

**Zeitschrift:** Archives des sciences [1948-1980]  
**Herausgeber:** Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève  
**Band:** 7 (1954)  
**Heft:** 1

**Artikel:** Alignement et polarisation des noyaux atomiques  
**Autor:** Béné, Georges-J.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-738912>

#### **Nutzungsbedingungen**

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

#### **Conditions d'utilisation**

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

#### **Terms of use**

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

**Download PDF:** 23.12.2025

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

# ALIGNEMENT ET POLARISATION DES NOYAUX ATOMIQUES

PAR

**Georges-J. BÉNÉ**

## A. AUX TRÈS BASSES TEMPÉRATURES

### 1. INTRODUCTION.

Les mots « alignment » et « polarisation » suggèrent immédiatement le fait établi depuis une trentaine d'années que les noyaux (certains dans l'état fondamental, tous dans les états excités) présentent la symétrie de révolution autour d'un axe orienté. L'introduction du « moment magnétique »  $\mu$  du noyau par Pauli en 1924 a éclairé de nombreux détails restés incompris dans la structure hyperfine des spectres optiques. A ce moment magnétique est associé un moment angulaire, le spin  $I$ , de même axe. Les noyaux dont le spin en unité  $h/2\pi$  ( $h =$  constante de Planck) est supérieur à  $\frac{1}{2}$  présentent en outre un moment électrique quadrupolaire  $Q$ , toujours de même axe. Ce dernier moment est la déviation au deuxième ordre par rapport à la symétrie sphérique, de la charge électrique positive du noyau. Les moments d'ordre supérieur n'ont pas encore été observés expérimentalement.

Le noyau sera considéré ici comme un « axe orienté », celui des moments dont il peut être porteur.

Si, dans un champ extérieur, les axes de noyaux identiques deviennent parallèles, et si, de plus, les vecteurs sont de même sens, on a affaire à un phénomène de polarisation: le moment global de l'ensemble des noyaux est alors la somme géométrique

des moments élémentaires. Si le parallélisme n'est pas parfait, le moment résultant n'est pas nul, il y a alors polarisation partielle.

L'alignement se distingue de la polarisation par le fait que si le parallélisme des axes est requis, il n'y a aucun sens privilégié. Dans le cas d'un alignement total, sans polarisation, tous les axes sont parallèles mais les moments s'annulent 2 à 2.

Dans le cas d'un alignement partiel, le parallélisme n'est plus parfait, mais le moment résultant est toujours nul.

Il est nécessaire, dans le cas des noyaux, de parler le langage quantique. Le spin, en unité ( $h/2\pi$ ) est donné par un entier ou un demi entier  $I$  positif (0 à 10 environ, dépassant rarement  $9/2$ ), sa grandeur est  $\sqrt{I(I+1)}$ . Le moment magnétique, positif ou négatif, dirigé suivant l'axe du spin est proportionnel à ce dernier.

Si un ensemble de noyaux, doués d'un moment magnétique, est placé dans un champ magnétique, il y a quantification spatiale. Les vecteurs  $I$  sont dirigés suivant des directions telles que leur projection suivant le champ  $H$  (direction de quantification) prenne toutes les valeurs  $I, I-1, I-2, \dots -I = m$ ; le moment résultant suivant l'axe du champ, proportionnel pour chaque noyau, à la projection de  $I$  sur l'axe est donc  $\sum_m m \hbar \gamma$  l'énergie du dipôle étant

$$-\vec{\mu} \cdot \vec{H} = -m H \gamma \hbar = W_m, \quad (1)$$

$\gamma$  = rapport gyromagnétique.

Tous les états ne sont pas également peuplés; le peuplement relatif de chacun d'eux est donné par le facteur de Boltzmann

$$\exp\left(-\frac{W_m}{kT}\right)$$

dans lequel

$W_m$  = énergie du dipole

$k$  = constante de Boltzmann

$T$  = température absolue.

$W_m$  prend toutes les valeurs possibles données par la relation (1). Ce facteur exprime simplement que la tendance des

dipôles nucléaires à s'orienter dans le champ magnétique est combattue par les collisions des particules les unes contre les autres; collisions dont l'effet statistique définit la température  $T$  et dont l'énergie moyenne vaut  $kT$ .

Si une telle orientation est recherchée à l'aide d'un champ électrique, la décomposition quantique des niveaux est la même; par contre, l'énergie associée à chaque niveau n'a plus la même forme: elle n'est plus fonction de  $m$ , mais de la valeur absolue du nombre quantique magnétique: deux niveaux correspondant aux valeurs  $+m$  et  $-m$  ont la même énergie et sont dégénérés. Un champ électrique agit sur la direction des axes des noyaux sans avoir d'influence sur leur sens. Il produit un alignement plus ou moins parfait, mais pas de polarisation. Les niveaux les plus peuplés seront par exemple ceux pour lesquels la direction de l'axe du spin fait un petit angle avec celle du champ électrique.

En langage mathématique [1], on exprime très simplement le facteur de polarisation  $f_n$ ; c'est la valeur moyenne de  $m/I$  pour l'ensemble des noyaux, ou encore, le rapport du moment réel de l'ensemble des dipôles au moment produit par tous ces dipôles s'il y avait polarisation complète.

$$f_n = \frac{\sum m_i \exp(-W(m_i)/kT)}{\sum \exp(-W(m_i)/kT)} . \quad (2)$$

Le degré d'alignement s'exprime de manière analogue. La dégénérescence du signe de  $m_i$  apparaîtra en évaluant l'excès du second moment normalisé sur la valeur trouvée dans le cas de peuplement isotrope des niveaux. C'est l'excès de la valeur effective de  $m^2/I^2$  pour l'ensemble des noyaux [2] sur la valeur correspondant à une égalité des diverses populations  $\frac{(I+1)}{3I}$ , soit

$$\Delta = \frac{\sum m_i^2 \exp(-W(m_i)/kT)}{\sum \exp(-W(m_i)/kT)} - \frac{I+1}{3I} . \quad (3)$$

On peut donc imaginer non seulement un alignement parfait des dipôles sans polarisation, comme on l'a vu, mais également une polarisation sans trace d'alignement: c'est ce qui

aurait lieu dans le cas hypothétique où tous les niveaux existants correspondent à des valeurs positives de  $m$ , et où ils sont également peuplés: la somme géométrique des vecteurs a une valeur finie, mais la valeur de  $\Delta$  est nulle.

Est-il difficile de polariser ou d'aligner des noyaux atomiques ? Pour s'en rendre compte, nous choisirons un exemple simple, celui de la polarisation, à la température ordinaire des protons (noyaux de l'atome d'hydrogène) dans un champ magnétique extérieur  $H$ . On sait que pour ces noyaux, le spin vaut  $\frac{1}{2}$ ; il y a donc deux orientations possibles de ce vecteur par rapport au champ  $H$  de direction donnée: celles pour lesquelles  $m = +\frac{1}{2}$  ou  $-\frac{1}{2}$ . L'énergie du moment dans le champ  $H$  vaut  $-\vec{\mu} \cdot \vec{H}$ , expression qui prend alors les deuxx valeurs possibles données par  $-m\gamma\hbar H$  soit  $W_1$  et  $W_2$ , le peuplement relatif des deux niveaux est

$$\exp [-(W_1 - W_2) / kT].$$

Pour les protons  $\mu = 3$  magnétôns nucléaires; à la température ordinaire  $T = 300^\circ$  K, dans un champ  $H = 20\,000$  gauss, l'excès relatif des noyaux pour lesquels  $m = +\frac{1}{2}$  ne dépasse pas  $1,4 \cdot 10^{-5}$  [3]. Comment donc augmenter l'excès relatif de population correspondant à certaines valeurs de  $m$ , par rapport aux autres orientations possibles ? Comment repérer l'existence d'une telle dissymétrie de population ? Ce problème posé par les physiciens depuis près de vingt ans a reçu, depuis deux ans environ, plusieurs solutions particulièrement spectaculaires. Une première possibilité, que nous examinerons d'abord, consiste à utiliser les conséquences de la relation de Boltzmann. La population des divers niveaux possibles d'énergie  $W_m$  est à une température donnée  $T$  proportionnelle à  $\exp(-W_m/kT)$ .

## 2. PRODUCTION DE L'ORIENTATION NUCLÉAIRE.

### A. Polarisation.

La méthode la plus immédiate, qui fut proposée dès 1934 par Gorter [8], appelée depuis « Brute force method », fait appel

à l'action d'un champ magnétique extérieur aussi élevé que possible sur un ensemble de noyaux doués de moments magnétiques portés à une température aussi basse que possible.

Dans ce cas  $W_m = -\mu \cdot H$  prend sa valeur maximum et  $kT$  une valeur minimum. L'ordre de grandeur des moments nucléaires, des champs magnétiques accessibles par la technique actuelle, des températures atteintes à l'aide de la démagnétisation adiabatique permet d'espérer un facteur de polarisation tout à fait convenable.

Tant que  $W_m$  est petit devant  $kT$

$$f_n = \approx 1/3 \frac{I + 1}{I} \frac{\mu H}{kT} (1)$$

Si dans l'exemple envisagé plus haut des protons, la température était de  $0,01^\circ K$  avec

$$\mu = 1,4 \cdot 10^{-23} \text{ dyne cm/gauss}$$

$$k = 1,4 \cdot 10^{-16} \text{ erg/T}$$

$$f_n = \frac{1,4 \cdot 10^{-23} \cdot 2 \cdot 10^4}{1,4 \cdot 10^{-16} \cdot 10^{-2}} = 0,2$$

on obtient donc un taux de polarisation de 20%.

Dans le cas du lithium  $Li_3^7$   $I = 3/2$ ,  $\mu = 3,2$  magnétions nucléaires, on obtiendrait au taux de polarisation analogue à la même température, avec  $H = 30\,000$  gauss.

Cette méthode, la plus simple en principe, présente au point de vue pratique de grandes difficultés: on ne *sait* obtenir de très basses températures  $T$  de l'ordre de  $0,01^\circ K$  que par démagnétisation adiabatique de substances paramagnétiques. Si la substance est refroidie depuis  $1^\circ K$ , une démagnétisation à partir de 30 000 gauss permet d'abaisser la température à  $0,01^\circ K$ . Si les noyaux qu'on veut aligner sont dans le même échantillon que la substance paramagnétique, l'application d'un nouveau champ extérieur produira simplement le processus inverse, c'est-à-dire une élévation de température de l'ensemble. Si les deux échantillons sont assez éloignés pour qu'on puisse magnétiser les noyaux en laissant le sel paramagnétique dans

un champ nul, le problème du contact thermique entre les deux devient crucial.

On se préoccupe actuellement de résoudre ce dernier problème qui est à la base de l'emploi de cette méthode pour polariser les noyaux.

Il faut noter que si  $f_n$  est d'abord proportionnel à  $H/T$ , le degré d'alignement qui accompagne la polarisation n'est proportionnel qu'à  $(H/T)^2$ , ce qui est beaucoup plus petit.

Une autre méthode a été récemment proposée par Gorter (1948) [4] et Rose (1949) [1]: ces auteurs proposent de désaimanter de 30 000 gauss à quelques centaines de gauss un sel paramagnétique dont les noyaux sont doués de moment magnétique: En principe, une telle désaimantation adiabatique suffit pour ôter la plus grande partie de l'énergie des électrons et de leurs orbites: le champ de quelques centaines de gauss suffit à polariser les électrons presque parfaitement. Par ailleurs, chaque noyau se trouve dans le champ de l'électron impair porteur du paramagnétisme de l'atome: un tel champ est de l'ordre de  $10^5$  à  $10^6$  gauss à l'emplacement du noyau; à la température de  $0,01^\circ$  K,  $\frac{\mu \cdot \vec{H}}{kT}$  est assez grand pour qu'une polarisation convenable soit atteinte.

Dès 1949, Gorter et ses collaborateurs annonçaient de Leyde [5] une légère polarisation du noyau Fe59 obtenue avec cette méthode. A Oxford, des degrés de polarisation de près de 50% [6] ont été plus récemment obtenus (janvier 1953). On reviendra plus loin sur le moyen mis en jeu pour observer la polarisation. Remarquons que si cette méthode est employée avec un champ résiduel assez faible, on peut avoir un degré d'alignement du même ordre que le degré de polarisation.

### B. *Alignment.*

Les méthodes connues ne requièrent pas un champ magnétique extérieur, sinon pour produire la basse température qui diminuera suffisamment  $kT$ .

1. Pound: Met en jeu la quantification du moment électrique quadrupolaire dans le gradient du champ électrique

cristallin. Il y a seulement alignement car les niveaux de même  $|m|$  sont dégénérés. Il est requis un cristal unique ne contenant qu'un ion actif par maille cristalline [7].

Nous n'insisterons pas sur cette méthode qui n'a pas encore donné, à notre connaissance, de résultats positifs.

2. Bleaney: Cette méthode est d'une part semblable à celle de Gorter car on utilise le couplage magnétique de l'électron et du noyau pour produire l'alignement, mais en diffère en ce qu'aucun champ résiduel n'est appliqué. Comme dans la méthode de Pound, on obtient non une polarisation, mais un alignement [9]. La structure fine et hyperfine des niveaux énergétiques d'un cristal paramagnétique, en l'absence de champ extérieur, est difficile à résoudre. Un théorème, dû à Kramers, nous révèle que de toute façon, les niveaux de même  $|m|$  restent dégénérés. Le champ électrique cristallin produit une déformation des orbites électroniques et par là lève la dégénérescence des niveaux magnétiques; étant de nature électrique, il ne peut agir que sur la surface de l'orbite elle-même sans fixer un sens de circulation: la quantification spatiale est du genre Stark.

La présence d'un moment nucléaire, couplé au moment électronique, crée une structure hyperfine de ces niveaux, toujours dégénérée par rapport à  $|m|$ . En raison de la valeur élevée du champ cristallin et du couplage électron-noyau, aux températures de la démagnétisation adiabatique, on a parfois une excellente dissymétrie de population des niveaux nucléaires. Le problème a été étudié en détail par Bleaney lui-même [10]; les cas les plus favorables sont ceux où il existe une forte anisotropie des termes hyperfins. Dans le cas où la composante de la constante d'interaction électron-noyau  $A$  parallèle à l'axe de quantification est grande par rapport à la composante  $B$  normale à cet axe, les niveaux les plus bas sont un groupe de  $2I + 1$  doublets également espacés de  $A. |M|$ ; dans chaque doublet les spins électroniques sont opposés et les nombres quantiques magnétiques sont respectivement  $m$  et  $-m$ . A la température  $T$ , la population des deux états d'un doublet est proportionnelle à  $\cosh \frac{AMm}{kT}$ .

Si

$$S = \frac{1}{2} \quad I = 7/2 \quad (\text{Cobalt 59})$$

la plus basse température accessible par démagnétisation adiabatique est  $kT = 0,7A$  et la population des niveaux

$$m = (\pm 7/2) ; (\pm 5/2) ; (\pm 3/2) ; (\pm 1/2)$$

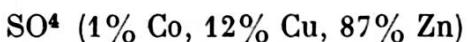
est en valeur relative proportionnelle à 1; 0,53; 0,32; 0,21.

Si les niveaux correspondant aux plus grandes valeurs de  $m$  sont les plus peuplés, l'anisotropie de la structure hyperfine est dans l'autre sens  $B \gg A$ .

On aura, au contraire, accumulation des directions des vecteurs dans un plan perpendiculaire à l'axe de quantification: les niveaux correspondants aux petites valeurs de  $|m|$  sont les plus peuplés.

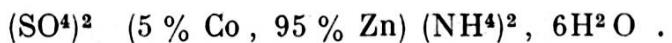
La méthode de Bleaney a été expérimentée avec succès à Oxford puis à Leyde pendant les derniers mois de l'année 1951.

Un degré d'alignement élevé de noyaux de cobalt 60 a été annoncé en octobre 1951 par Daniels, Grace et Robinson qui opéraient à Oxford sur un sel mixte de Tutton [11]



contenant sur un poids total de 4 grammes, 70 microcuries de Co 60.

En novembre, Gorter annonçait de Leyde un résultat positif à partir d'un autre sel de Tutton [12]



Les chercheurs des deux laboratoires ont déduit de ces mesures la valeur du moment magnétique nucléaire du cobalt 60.

En octobre 1952, les chercheurs d'Oxford annonçaient, toujours à partir de la même méthode, un alignement considérable de noyaux Co 58 [13].

Ces deux noyaux seuls ont donné jusqu'à présent des résultats nettement positifs.

## 3. OBSERVATION DE L'ORIENTATION DES NOYAUX.

Les résultats positifs d'orientation nucléaire aux très basses températures (alignement ou polarisation) ont été jusqu'à ce jour observés et mesurés par l'anisotropie et par la polarisation du rayonnement  $\gamma$  émis directement ou indirectement par des noyaux radioactifs dont la distribution des orientations par rapport à un axe n'est pas isotrope.

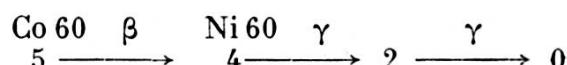
C'est à Spiers [14] que l'on doit le calcul théorique des effets d'anisotropie dus à l'orientation des noyaux: signalons immédiatement un résultat important: seul l'alignement produit une telle anisotropie. Mais comme pratiquement (avec un rendement plus ou moins bon d'ailleurs) toutes les polarisations réalisables s'accompagnent d'un certain degré d'alignement, il est possible d'observer les deux sortes de phénomènes par une mesure de l'anisotropie des rayonnements radioactifs.

Les résultats obtenus dans quelques cas simples ont été évalués quantitativement. Cette évaluation est particulièrement malaisée dans le cas d'émission de particules chargées ( $\alpha, \beta$ ) mais plus facile pour l'émission  $\gamma$ . D'une manière générale, un noyau radioactif de spin  $\frac{1}{2}$  ne présente aucune anisotropie, même dans le cas d'alignement parfait.

Dans le cas où  $I \geq 1$ , les degrés d'alignement observés, outre leur dépendance du facteur de Boltzmann, varient avec le genre de transition  $\gamma$ .

S'il s'agit d'une transition dipolaire, le spin du noyau résultant de la désintégration a un spin  $I' = I, I - 1$  ou  $I + 1$ . Les degrés d'anisotropie observés, pour un spin initial  $I = 1, 3/2$  ou  $9/2$  prennent des valeurs comprises entre 3 et 30%.

Le cas expérimental du Co 60 est plus complexe; il se transforme en nickel 60 pour transition  $\beta$  et on a observé les rayons  $\gamma$  émis par le passage du Ni 60 de l'état excité à l'état fondamental par la chaîne possible:



les nombres indiquant les valeurs successives du moment angulaire du noyau. On a observé effectivement à Oxford une anisotropie maximum de 44% des rayons  $\gamma$  émis. Ce résultat est en bon accord avec la valeur de saturation prédicta par Steenberg [15] (60 à 70%). L'emploi d'une substance un peu différente a permis d'observer plus tard sur le même noyau une anisotropie de 50% attribuable partiellement à la polarisation des noyaux de Co 60 (méthode Gorter-Rose). Qualitativement, l'anisotropie produite par la polarisation doit décroître avec la valeur du champ résiduel; c'est ce qui a été observé. L'interprétation de cette expérience n'est pas encore complète.

Bishop et al. ont également mis en évidence la polarisation du rayonnement  $\gamma$  émis par les noyaux alignés Co 58 et Co 60 [16]. On sait que dans le cas d'un alignement parfait on a suivant l'axe convenable un rayonnement présentant la polarisation elliptique. Pour mesurer la polarisation, on utilise le fait que la section efficace différentielle de diffusion Compton dépend de cette polarisation. Nous n'entrerons pas dans le détail. Signalons qu'une revue très générale de ces problèmes d'alignement a été récemment publiée (B) et qu'une autre étude très approfondie est en cours de publication (C)<sup>1</sup>.

*Université de Genève.  
Institut de Physique.*

<sup>1</sup> De très belles expériences de polarisation des noyaux Mn 55 et Sm 149, par la méthode de Gorter-Rose, viennent d'être réalisées par L. D. Roberts et son groupe à Oak Ridge (soumises pour publication à la *Physical Review*). Résumons-les très brièvement:

1. La polarisation de Mn a été réalisée à partir d'un alun ammoniacal deutérié. Un taux de polarisation de 16% a été obtenu et mis en évidence par interaction avec un faisceau de neutrons polarisés.
2. Dans la polarisation de Sm 149, la température la plus basse a été obtenue par contact thermique avec un autre sel soumis à la démagnétisation adiabatique; un taux de 12% a été obtenu et mis en évidence par la polarisation d'un faisceau de neutrons non polarisés.

## RÉFÉRENCES

## BIBLIOGRAPHIE GÉNÉRALE

(A) F. SIMON, *Rapport à la réunion d'études sur le magnétisme* (Strasbourg, 1939). Vol. III, page 3, « Possibilités et limites de la méthode de refroidissement magnétique » (Introduction).

(B) R. J. BLIN-STOYLE, M. A. GRACE, H. HALBAN, « Oriented Nuclear Systems », *Progress in Nuclear Physics*, vol. 3, Pergamon 1953, pp. 63-83.  
On y trouve en outre une étude sur l'orientation de jets de particules.

(C) B. BLEANEY, J. M. DANIELS, M. A. GRACE, H. HALBAN, N. KURTI, F. N. H. ROBINSON, F. E. SIMON, « Experiments on nuclear orientation at very low temperatures », Part I: *Proceedings of the Royal Society, A 221*, pp. 170-188, 1954.  
« Establishment of a method of nuclear alignment and its application to Cobalt 60. »

## RÉFÉRENCES PARTICULIÈRES

1. M. E. ROSE, *Physical Review*, 75, 213 (1949).
2. M. H. L. PRYCE, *Proceedings Int. Conf. Low Temp. Phys. Oxford*, 1951, p. 155.
3. G. E. PAKE, *American Journal of Physics*, 18, 438 (1950).
4. C. J. GORTER, *Physica*, 14, 504 (1948).
5. C. J. GORTER, D. DE KLERK, O. J. POPPEMA, M. J. STEENLAND, H. DE VRIES, *Physica*, 15, 679 (1949).
6. E. AMBLER, M. A. GRACE, H. HALBAN, N. KURTI, H. DURAND, C. E. JOHNSON, H. R. LEMMER, *Philosophical Magazine*, 44, 216 (1953).
7. R. V. POUND, *Physical Review*, 76, 1410 (1949).
8. C. J. GORTER, *Phys. Z.*, 35, 923 (1934).
9. B. BLEANEY, *Proceedings Phys. Soc.*, A 64, 315 (1951).
10. B. BLEANEY, *Phil. Magazine*, 42, 441 (1951).
11. J. M. DANIELS, M. A. GRACE, F. N. H. ROBINSON, *Nature*, 168, 780 (1951).
12. C. J. GORTER, *Versl. Kon. Ned. Akad. Wet.*, nov. 1951.  
C. J. GORTER, O. J. POPPEMA, M. J. STEENLAND, J. A. BEUN, *Physica*, 17, 1050 (1951).
13. J. M. DANIELS, M. A. GRACE, H. HALBAN, N. KURTI, F. N. H. ROBINSON, *Phil. Magazine*, 43, 1297 (1952).
14. J. A. SPIERS, *Nature*, 161, 807 (1948).
15. N. R. STEENBERG, *Proc. Phys. Soc.*, A. 65, 791 (1952).
16. G. R. BISHOP, J. M. DANIELS, G. GOLDSCHMIDT, H. HALBAN, N. KURTI, F. N. H. ROBINSON, *Physical Review*, 88, 1432 (1952).

