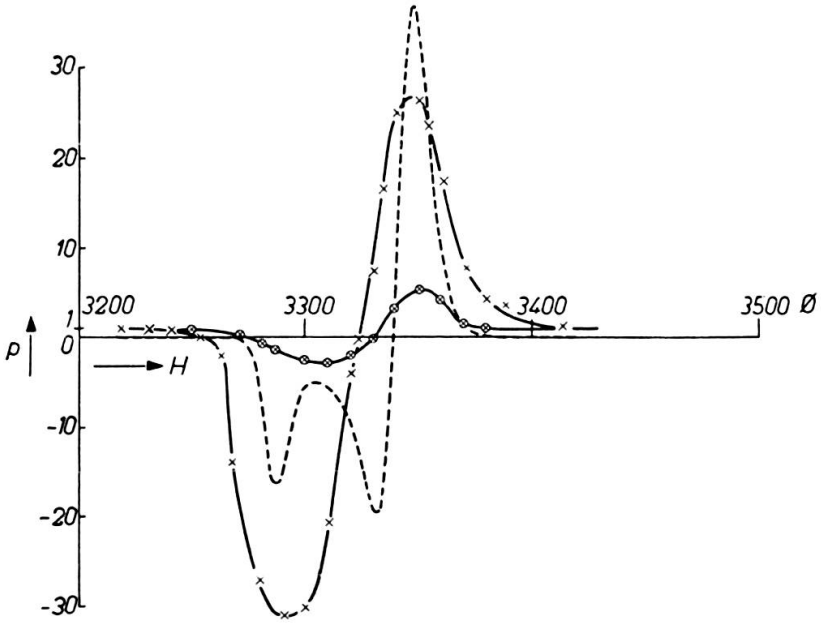

Fig. 1.

p en fonction de H pour deux concentrations α des centres paramagnétiques.

x : $\alpha = 1{,}9.10^{-4}$

⊗ : $\alpha = 5{,}8.10^{-5}$

On peut prévoir la valeur de p avec une bonne approximation, si l'on fait appel à l'interprétation que Abragam a donnée de cet effet, et si l'on fait les hypothèses suivantes.

1. La raie de résonance paramagnétique est élargie d'une manière hétérogène, c'est-à-dire que la courbe φ (H) résulte de champs de résonance différents les uns des autres et dus aux centres, ces centres possédant eux-mêmes une largeur de raie intrinsèque beaucoup plus faible que la largeur observée.

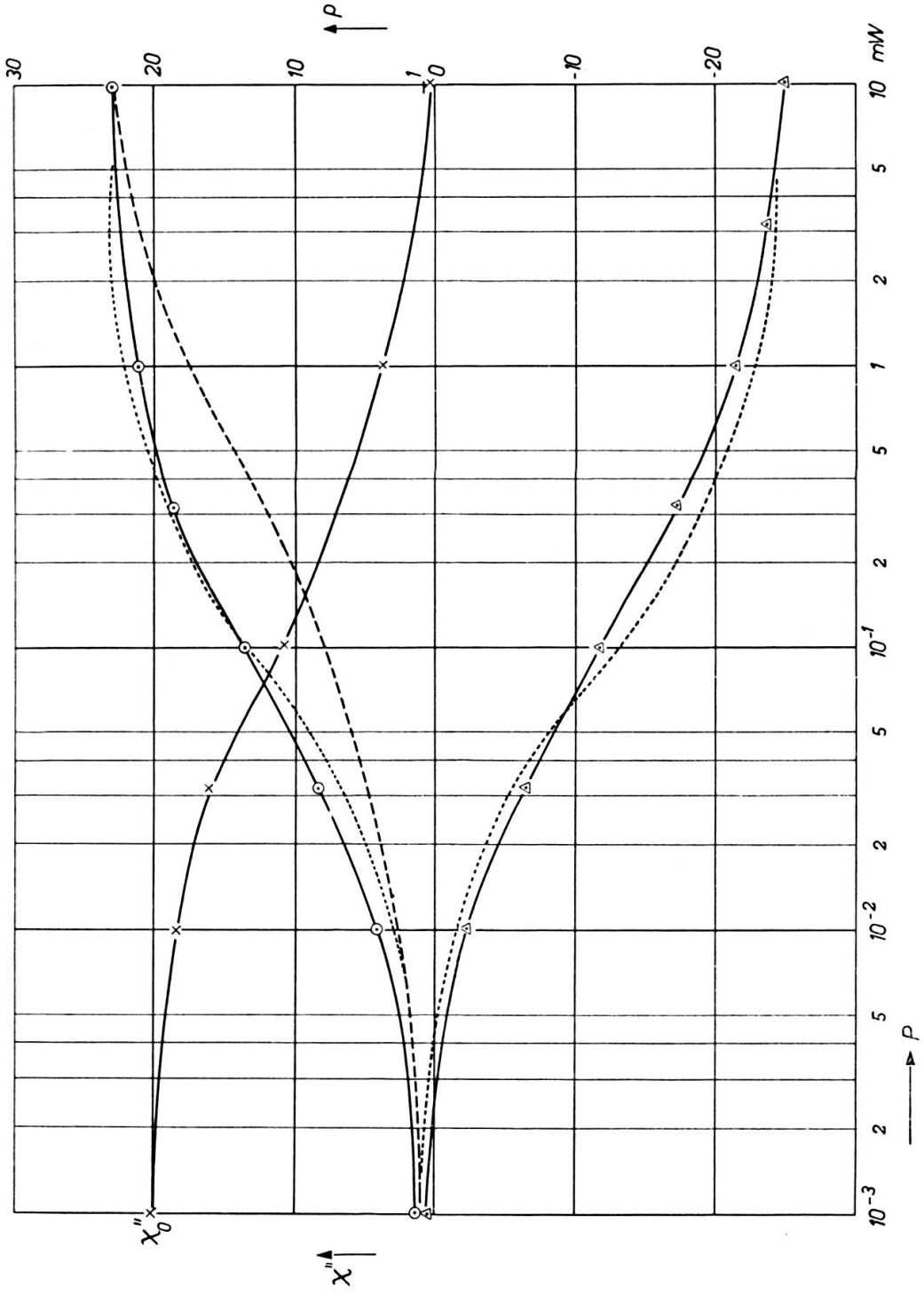

Fig. 2.

p et χ'' mesurés en fonction de la puissance des microondes dans la cavité:

x : χ''

⊙ : p, H = 3342 ∅

△ : p, H = 3281 ∅

La courbe en trait interrompu donne p calculé en négligeant l'effet indiqué sous [2]) (B = 0), tandis que les courbes en pointillé ont été calculées pour B = 0,01.

Pour des valeurs données du champ H et de la fréquence ν_0 des micro-ondes, on pourra distinguer trois groupes de centres différents effectuant les transitions $++ \rightleftarrows --$, $+- \rightleftarrows +-$ et $+ \pm \rightleftarrows - \pm$. Dans ces formules, le premier signe indique l'orientation du spin électronique et le deuxième signe donne celle du spin nucléaire.

2. Du fait de la largeur de raie intrinsèque, le système des centres, qui contribue à la polarisation dynamique, effectuera également les transitions habituelles $+ \pm \rightleftarrows - \pm$ et pourra être partiellement saturé.

3. Par suite de l'interaction des spins nucléaires, la polarisation est distribuée dans la matière à partir des centres qui effectuent les transitions doubles. Dans notre approximation, on admet une diffusion isotrope des spins à partir des centres.

Partant de ces hypothèses on trouve, pour la valeur de p, l'expression générale suivante:

$$p = \frac{\mathrm{AH}\,\overline{\varphi(\mathrm{H})}}{\mathrm{AH}\,\overline{\varphi(\mathrm{H})}+1}\left[(2w''t_1''+1)^{-1} + p_m \cdot 2w''t_1''(2\mathrm{B}w't_1'+1)^{-1}(2w''t_1''+1)^{-1} \cdot \frac{\varphi(\mathrm{H}-\mathrm{H}_n)-\varphi(\mathrm{H}+\mathrm{H}_n)}{\varphi(\mathrm{H}-\mathrm{H}_n)+\varphi(\mathrm{H}+\mathrm{H}_n)}\right] + \frac{1}{\mathrm{AH}\,\overline{\varphi(\mathrm{H})}+1}$$

$$\mathrm{A} = 8t_1t_2^{-2}\nu_e^{-1}\alpha$$

où t_1 et t_2 désignent les temps de relaxation spin-réseau et spin-spin des noyaux, ν_e et ν_n les fréquences de résonance des électrons et des noyaux, α la concentration des centres rapportée au nombre de noyaux,

$$\mathrm{H}_n = {}^{\nu}n/_{\nu_e}\,\mathrm{H}$$

$$\overline{\varphi(\mathrm{H})} = \tfrac{1}{2}\left\{\varphi(\mathrm{H}-\mathrm{H}_n)+\varphi(\mathrm{H}+\mathrm{H}_n)\right\}.$$

w' et t_1' sont la probabilité de transition induite et le temps de relaxation pour les transitions normales, tandis que w'' et t_1'' désignent ces mêmes grandeurs dans le cas des transitions doubles. L'expression $2\mathrm{B}w't_1'$ donne le terme de saturation réduit conformément à l'effet indiqué sous 2). Si l'on compare l'expression de p aux résultats des expériences, on trouve que

$$w''t_1'' = w't_1' \ ,$$

ce qui résulte aussi du fait que la relaxation par la transition double est provoquée par le même champ intérieur fluctuant que la relaxation paramagnétique normale.

Le meilleur accord avec les résultats expérimentaux s'obtient pour B = 0,01.

Les courbes en pointillé de la figure 2 donnent p, calculé en fonction de P.

La figure 3 donne p, calculé en fonction de H pour B = 0,01 et pour la

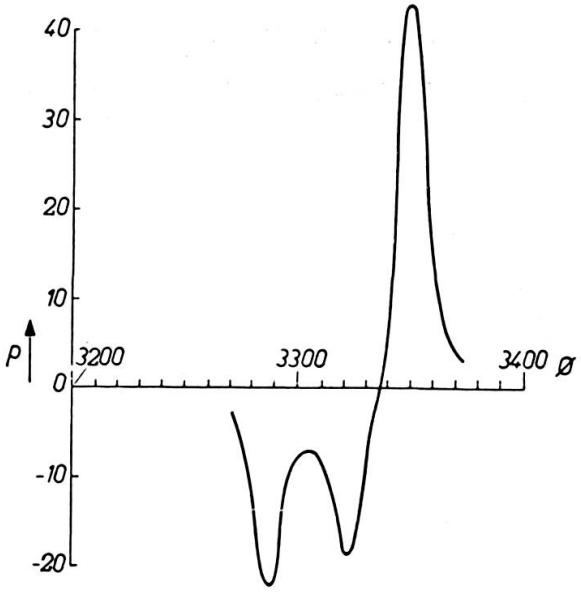

Fig. 3.
p calculé en fonction de H.

valeur de $w' t_1' = w'' t_1''$ qui rend p maximum. Dans ce calcul, on fait usage des valeurs expérimentales suivantes:

$$t_1 = 1{,}7 \text{ sec.}$$
$$t_2 = 7{,}2.10^{-6} \text{ sec.}$$
$$\alpha = 1{,}9.10^{-4}$$

S'appuyant sur un raisonnement très simple, on pourrait s'attendre à ce que p soit à peu près proportionnel à φ' (H). Or, les mesures indiquent une variation très différente de cette proportionnalité.

La forme de la raie φ (H) doit être attribuée à une anisotropie du facteur g. Il est possible que la diffusion des spins soit aussi anisotrope, c'est-à-dire qu'elle dépende de l'orientation des centres à partir desquels elle s'effectue.

Eindhoven, 13 août 1960.

RÉFÉRENCE

1. Abragam, A. and W. G. Proctor, *C. R. Acad. Sc.*, *246*, 2253-2255, 1958.