



HAL
open science

Nombres magiques et moments magnétiques nucléaires

Georges J. Béné

► **To cite this version:**

Georges J. Béné. Nombres magiques et moments magnétiques nucléaires. Journal de Physique et le Radium, 1952, 13 (3), pp.161-168. 10.1051/jphysrad:01952001303016101 . jpa-00234550

HAL Id: jpa-00234550

<https://hal.science/jpa-00234550>

Submitted on 4 Feb 2008

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.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM.

TOME 13, MARS 1932, PAGE 161.

NOMBRES MAGIQUES ET MOMENTS MAGNÉTIQUES NUCLÉAIRES

Par GEORGES J. BÉNÉ.

Institut de Physique, Université de Genève.

Sommaire. — On donne un exposé critique des diverses théories qui ont été proposées depuis celle de Schmidt (1937) pour expliquer les régularités observées dans la répartition des moments magnétiques nucléaires dans le tableau périodique des éléments. On explique le rôle des « nombres magiques » et l'on montre que les retouches modernes aux propositions de M^{me} M. Mayer, permettent de prévoir la valeur d'un moment magnétique inconnu, avec une précision souvent bonne (quelques pour-cent). On montre l'importance de ces prévisions dans la recherche expérimentale des moments nucléaires, en particulier par résonance paramagnétique.

Introduction. — La spectroscopie, surtout celle à grand pouvoir de résolution est à l'origine de la découverte, puis de la mesure des moments nucléaires (particulièrement des spins et des moments magnétiques nucléaires).

Plus tard, les méthodes de résonance, appliquées soit aux jets de particules (Rabi), soit aux substances à l'état condensé (Gorter, Purcell, Bloch), ont entraîné une accumulation de résultats expérimentaux dont la liste est loin d'être close.

Ces méthodes rendent indispensable une connaissance au moins approximative de la résonance attendue, laquelle conduit à la mesure du rapport magnétogyrique $\gamma = \frac{\mu(\text{mom. magn.})}{I(\text{spin})}$.

On est, dans le cas contraire, astreint à un balayage en fréquence de grande amplitude, opération toujours longue et délicate. Dans les pages qui suivent, nous tenterons, à l'aide des théories les plus satisfaisantes ou à l'aide de relations empiriques, de faciliter une estimation des moments magnétiques nucléaires. Les données expérimentales permettent un premier tri.

On a été ainsi amené à observer que, dans leurs états fondamentaux :

— Les noyaux de nombre de masse A et de numéro atomique Z pairs ont le moment magnétique μ et le spin I nuls;

— Les noyaux ayant A impair et Z impair ou A impair et Z pair ont le moment magnétique différent de zéro et le spin demi-entier.

$$I = \frac{1}{2} + k \quad (k \text{ entier});$$

— Les noyaux ayant A pair et Z impair ont $\mu \neq 0$ et I entier.

La découverte de la structure complexe du noyau atomique doit permettre d'interpréter correctement les moments magnétiques et les spins nucléaires.

Admettant que les noyaux sont constitués par la juxtaposition de protons et de neutrons, Schmidt [1] a émis l'hypothèse que seule la dernière particule de rang impair est à l'origine du spin et du moment magnétique d'un noyau déterminé. Il attribue à cette dernière particule :

$$\text{Un moment de spin } s = \frac{1}{2};$$

$$\text{Un moment orbital } l = 0, 1, 2, \dots$$

Les facteurs g correspondants (g_s et g_l) permettent, en appliquant le couplage Russel-Saunders de déduire les moments magnétiques correspondant aux diverses orientations relatives possibles des moments angulaires. I ne peut prendre que les valeurs $l + \frac{1}{2}$ ou $l - \frac{1}{2}$, le moment magnétique vaut alors, par application de la formule classique du couplage proposé,

$$\mu = \frac{1}{2} I \left[g_l + g_s + (g_l - g_s) \frac{l(l+1) - \frac{3}{4}}{I(I+1)} \right].$$

Si la dernière particule de rang impair est un proton, on aura

$$g_s = g_{\text{proton}} \cong 5,559,$$

$$g_l = 1(\text{charge } 1);$$

si c'est un neutron, on aura

$$g_s = g_{\text{neutron}} \cong -3,83,$$

$$g_l = 0(\text{charge } 0).$$

Dans un diagramme $\mu = \mu(I)$, les moments devraient être ainsi distribués sur deux droites, sensiblement parallèles si la dernière particule de rang impair est un proton, disposées un peu différemment si c'est un neutron.

En fait, la réalité est moins satisfaisante; les moments ne sont pas sur les courbes de Schmidt, mais sont bien limités par ces courbes; leur distribution entre ces limites est assez irrégulière (fig. 1).

On en déduit les valeurs extrêmes du moment magnétique d'un noyau de spin donné. Entre ces valeurs, l'incertitude est encore grande, elle est de l'ordre de la moyenne de la valeur absolue des moments.

Peut-on espérer une précision meilleure dans l'estimation des moments magnétiques nucléaires ?

Le diagramme de Schmidt établi pour les noyaux de Z protons en nombre impair et N neutrons en nombre pair montre que les moments, s'ils ne suivent

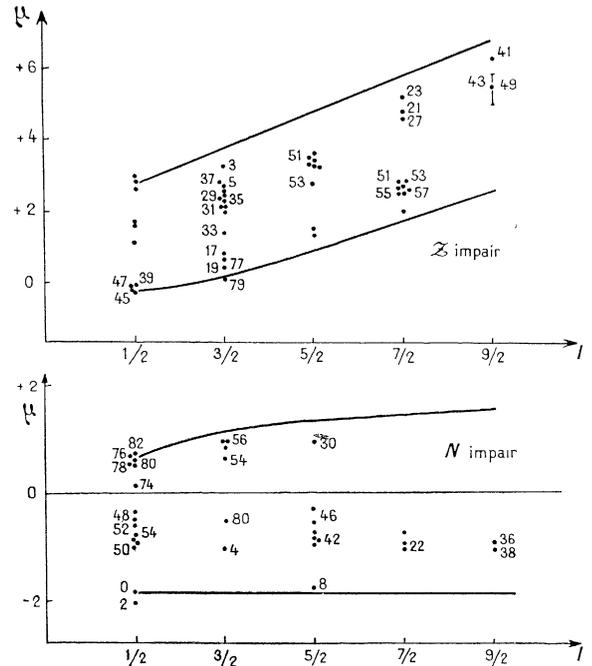


Fig. 1.

pas les courbes de Schmidt se situent grossièrement sur deux parallèles à ces courbes : le choix, pour un noyau de I donné entre l'état $l + \frac{1}{2}$ et $l - \frac{1}{2}$ ne peut se déduire que d'un modèle plus complexe. On a émis l'hypothèse que le noyau était formé, à l'image de l'atome, de couches successives ayant un nombre limité de places. Le remplissage est mis en évidence par l'existence de structures particulièrement stables. Ces structures, qui apparaissent dans un grand nombre de propriétés nucléaires correspondent à un nombre « magique » de nucléons.

1. Nombres magiques. — C'est en 1934 que, pour la première fois, Elsassner [2] a noté l'existence de points singuliers dans l'étude en fonction du nombre de masse A , de l'énergie de liaison des divers noyaux, telle qu'elle pouvait être déterminée à partir des spectres de masse des divers éléments. Certains points ont pu être confirmés par l'énergie du rayonnement α des noyaux radioactifs naturels. Précisions

que, dans la même étude, Elsasser propose une interprétation assez satisfaisante de ces singularités.

Grâce à l'abondance du matériel accumulé pendant les années de guerre, M. G. Mayer [3] a pu en 1948 confirmer les hypothèses d'Elsasser et mieux individualiser les nombres magiques principaux. L'abondance absolue des éléments, l'abondance relative des divers isotopes d'un élément donné, le nombre d'isotopes, mettent en évidence les points

$$\begin{aligned} N &= 28, 50, 82, 126; \\ Z &= 20, 50, 82. \end{aligned}$$

L'émission retardée de neutrons, les sections de capture pour les neutrons lents, l'asymétrie de la répartition des produits de fission, montrent la place singulière des points :

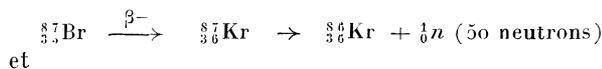
$N = 50, 82$ (et aussi 126 pour les sections de capture).

Depuis la publication du Mémoire de Mayer, les données ont été très enrichies tant dans les domaines étudiés que dans les domaines voisins. Nous allons tenter de compléter le tableau de nombres ci-dessus par une étude détaillée des principales propriétés des noyaux atomiques.

A. *Radioactivité*. — Les données actuelles permettent de compléter le diagramme d'Elsasser [2], qui met en évidence les points $Z = 82$ et $N = 126$. L'étude récente de H. L. Pryce [4] confirme pleinement ces données et met l'accent sur l'existence partiellement confirmée d'une nouvelle série présentant la radioactivité α au voisinage du point $N = 82$.

Par ailleurs, la distribution et l'intervalle énergétique des niveaux excités des noyaux présente des singularités. A. C. G. Mitchell [5] en a signalé plusieurs; l'une a été interprétée par cet auteur comme due au voisinage de $N = 82$, les deux autres s'interprètent de même par le voisinage de $N = 28$.

B. *Emission de neutrons*. — L'émission retardée de neutrons est limitée actuellement à un nombre très restreint de noyaux; on connaît bien [3] les réactions nucléaires



Le cas de ${}_{17}^{35}\text{N}$ leur est semblable [6].



Ces trois réactions conduisent aux nombres magiques : 8, 50, 82.

Les mesures de J. Mc Elhinney et al. [7] se rapportant au taux d'extraction de photoneutrons par les rayons γ en fonction de Z , montrent deux anomalies remarquables, non interprétées par la théorie aux points :

$$Z = 40 \quad \text{correspondant à} \quad N = 50$$

et

$$Z = 57 \quad \text{correspondant à} \quad N = 82$$

deux autres minima sont situés approximativement aux points

$$Z = N = 8, \quad N = 28.$$

C. *Fission*. — La répartition des produits résultant de la fission des noyaux lourds présente des anomalies remarquables [3].

La fission du noyau résultant de l'interaction des neutrons lents et de noyaux lourds comme, par exemple, l'uranium 235, est classique [8]. Le diagramme représentant, en fonction du nombre de neutrons des noyaux formés, leur concentration respective met en évidence la place tout à fait remarquable des points $Z = 50$, $N = 50$ et $N = 82$.

Les fissions résultant de l'action de particules α de grande énergie sur les noyaux lourds ont une allure un peu différente; celle du thorium soumis à des particules α de 40 MeV [9] présente deux maxima aigus aux points

$$N = 50 + 1 \quad \text{et} \quad N = 82$$

et deux minima aux points

$$\begin{aligned} Z &= 48 = 50 - 2, \\ N &= 81 = 82 - 1. \end{aligned}$$

Celle de l'uranium par des particules α de 380 MeV présente trois zones de produits abondants

$$N = 50, \quad Z = 50, \quad N = 82 \quad [10].$$

Les produits de fission du noyau (${}^{209}\text{Bi} + {}^2\text{D}$) [11], l'énergie des deutérons étant de 190 MeV, sont très groupés dans la zone allant de $N > 50$ à $Z = 50$.

D. *Moments électriques quadrupolaires*. — W. Gordy [12] a signalé les singularités tout à fait remarquables des diagrammes

$$Q = Q(Z) \quad \text{et} \quad |Q| = |Q|(N),$$

expressions dans lesquelles Q est le moment électrique quadrupolaire du noyau envisagé. Ces diagrammes, complétés par des déterminations plus récentes [13] mettent en évidence les points

$$\begin{aligned} Z &= 2, 8, 20, 50, 82; \\ N &= 2, 8, 20, 50, 82, 126. \end{aligned}$$

Deux points aberrants correspondent à $N = 40, Z = 70$.

E. *Sections de capture des neutrons par la matière*. — Pour les neutrons lents, M. G. Mayer [3] avait signalé les trois points singuliers

$$N = 50, 82, 126.$$

L'étude des sections de capture de neutrons rapides [14] a conduit Hugues et Sherman à noter trois singularités (minima de σ) aux mêmes points.

Les sections de capture des neutrons lents ont fait l'objet ces dernières années de déterminations nombreuses et soignées. La variation en fonction de Z de σ , pour les noyaux ayant Z pair, comme pour les noyaux de Z impair, présente à côté des minima principaux signalés ci-dessus d'autres minima, correspondant dans les deux diagrammes aux points suivants :

1° Minima accusés :

$$Z \text{ ou } N = 8, 20, 50, 82 \quad \text{et} \quad N = 126;$$

2° Minima secondaires :

$$Z \text{ ou } N = 14, 28, 40, 70 \quad \text{et} \quad N = 112 \quad [15].$$

2. **Modèles nucléaires.** — Nous avons dit plus haut que, pour une forme particulière du potentiel auquel est soumise la dernière particule impaire, Elsassier a proposé une interprétation des divers nombres magiques. Plusieurs autres modèles ont été simultanément proposés dans le premier semestre de l'année 1949. Une vue d'ensemble de ces modèles est donnée par Feenberg [16]. Leur caractère commun est que tous interprètent correctement la place des nombres magiques principaux :

$$N \text{ ou } Z = 2, 8, 20, 50, 82 \text{ et } N = 126.$$

La forme particulière du potentiel choisie n'est pas critique : l'oscillateur harmonique, le potentiel sphérique, le « trou » rectangulaire interprètent correctement les points singuliers

$$N \text{ ou } Z = 2, 8, 20,$$

mais à partir de là, les divergences sont importantes et, en particulier, on ne retrouve pas les nombres magiques 50, 82, 126. Les principaux modèles proposés (Elsasser, Nordheim, Mayer) ajoutent aux potentiels fondamentaux quelques hypothèses supplémentaires permettant de modifier un peu l'ordre des niveaux ou de donner une plus grande importance à certains niveaux « secondaires ».

Dans le schéma de Nordheim [17], le point de départ est le potentiel rectangulaire. Le principe directeur est que les nombres magiques doivent apparaître en modifiant le moins possible le potentiel de départ. Quelques cas exceptionnels sont interprétés comme dus au fait que le moment angulaire du « cœur » (noyau privé de la dernière particule de rang impair) est différent de zéro.

Reprenant le modèle d'Elsasser, Feenberg et Hammack [18] adoptent un potentiel en « fond de bouteille ». L'effet de répulsion coulombienne entre protons, modifie, lorsque Z croît, le « trou » rectangulaire primitif en faisant apparaître une élévation centrale dont la hauteur croît en même temps que Z . Une telle élévation a pour effet de modifier l'ordre des niveaux et, en particulier, de rejeter vers les énergies élevées les niveaux $2s, 3p, 4d, 3s, \dots$ et même légèrement les niveaux $1s, 2p, 3d, \dots$

Si l'élévation centrale est assez rapide, l'ordre des niveaux change et l'on retrouve les nombres magiques principaux.

Ces modèles ont été sévèrement critiqués par Rosenfeld [19]. Les modifications apportées par Nordheim sont artificielles, l'ordre de grandeur de l'élévation centrale du potentiel en « fond de bouteille » nécessaire pour interpréter correctement les nombres 50, 82 et 126 est beaucoup plus grande que celle entraînée par la répulsion réelle des protons.

Le modèle proposé indépendamment par Jensen, Haxel et Suess et par M. Goeppert Mayer [20] ne modifie pas l'ordre fondamental des niveaux (trou rectangulaire ou oscillateur). Il admet un fort couplage spin-orbite pour les niveaux ayant un moment angulaire élevé : son effet est de dédoubler les niveaux pour lesquels $l > 0$ en deux sous-niveaux dont l'intervalle augmente avec l :

$$\text{Un sous-niveau inférieur de moment angulaire total } I = l + \frac{1}{2};$$

Un sous-niveau supérieur avec $I = l - \frac{1}{2}$.

Étant donnée l'occupation des divers niveaux, on retrouve sans altération :

Les nombres magiques impairs qui apparaissent au dédoublement des niveaux ayant $l \neq 0$

$$N \text{ ou } Z = 6, 14, 28, 50, 82 \text{ et } N = 126.$$

Les nombres magiques secondaires qui correspondent à une variation maximum du moment orbital de la dernière particule impaire

$$N \text{ ou } Z = 2, 8, 20, 40, 70 \text{ et } N = 112.$$

L'accord de ces points singuliers avec ceux qui apparaissent dans les diverses propriétés examinées est, en général, très satisfaisant. Quelques succès spectaculaires ont depuis donné confiance en ce modèle.

La détermination par W. G. Proctor du moment magnétique de ${}^{59}_{27}\text{Co}$ par la résonance magnétique nucléaire restituée à la dernière particule impaire de ce noyau l'orbite $f\frac{7}{2}$ prévue par Mayer.

La détermination récente du spin et du moment magnétique de ${}^{17}_{8}\text{O}$ fixent sans ambiguïté l'orbite $d\frac{5}{2}$ à ce noyau, conformément à l'ordre des niveaux.

Les cas aberrants de ${}^{23}_{11}\text{Na}$ et ${}^{55}_{25}\text{Mn}$ sont interprétés par Rosenfeld à partir de ce modèle, par contre les cas de Eu et Yb restent obscurs.

Il est clair que le modèle nucléaire de Mayer constitue le meilleur point de départ pour une estimation des moments nucléaires. Il permet pour un noyau déterminé de fixer sa position sur le diagramme de Schmidt avec une certaine confiance et surtout, lorsque le spin est connu, de connaître l'ordre de grandeur du moment magnétique. L'incertitude sur la valeur exacte de ce dernier reste encore largement de l'ordre d'un magnéton nucléaire. Les règles qui augmenteront cette précision sont de caractère empirique, mais leur intérêt résulte de la précision qu'elles fourniront.

3. **Régularités observées dans la distribution des moments magnétiques nucléaires.** — A. *Continuité des moments nucléaires.* — Jusqu'ici, les « nombres magiques » ne nous sont apparus que comme points singuliers parmi les valeurs possibles de N ou de Z . Il est intéressant de voir si, entre ces singularités, existe une régularité des valeurs successives des moments magnétiques nucléaires, régularité qui mettra, elle aussi en évidence, la position remarquable des « nombres magiques ».

Dès l'été 1949 [21], nous avons proposé un diagramme $\mu = \mu(z)$ mettant en évidence, malgré les données très incomplètes, surtout pour les noyaux ayant un nombre impair de neutrons, une continuité dans la distribution des moments magnétiques.

Nous avons noté, en outre, pour les noyaux de Z impair, la position remarquable des points $N = 8, 20, 50$. Ce diagramme, complété un peu plus tard [22], montre sans trop de difficultés les points singuliers de M. G. Mayer.

Nous ne reproduirons pas ces diagrammes; les régularités auxquelles ils conduisent apparaissent

beaucoup plus clairement si l'on admet — supposition purement formelle — que les états nucléaires, entre les « nombres magiques » sont des combinaisons linéaires des états

$$l + \frac{1}{2} \quad \text{et} \quad (l + 1) - \frac{1}{2}$$

correspondant à une même valeur du spin I .

Nous avons représenté sur un diagramme, en fonction de Z , pour chaque noyau dont le moment magnétique est connu, les pourcentages respectifs des états $l + \frac{1}{2}$ et $l - \frac{1}{2}$ correspondant à une valeur déterminée du spin I (fig. 2).

Le diagramme obtenu est d'une régularité remarquable. Les deux premières périodes, qui se terminent avec N ou $Z = 8$, N ou $Z = 20$, montrent une décroissance régulière de l'état $l + \frac{1}{2}$. La position

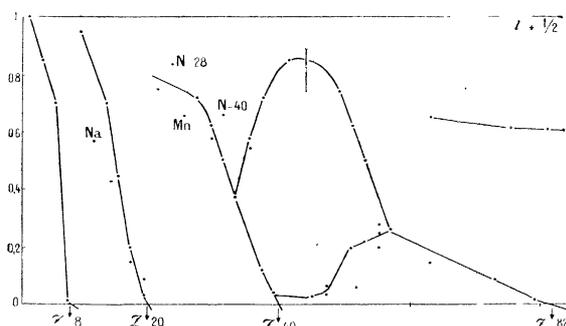


Fig. 2.

de ${}^{23}\text{Na}$ est anormale : elle l'est déjà par rapport au modèle Mayer.

La troisième présente plusieurs caractères très intéressants :

1° Dans une première partie, les pointés sont alternativement au-dessus et au-dessous de la valeur moyenne. Les deux valeurs les plus éloignées coïncident avec $N = 28$ et $N = 40$; on peut en tirer la règle que l'existence d'une couche complète de neutrons exalte légèrement le pourcentage de l'état $l + \frac{1}{2}$.

Le troisième point anormal ${}^{55}\text{Mn}$ l'est déjà par rapport au modèle Mayer.

2° Dans une seconde partie $35 \leq Z \leq 57$, on observe un dédoublement de la courbe représentative; l'écart entre les deux courbes est maximum dans la zone $40 \leq Z \leq 50$, zone d'isomérisme particulièrement fréquent.

Ce diagramme nous fournit une interprétation simple de la différence des moments des paires isotopiques ${}^{87}\text{Rb}$, ${}^{81}\text{Sb}$, ${}^{83}\text{I}$ qui apparaissent ici en continuité avec la zone d'isomérisme.

3° Le nombre restreint des pointés dans la famille des terres rares met beaucoup moins en évidence la régularité observée dans les petites valeurs de Z .

D'autres diagrammes de ce genre ont été récemment proposés. Celui de O. Riedel [23] [$\mu = \mu(A)$] réunit les moments magnétiques des noyaux de même spin.

Les nombres magiques $N = 8, 10, 20, 50, 82$ apparaissent clairement dans le diagramme des noyaux de Z impair, beaucoup moins dans celui des N impairs.

Celui de F. Bloch [24] admet que le moment magnétique de la dernière particule de rang impair est modifié profondément par le champ mésonique, hypothèse émise indépendamment par A. de Shalit [25]. La valeur effective μ_p , du moment intrinsèque de la dernière particule impaire est différente de μ_p , moment de cette dernière particule libre (proton ou neutron) d'une grandeur $\Delta\mu = \mu_p - \mu_p$.

Bloch a représenté par un diagramme la variation de $\Delta\mu$ en fonction du nombre N de nucléons impairs. Il met ainsi en évidence les « nombres magiques » 8, 20, 40, 50, 82 et une continuité tout à fait remarquable entre ces points singuliers, valables pour les N impairs comme pour les Z impairs.

La continuité des moments nucléaires entre les nombres magiques, que nous avons prévue dès 1949, est donc un fait actuellement bien établi.

B. Règle de voisinage. — Par suite de la pauvreté du matériel expérimental, la continuité des moments est peu intéressante dans le domaine des noyaux de N impair comme dans celui des terres rares. D'autres règles de caractère plus local sont applicables à tous les moments magnétiques.

Les diagrammes $\mu = \mu(I)$, dont le but est souvent de mettre en évidence la valeur des hypothèses faites sur l'origine du moment orbital (Schmidt ou Margenau-Wigner) ou sur le couplage de la dernière particule impaire et du cœur (Dirac), montrent par ailleurs un groupement tout à fait remarquable des noyaux ayant un nombre voisin de protons ou de neutrons. Nous n'insisterons pas sur les exemples tirés du groupe N pair, Z impair, qui est à l'origine des diagrammes donnés plus haut; le second groupe N impair, Z pair présente un caractère analogue. Ainsi, pour l'abscisse $\frac{1}{2}$, les noyaux pour lesquels $Z = 78, 80, 82$ ont des moments magnétiques très voisins; il en est de même pour $Z = 48, 50, 52, 54$; pour l'abscisse $\frac{3}{2}$,

on rencontre $Z = 54, 56$ et pour l'abscisse $\frac{9}{2}$, on trouve $Z = 36, 38$ (fig. 1).

Ces ensembles peuvent être décrits par la règle empirique suivante, qui est une conséquence logique de l'existence de plusieurs places dans chaque couche :

Dans des domaines d'importance variable, mais dépassant rarement 5 à 6 éléments, deux noyaux, qui ne diffèrent que d'un nombre pair de protons ou de neutrons, ont des moments magnétiques voisins sous réserve que leurs spins soient égaux.

Cette règle, qui rend compte du fait connu que deux isotopes de même spin ont des moments magnétiques voisins, suppose, s'il y a lieu, des moments électriques quadrupolaires assez voisins. Elle nous a permis de prévoir correctement les moments, actuellement connus, de ${}^{51}\text{V}$ et ${}^{123}\text{I}$ [26]; elle permet de prévoir d'autres moments dont la liste est donnée ci-dessous, sous réserve de l'exactitude des spins.

L'importance des domaines de validité de cette règle est évidemment fixée par le remplissage des couches du noyau de Mayer. La validité de cette règle a été récemment étendue par Schawlow et

Townes [27]. Ces auteurs ont, en effet, montré que les noyaux de même structure (même nombre impair de nucléons) montrent une déviation analogue aux lignes de Schmidt, s'ils ont le même spin. Ceci revient à dire que notre diagramme tracé pour les noyaux de Z impair serait valable pour ceux de N impair. Les pointés correspondant à ces derniers moments sont ajoutés au diagramme.

C. Noyaux ayant protons et neutrons en nombre impair et égal. — Les spins I de tels noyaux semblent se déduire aisément des spins des noyaux pour lesquels $N + P$ est impair. Ils sont en règle générale égaux à la somme des spins des noyaux pour lesquels $N + P$ est impair et ayant un nombre identique de neutrons ou de protons. Ainsi, par exemple, ${}^9_4\text{B}$ a 5 neutrons et 5 protons, ${}^9_4\text{B}$, de spin $\frac{3}{2}$ a 5 protons, ${}^9_4\text{Be}$, de spin $\frac{3}{2}$ a 5 neutrons; on conclut que le spin de ${}^9_4\text{B}$ est $\frac{3}{2} + \frac{3}{2} = 3$, valeur donnée dans les tables. Si l'un des spins composants est inconnu, il suffit de doubler l'autre, car dans la grande majorité des cas connus, en parfait accord avec les modèles nucléaires, ces deux nombres sont égaux. Cette règle interprète convenablement les spins de ${}^1_1\text{H}$ ($= 1$), de ${}^1_0\text{N}$ ($= 1$), de ${}^3_1\text{Na}$ ($= 3$); elle s'accorde bien avec les conclusions de Feenberg et Hammack [18], qui prévoit le spin de ${}^3_1\text{K}$ égal à 3; elle permet de prévoir les spins des noyaux indiqués ci-dessous :

$${}^5_2\text{Al}, I = 5; \quad {}^1_0\text{P}, I = 1; \quad {}^3_2\text{Cl}, I = 3.$$

La seule discordance a lieu pour le noyau ${}^6_3\text{Li}$, pour lequel la règle donne 3 au lieu de 1, ce qui laisse croire, soit que ce noyau est constitué par la juxtaposition des deux noyaux ${}^3_2\text{H}$ et ${}^3_1\text{He}$, ces deux noyaux ayant conservé une certaine individualité (dans ces conditions le spin résultant serait égal à la somme des spins des noyaux composants); soit que les deux nucléons de rang impair sont dans l'état s autour du cœur constitué par une particule α .

On est, en somme, conduit à attribuer aux deux nucléons de rang impair le moment orbital des schémas classiques [16]; cette manière de voir est confirmée par la localisation des zones d'isomérisme pour les noyaux envisagés; ces zones se situent là où P ou N est compris entre 39 et 49 et entre 69 et 81. Les deux nucléons de rang impair jouent indépendamment le rôle qu'ils jouent séparément dans les noyaux ayant $N + P$ impair.

Ce modèle conduit à observer en première approximation, entre les moments magnétiques M , des relations analogues à celle des spins. A la somme de spins composants doit correspondre la somme algébrique des moments magnétiques correspondants; faisant cette comparaison lorsqu'elle est possible, on trouve :

	Valeur	
	prévue.	expérimentale.
$M({}^2_1\text{H}) = M({}^1_1\text{H}) + M({}^1_0\text{n}) + 0,88$	$+ 0,88$	$+ 0,85$
$M({}^9_4\text{B}) = M({}^4_2\text{Be}) + M({}^5_2\text{Li}) + 1,51$	$+ 1,51$	$+ 1,79$
$M({}^14_7\text{N}) = M({}^7_3\text{Li}) + M({}^7_4\text{Be}) + 0,42$	$- 0,42$	$- 0,40$

(1)

(1) Cette relation nous a permis, plusieurs mois avant sa

En ce qui concerne ${}^6_3\text{Li}$, la relation entre les moments magnétiques confirme les hypothèses faites : on doit avoir, soit $M({}^6_3\text{Li}) = M({}^3_2\text{H}) + M({}^3_1\text{He})$ (résultat prévu, $+ 0,85$ très voisin du résultat expérimental, $+ 0,82$), soit $M({}^6_3\text{Li}) = M({}^3_1\text{H}) + M({}^3_2\text{n})$ ($0,88$ au lieu de $0,82$).

Cette règle nous permet de prévoir, à partir de ${}^3_1\text{Na}$ et ${}^3_2\text{Na}$, le spin et le moment magnétique de ${}^6_4\text{Ne}$; on trouve $I = \frac{3}{2}$ et $M = - 0,47$, résultats en accord avec les estimations de Koch et Rasmussen [28] basées sur des mesures spectroscopiques, qui proposent

$$I \geq \frac{3}{2} \quad \text{et} \quad M < 0;$$

${}^5_2\text{Al}$ et ${}^5_3\text{Mg}$ conduisent aux valeurs suivantes pour ${}^5_3\text{Al}$:

$$I = 5 \quad \text{et} \quad M = + 2,7;$$

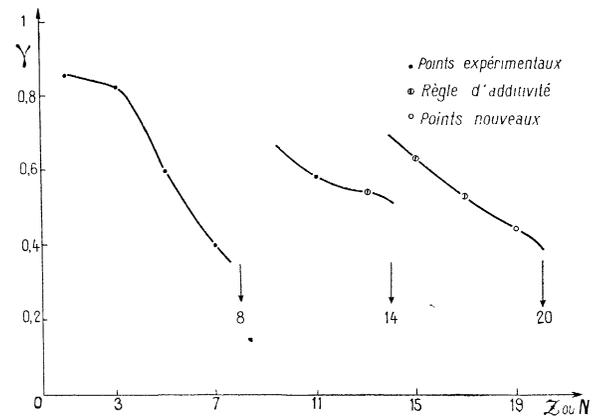


Fig. 3.

de même, ${}^3_2\text{S}$ et ${}^3_1\text{Cl}$ nous donnent, pour ${}^3_2\text{Cl}$,

$$I = 3 \quad \text{et} \quad M = + 1,5$$

en donnant le signe $+$ au moment magnétique de ${}^3_2\text{S}$.

Nous pouvons faire un pas en avant en étudiant les rapports gyromagnétiques des noyaux de cette famille (2). Ces rapports montrent une décroissance régulière d'un nombre magique au suivant. Tenant compte de la position privilégiée des points

$$Z \text{ ou } A = 8, \quad Z \text{ ou } N = 14,$$

on est conduit au diagramme suivant qui contient (fig. 3) :

- 1° Les rapports gyromagnétiques expérimentaux;
- 2° Les rapports gyromagnétiques déduits des relations précédentes;
- 3° Ceux que l'on déduit de la dernière règle ci-dessus.

D. Paires isotopiques. — D'après les remarques

détermination, de prévoir le signe négatif du moment magnétique de ${}^1_0\text{N}$.

(2) Nous avons reçu de C. K. Jen une étude très intéressante des rapports gyromagnétiques de cette famille.

Table de prévisions de moments magnétiques nucléaires.

Noyau.	Moment		
	prévu.	expérimental.	
${}^{18}_9\text{F} \dots\dots$	$+0,8 \quad (I=1)$ [38]	-	
${}^{20}_{10}\text{Ne} \dots\dots$	$\left. \begin{array}{l} -0,47 \quad (I=\frac{3}{2}) \text{ [38]} \\ -0,6 \quad (I=\frac{3}{2}) \text{ [27]} \end{array} \right\}$	$\mu < 0, 1 \geq \frac{3}{2}$ [28]	
${}^{29}_{14}\text{Si} \dots\dots$	$\left. \begin{array}{l} -0,53 \text{ [27]} \\ -0,43 \text{ [38]} \end{array} \right\}$	$0,55$ [31]	
${}^{30}_{15}\text{P} \dots\dots$	$+0,65 \quad (I=1)$ [38]	-	
${}^{32}_{16}\text{S} \dots\dots$	$\left. \begin{array}{l} +1,1 \text{ [38]} \\ +1,0 \text{ [27]} \end{array} \right\}$	-	
${}^{38}_{19}\text{K} \dots\dots$	$+1,4$ [38]	-	
${}^{42}_{20}\text{Ca} \dots\dots$	$-1,38 \quad (I=\frac{7}{2})$ [27]	$\left. \begin{array}{l} I=\frac{3}{2} \\ \mu = 0,46 \end{array} \right\}$ [40]	
${}^{47}_{22}\text{Ti} \dots\dots$	$-1,79 \quad (I=\frac{5}{2})$ [27]	-	
${}^{49}_{22}\text{Ti} \dots\dots$	$-0,96 \quad (I=\frac{7}{2})$ [27]	$-1,075$ [32]	
${}^{51}_{23}\text{V} \dots\dots$	$+4,5$ [21]	$+5,1478$ [26]	
${}^{52}_{24}\text{Cr} \dots\dots$	$-0,67 \quad (I=\frac{3}{2})$ [27]	-	
${}^{57}_{26}\text{Fe} \dots\dots$	$-0,66 \quad (I=\frac{3}{2})$ [27]	-	
${}^{61}_{28}\text{Ni} \dots\dots$	$+0,10 \quad (I=\frac{3}{2})$ [27]	-	
${}^{72}_{32}\text{Ge} \dots\dots$	$\left. \begin{array}{l} -1,39 \text{ [27]} \\ -1,0 \text{ [38]} \end{array} \right\}$	-	
${}^{77}_{34}\text{Se} \dots\dots$	$-1 \quad (I=\frac{9}{2})$ [38]	-	
${}^{91}_{40}\text{Zr} \dots\dots$	$\left. \begin{array}{l} -1 \text{ [38]} \\ -0,99 \text{ [27]} \\ (+1) \text{ [23]} \end{array} \right\}$	-	
43.....	$0 \text{ ou } +5,4$ [21]	$+5,2 \pm 0,5$ [33]	
${}^{103}_{45}\text{Rh} \dots\dots$	$+0,1$ [38]	$-0,11$ [34]	
${}^{123,125}_{52}\text{Te} \dots\dots$	$\left. \begin{array}{l} -0,8 \text{ [21]} \\ -0,8 \text{ [23]} \end{array} \right\}$	$-0,73188$ [35]	
${}^{127,129,131}_{52}\text{Te} \dots\dots$	$+0,8$ [21]	-	
${}^{129}_{53}\text{I} \dots\dots$	$+2,7$ [21]	$+2,6173$ [36]	
${}^{139}_{63}\text{Tb} \dots\dots$	$\left. \begin{array}{l} +1 \text{ [23]} \\ +0,45 \text{ [38]} \end{array} \right\}$	-	
${}^{162}_{67}\text{Ho} \dots\dots$	$\left. \begin{array}{l} +2,4 \text{ [23]} \\ +3,3 \text{ [38]} \end{array} \right\}$	-	
${}^{169}_{69}\text{Tm} \dots\dots$	$\left. \begin{array}{l} +0,8 \text{ [23]} \\ -0,15 \text{ [38]} \end{array} \right\}$	-	
${}^{177,179}_{72}\text{Hf} \dots\dots$	$ 0,6 $ [21]	-	
${}^{183}_{74}\text{W} \dots\dots$	$\left. \begin{array}{l} +0,5 \text{ [23]} \\ +0,6 \text{ [21]} \end{array} \right\}$	$+0,08$ [37]	
${}^{189}_{76}\text{Os} \dots\dots$	$+0,6 \quad (I=\frac{1}{2})$ [23]	$+0,6$ [39]	
${}^{191,193}_{77}\text{Ir} \dots\dots$	$-0,1 \quad (I=\frac{3}{2})$ [21]	-	

faites plus haut, les paires isotopiques [29] peuvent avoir divers caractères possibles :

1° Les isotopes différents de 1, 3, ... neutrons font

intervenir la structure en couche des neutrons et des protons. C'est le cas, par exemple, de ${}^7_3\text{Li}$ et ${}^6_3\text{Li}$; ce cas a été traité au paragraphe précédent.

2° Les isotopes de la forme $N_2 = N_1 + 2$, où N_1 et N_2 sont les nombres respectifs de neutrons des deux isotopes et pour lesquels ces deux nombres sont impairs avec Z pair. Pour ces noyaux, les moments seront voisins s'ils appartiennent à la même couche de neutrons; c'est le cas, par exemple, pour les isotopes de Cd, ce n'est pas le cas pour ceux de Hg.

3° Les isotopes de même forme, mais avec N pair et Z impair, au voisinage ou à l'intérieur des zones d'isomérie; on pourra rencontrer des isotopes de caractères très différents (pour la valeur du spin comme pour celle du moment magnétique). Le dédoublement de la courbe indiquant le pourcentage de l'état $l + \frac{1}{2}$ peut présenter un isotope sur une branche et l'autre isotope sur la seconde; c'est le cas pour Rb, Sb, I et même, à notre avis, pour Eu.

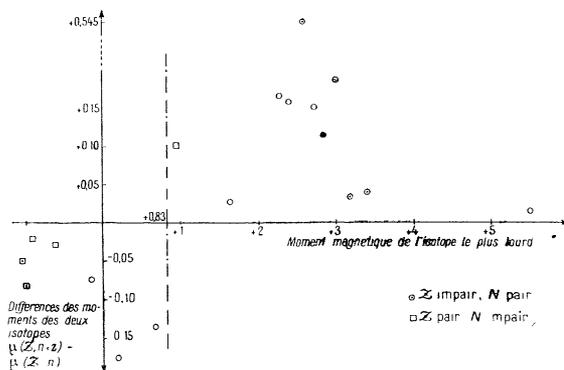


Fig. 4.

4° Les isotopes avec N pair et Z impair appartenant manifestement à la même branche du diagramme cité dans le paragraphe ci-dessus.

Les remarques ci-après s'appliquent aux isotopes du paragraphe 4, ainsi qu'aux isotopes de même spin du paragraphe 2. Tous les isotopes connus à ce jour (1) et appartenant à ces deux catégories ont le caractère suivant :

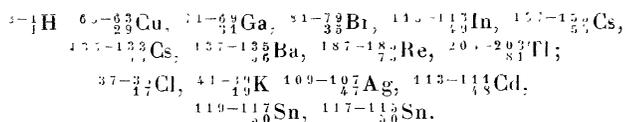
— Lorsque l'isotope le plus léger a un moment magnétique égal ou supérieur à $+0,83$ magnéton nucléaire, le moment magnétique de l'isotope le plus lourd, lui est algébriquement un peu supérieur;

— Si, au contraire, le moment magnétique de l'isotope le plus léger est algébriquement inférieur ou égal à $0,83$ magnéton nucléaire, le moment magnétique de l'isotope le plus lourd, lui est algébriquement un peu inférieur (fig. 4).

(1) Cette règle a été, après la rédaction de ce texte, mise en défaut par la détermination des moments nucléaires de quelques terres rares du type N impair (${}_{60}\text{Nd}$ et ${}_{62}\text{Sm}$).

La règle proposée par de Shalit [30] d'après laquelle l'addition d'une paire de particules de même sorte, si elle ne modifie pas le spin, rapproche le moment magnétique de la limite de Schmidt la plus voisine, est également mise en échec par ces nouvelles données, comme d'ailleurs par le cas de Cs déjà signalé par de Shalit.

Cette règle est valable pour les seize paires isolotopiques dont les moments sont connus, à savoir :



Elle est en accord avec la mesure récente du moment magnétique des isotopes du molybdène

$$M(\text{Mo}_{97}) = -0,9289 \quad \text{et} \quad M(\text{Mo}_{95}) = -0,0908$$

(communication personnelle de W. G. Proctor, 15 août 1950), ainsi qu'avec nos estimations des

moments magnétiques de ${}^{124-126}_{52}\text{Te}$. Le rapport des moments des deux derniers isotopes est en effet bien connu et égal à

$$\frac{M(\text{Te } 125)}{M(\text{Te } 123)} = 1,208.$$

La généralité de cette règle, dont les bases théoriques sont à rechercher (la limite indiquée correspond à peu près à la somme algébrique des moments du proton et du neutron) sera d'un précieux secours dans la détermination du moment magnétique du second terme d'une paire d'isotopes.

Manuscrit reçu le 28 novembre 1951.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] SCHMIDT T. — *Z. Physik*, 1937, **106**, 358.
- [2] ELSASSER W. — *J. Physique Rad.*, 1934, **5**, 65.
- [3] MAYER M. G. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 235.
- [4] PRYCE M. H. L. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **367 A**, 692.
- [5] MITCHELL A. C. — *Rev. Mod. Physics*, 1950, **22**, 36.
- [6] CHARPIE R. A., KUAN-HAN SUN, JENNINGS B. et NECHA J. F. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1255.
- [7] Mc ELHINNEY J. et al. — Non publié, cité par PRICE G. A. et KERST D. W. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 806.
- [8] Nuclei formed in Fission. *Rev. Mod. Physics*, 1946, **18**, 513.
- [9] NEWTON A. S. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 17.
- [10] O'CONNOR P. R. et SEABORG G. T. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1189.
- [11] GOECKERMANN R. H. et PERLMANN I. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 628.
- [12] GORDY W. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 139.
- [13] BÉNÉ, DENIS et EXTERMANN. — *Arch. Sc.*, 1949, **2**, 549.
- [14] HUGHES D. J. et SHERMANN. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 632.
- [15] Voir références dans BÉNÉ, DENIS et EXTERMANN. — *Arch. Sc.*, 1950, **3**, 1950.
- [16] FEENBERG E. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 771.
- [17] NORDHEIM L. W. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1895.
- [18] FEENBERG E. et HAMMACK K. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1877.
- [19] ROSENFELD L. — *Physica*, 1951, **17**, 461.
- [20] MAYER M. G. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 16; HAXEL O., JENSEN J. et SUSS H. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1766.
- [21] BÉNÉ, G. J. DENIS P. et EXTERMANN R. C. — *Helv. Phys. Acta*, 1949, **22**, 606.
- [22] BÉNÉ G. J., DENIS P. et EXTERMANN R. C. — *Helv. Phys. Acta*, 1950, **23**, 493.
- [23] RIEDEL O. — *Z. Naturf.*, 1950, **5a**, 654.
- [24] BLOCH F. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 839.
- [25] DE SHALIT A. — *Helv. Phys. Acta*, 1951, **24**, 296.
- [26] Données relatives aux moments nucléaires, voir la table de MACK. — *Rev. Mod. Physics*, 1950, **22**, 64 ou celle de BÉNÉ, DENIS et EXTERMANN. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 41 D.
- [27] SCHAWLOW A. et TOWNES C. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 268.
- [28] KOCH J. et RASMUSSEN E. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1417.
- [29] WANGSNES R. K. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 620.
- [30] DE SHALIT A. — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 103.
- [31] HATTON, ROLLIN et SEYMOUR. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 673.
- [32] Communiqué par STAUB (Lucerne, 1951).
- [33] KESSLER K. et MEGGERS W. — *Meet. Phys. Soc.*, New-York, 1950, **1**, 3.
- [34] KUHN H. et WOODGATE G. — *Nature*, 1950, **166**, 906.
- [35] DHARMATTI S. S., WEAVER Jr H. E. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 843.
- [36] WALCHLI H., LIVINGSTON R. et HEBERT G. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 97.
- [37] VREELAND J. et MURAKAWA K. — *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1951, **26**, 38.
- [38] BÉNÉ G. — *Thèse* (2^e partie), Paris, 1951.
- [39] SUWA S. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 1258.
- [40] BLEANEY B., BOWERS K. D. — *Proc. Phys. Soc.*, 1951, **64 A**, 1135.