

Magnétisme nucléaire

M. Anatole ABRAGAM, Professeur

Cours sur la Polarisation nucléaire et Physique des Radiations et des Particules

Les interactions qui régissent l'évolution des phénomènes en physique microscopique obéissent à un certain nombre de lois de conservation qui imposent des limitations très sévères sur la forme générale de ces interactions. D'une façon plus précise, ces interactions peuvent être classées en un certain nombre de types : électromagnétiques, fortes, faibles (et, pour mémoire, gravitationnelles), chacun de ces types ayant ses propres lois de conservation.

Ces lois résultent de l'invariance des interactions considérées, par rapport à certains groupes de transformation continus ou discrets portant sur les divers degrés de liberté servant à définir les phénomènes étudiés.

Certaines de ces transformations comme les translations, les rotations, l'inversion des coordonnées spatiales ou parité, les transformations de Lorentz, ont un caractère géométrique, d'autres comme la conjugaison de charge, les transformations SU_2 du spin isotopique ou les transformations de symétrie plus vastes comme SU_3 portent sur des degrés de liberté internes.

Les progrès accomplis depuis quelques années grâce aux méthodes du magnétisme nucléaire dans la production de noyaux radioactifs orientés, de faisceaux polarisés et de cibles polarisées, ont permis, soit de tester la validité de certaines invariances pour certaines interactions (la vérification de la non-conservation de la parité dans les interactions faibles en est l'exemple le plus illustre), soit, au contraire, d'utiliser de telles invariances dans le cas où leur existence était bien établie pour en extraire des informations quantitatives sur les phénomènes élémentaires.

Dans le cours de cette année, on s'était proposé d'examiner la nature des informations que l'utilisation des cibles et faisceaux polarisés pouvait fournir à la physique nucléaire et à la physique des particules élémentaires.

Etant donné que, dans un grand nombre de phénomènes étudiés, les énergies des particules sont relativistes, il convenait, surtout à l'intention des physiciens du magnétisme nucléaire, peu familiarisés avec ces notions, de formuler avec précision le concept de spin en cinématique relativiste, et d'introduire les formalismes qui permettent de décrire son influence sur les amplitudes de réaction et les sections efficaces.

Il a paru utile de faire une digression assez longue sur l'interprétation cinématique de l'équation de Dirac.

I. — LE GROUPE DE POINCARÉ.

C'est le groupe $\{ a, \Lambda \}$ des translations et transformations de Lorentz définies dans l'espace de Minkowski : $\chi_0, \chi_1, \chi_2, \chi_3$ par :

$$(1) \quad x'_\mu = a_\mu + \Lambda_{\mu\nu} x_\nu$$

Un état d'un système physique sera décrit par un observateur utilisant le référentiel x , au moyen d'un vecteur de l'espace de Hilbert ou ket $|\psi\rangle$. Un observateur lié à un référentiel x' , connecté avec x par (1), représentera le même état par un ket $|\psi'\rangle$ relié à $|\psi\rangle$ par un opérateur unitaire.

$$(2) \quad |\psi'\rangle = U \{ a, \Lambda \} |\psi\rangle$$

L'espace des kets sur lesquels opèrent les opérateurs $U \{ a, \Lambda \}$ fournit une représentation du groupe de Poincaré.

Les rotations $\{ O, R \}$ forment un sous-groupe du groupe de Poincaré dont les représentations irréductibles D_J sont bien connues et ont été étudiées dans un cours antérieur.

Un autre sous-ensemble (mais pas un sous-groupe !) du groupe de Poincaré est constitué par ce qu'on appelle les « boosts » ou transformations de Lorentz pures du type $x' = Lx$, avec par exemple :

$$(3) \quad x'_0 = \gamma(x_0 + \beta x_1) \quad x'_1 = \gamma(\beta x_0 + x_1) \quad x'_2 = x_2 \quad x'_3 = x_3$$

Toute transformation L' du type $L' = R^{-1} L R$, où R est une rotation, est également un boost. La condition nécessaire et suffisante pour qu'une transformation $\{ O, L \}$ soit un boost est la symétrie de la matrice $L_{\mu\nu}$ correspondante.

Les opérateurs infinitésimaux associés au groupe de Poincaré sont au nombre de 10. Ce sont les 4 composantes P_0, P_1, P_2, P_3 de l'opérateur énergie impulsion associé aux translations, les 3 composantes J_1, J_2, J_3 du moment cinétique lié aux rotations, enfin les 3 opérateurs K_1, K_2, K_3 correspondent à des boosts infinitésimaux le long des axes x_1, x_2, x_3 . On montre que $\vec{J}$ est un vecteur axial et $\vec{K}$ un vecteur polaire, avec $\pi \vec{J} \pi^{-1} = \vec{J}, \pi \vec{K} \pi^{-1} = -\vec{K}$ où π est l'opérateur parité.

Les opérateurs $\vec{J}$ et $\vec{K}$ peuvent être écrits sous forme covariante à l'aide du tenseur antisymétrique $M_{\mu\nu}$ défini par :

$$(4) \quad J_1 = M_{23} \quad \text{etc.} \quad K_1 = M_{01} \quad \text{etc.}$$

Les relations de commutation entre les J_i , les K_i et les P_α peuvent alors se mettre sous la forme compacte :

$$(5) \quad \begin{aligned} [M_{\kappa\lambda}, M_{\mu\nu}] &= i \left\{ g_{\kappa\mu} M_{\lambda\nu} + g_{\lambda\nu} M_{\kappa\mu} - g_{\kappa\nu} M_{\lambda\mu} - g_{\lambda\mu} M_{\kappa\nu} \right\} \\ [M_{\mu\nu}, P_\rho] &= i \left\{ g_{\mu\rho} P_\nu - g_{\nu\rho} P_\mu \right\} \end{aligned}$$

II. — DEFINITION RELATIVISTE DU SPIN.

Considérons une particule au repos, soit $|\tilde{n}, \lambda\rangle$ où $\tilde{n}$ est le quadrivecteur $(m_0, 0, 0, 0)$ et λ un paramètre décrivant les autres degrés de liberté de la particule. Sous l'effet d'une rotation, R la particule reste au repos et la transformation

$$(6) \quad \mathcal{U}(R) |\tilde{n}, \lambda\rangle = \sum_{\lambda'} \mathcal{D}_{\lambda'\lambda}(R) |\tilde{n}, \lambda'\rangle$$

est donc une représentation du groupe des rotations. Les seules représentations irréductibles du groupe des rotations étant les représentations liées au spin, $D_{m'm}^J(R)$, nous pouvons sans restriction de généralité attribuer à une particule au repos un spin J et classer ses états suivant les composantes m de ce spin le long d'un axe Oz .

$$(6') \quad \mathcal{U}(R) |j, m, \tilde{n}\rangle = \sum_{m'} \mathcal{D}_{m'm}^J(R) |j, m', \tilde{n}\rangle$$

Pour une particule dans un état de mouvement $\mathfrak{n}$, il existe un boost $L^{-1}(\mathfrak{n})$, tel que $\mathfrak{n} = L \tilde{n}$, $|\mathfrak{n}\rangle = U(L) |\tilde{n}\rangle$ ramenant cette particule au repos.

Par définition, on assigne à une particule dans un état de mouvement $|\mathfrak{n}\rangle$ un état de spin $|j m \mathfrak{n}\rangle$ par la formule :

$$(7) \quad |j m \mathfrak{n}\rangle = \mathcal{U}(L(\mathfrak{n})) |j m \tilde{n}\rangle$$

Pour savoir comment $|j m \mathfrak{p}\rangle$ se transforme sous l'action d'une transformation de Lorentz générale Λ (et non plus un simple boost) telle que $\mathfrak{p}' = \Lambda \mathfrak{p}$, on écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{U}(\Lambda) |j m \mathfrak{p}\rangle &= \mathcal{U}(\Lambda) \mathcal{U}(L(\mathfrak{p})) |j m \tilde{\mathfrak{p}}\rangle \\ (8) \quad &= \mathcal{U}(L(\mathfrak{p}')) \mathcal{U}\{L^{-1}(\mathfrak{p}') \Lambda L(\mathfrak{p})\} |j m \tilde{\mathfrak{p}}\rangle \end{aligned}$$

ou comme $L^{-1}(\mathfrak{p}') \Lambda L(\mathfrak{p})$ est manifestement une rotation R :

$$\begin{aligned} \mathcal{U}(\Lambda) |j m \mathfrak{p}\rangle &= \mathcal{U}(L(\mathfrak{p}')) \sum_{m'} \mathcal{D}_{m'm}^J(R) |j m' \tilde{\mathfrak{p}}\rangle \\ (9) \quad &= \sum_{m'} \mathcal{D}_{m'm}^J(R) |j m' \mathfrak{p}'\rangle \end{aligned}$$

L'équation (9) définit sans ambiguïté, quoique d'une façon assez compliquée, la variation par une transformation de Lorentz générale Λ , d'un état de spin $|j m \mathfrak{p}\rangle$ défini par (7).

On peut définir un quadrivecteur spin généralisé par la formule

$$(10) \quad W_\mu = \frac{1}{2} g_{\mu\lambda} \varepsilon_{\lambda\nu\rho\sigma} P_\nu M_{\rho\sigma} \quad \text{où } \varepsilon \text{ est le symbole}$$

complètement antisymétrique bien connu. (10) peut se récrire :

$$(10') \quad W_0 = -\vec{P} \cdot \vec{J} \quad \vec{W} = -P_0 \vec{J} + \vec{P} \wedge \vec{K}$$

On voit sur (10') que dans le référentiel où la particule est au repos

$$W_0 = 0 \quad \vec{W} = -m_0 \vec{J} \quad \text{où } m_0$$

est la masse de la particule, et que

$$W \cdot P = W_0 P_0 - \vec{W} \cdot \vec{P} = 0$$

Les considérations précédentes ne s'appliquent pas au cas des particules de masse nulle telles que les neutrinos qu'aucun boost ne peut amener au repos. Pour ces dernières, on montre que le spin est toujours parallèle ou antiparallèle à l'impulsion et a une seule valeur (sauf pour les particules qui comme les photons sont des états propres de la parité et ont donc deux valeurs de spin égales ou opposées).

III. — REPRESENTATIONS NON UNITAIRES DU GROUPE DE LORENTZ ET EQUATION DE DIRAC.

Nous nous limiterons à partir de maintenant aux spins $j = 1/2$.

De même que dans la représentation $D_{1/2}$ du groupe des rotations on pouvait associer à toute rotation $(\varphi, \vec{n})$ un opérateur unitaire

$$\exp - \frac{i}{2} \vec{\lambda} \cdot \vec{\sigma} \quad \text{où} \quad \vec{\lambda} = \varphi \vec{n}$$

est naturellement réel, on montre qu'on peut associer à toute transformation de Lorentz un opérateur *non-unitaire* à l'aide du vecteur complexe $\vec{\lambda} = \vec{\lambda}_1 + i \vec{\lambda}_2$ par la formule :

$$(11) \quad D_{1/2} = \exp - \frac{i}{2} (\vec{\lambda}_1 + i \vec{\lambda}_2) \cdot \vec{\sigma} = \exp - \frac{i}{2} (\vec{\lambda}_1 \cdot \vec{J} + \vec{\lambda}_2 \cdot \vec{K})$$

A toute transformation $D_{1/2}$, on peut associer une transformation $\overline{D}_{1/2}$ par la formule :

$$(12) \quad \overline{D}_{1/2} = e^{-i \frac{\pi}{2} \sigma_y} D_{1/2}^* e^{i \frac{\pi}{2} \sigma_y} = (-i \sigma_y) D_{1/2}^* (i \sigma_y)$$

Compte tenu des propriétés connues des matrices σ , on voit sur (12) que :

$$(13) \quad \overline{D}_{1/2} = e^{-\frac{i}{2} (\vec{\lambda}_1 - i \vec{\lambda}_2) \cdot \vec{\sigma}} = e^{-\frac{i}{2} (\vec{\lambda}_1 \cdot \vec{J} - \vec{\lambda}_2 \cdot \vec{K})}$$

$\overline{D}_{1/2}$ est donc en général différent de $D_{1/2}$ (sauf pour les rotations pures où $\vec{\lambda}_2 = 0$, et le passage $D \rightarrow \overline{D}$ correspond à $\vec{J} \rightarrow \vec{J}$, $\vec{K} \rightarrow -\vec{K}$, c'est-à-dire à l'opération parité.

Introduisons les kets $|m \uparrow 1\rangle$ et $|m \uparrow 2\rangle$ par la formule

$$(14) \quad \begin{aligned} |m \uparrow 1\rangle &= D_{m' m}^{-1} (L(\uparrow)) |m' \uparrow\rangle \\ |m \uparrow 1\rangle &= D_{m' m}^{-1} (L(\uparrow')) |m' \uparrow'\rangle \end{aligned}$$

Dans cette nouvelle représentation, la formule (9) prend une forme beaucoup plus simple :

$$(15) \quad U(\Lambda) |m \uparrow 1\rangle = \sum_{m'} D_{m' m}(\Lambda) |m' \uparrow 1\rangle$$

On peut tout aussi bien définir des vecteurs $|m \uparrow 2\rangle$ et $|m \uparrow' 2\rangle$ en remplaçant dans (15) $D_{1/2}$ par $\bar{D}_{1/2}$

$$(15') \quad |m \uparrow 2\rangle = \sum_{m'} \bar{D}_{m'm}^{-1} (L(\uparrow)) |m' \uparrow\rangle$$

L'état d'une particule de spin 1/2 est alors décrit par quatre composantes $|n \uparrow q\rangle$ avec $q = 1, 2$ pour $|m \uparrow 1\rangle$ et $3, 4$ pour $|m \uparrow 2\rangle$.

La formule (15) peut se récrire sous la forme

$$(16) \quad U(\Lambda) |\uparrow, p\rangle = \sum_{p'} \Delta_{p'p}(\Lambda) |\uparrow', p'\rangle$$

où Δ est une matrice 4×4 définie par : $\Delta = \begin{pmatrix} D_{1/2} & \\ & \bar{D}_{1/2} \end{pmatrix}$

Dans la représentation (16), l'opérateur parité π est décrit par la matrice $\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ où 1 est la matrice unité à 2 dimensions. Il est clair que $|\uparrow 1\rangle$ et $|\uparrow 2\rangle$ définies par (15) et (15') ne sont pas indépendants, mais reliés par une relation dont on montre qu'elle peut s'écrire :

$$(17) \quad \begin{aligned} |\uparrow 1\rangle &= \frac{1}{m} \left\{ p_0 - \vec{p} \cdot \vec{\sigma} \right\} |\uparrow 2\rangle \\ |\uparrow 2\rangle &= \frac{1}{m} \left\{ p_0 + \vec{p} \cdot \vec{\sigma} \right\} |\uparrow 1\rangle \end{aligned}$$

L'ensemble des deux équations (17) n'est autre que l'équation de Dirac. $|u\rangle$ étant un spineur quelconque, nous définissons ses 4 composantes par $u_q = \langle \uparrow q | u \rangle$.

Les équations (17) peuvent alors se récrire :

$$(18) \quad \left\{ \gamma_0 p_0 - (\vec{\gamma} \cdot \vec{p}) - m \right\}_{\rho\rho'} u_{\rho'} = 0$$

$$\text{où } \gamma_0 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & -\vec{\sigma} \\ \vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix}$$

sont des matrices à 4 composantes. La matrice γ_0 , comme on l'a vu, représente l'opération parité π .

Cette forme des matrices γ n'est pas la plus courante. Par une transformation canonique, on peut les mettre sous la forme habituelle :

$$(19) \quad \gamma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad \vec{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma} \\ -\vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix}$$

Cette façon cinématique d'introduire l'équation de Dirac a l'avantage de démontrer de la façon la plus naturelle et la plus directe sa covariance relativiste. On a obtenu ensuite l'expression au moyen des matrices γ des opérateurs anti-unitaires $\mathcal{U}$ et $\mathcal{C}$ de renversement du sens du temps et de conjugaison de charge, expressions trop classiques pour qu'on les reproduise dans ce résumé.

IV. — LA MATRICE DENSITÉ DE SPIN ET LA MATRICE DE DIFFUSION.

L'état initial de spin du système étudié qui dans une collision est un système à deux corps, est décrit par une matrice statistique ρ_i dont le nombre de lignes et de colonnes est égal au produit $(2j + 1)(2j' + 1)$ où j et j' sont les spins des deux particules en collision (2 pour une collision $\pi\pi$ ou $K\pi$, 4 pour une collision $\pi\pi$, etc.). On peut définir de même la matrice finale ρ_f décrivant l'état de spin final.

On s'est limité dans le cours à la situation où il n'y a que deux particules dans l'état final.

L'usage est de normaliser ρ_i de façon conventionnelle par : $\text{Tr} \{ \rho_i \} = 1$, mais de choisir pour ρ_f la normalisation : $\text{Tr} \{ \rho_f \} = \sigma(\theta, \varphi)$ où σ est la section efficace différentielle dans la direction (θ, φ) . La connaissance de ρ_f permet de calculer tous les paramètres observables dans la réaction. Par exemple, la polarisation finale P_i de la particule i dans une réaction est donnée par

$$(20) \quad P_i = \frac{\text{Tr} \{ \rho_f \sigma_i \}}{\text{Tr} \{ \rho_f \}} = \frac{\text{Tr} \{ \rho_f \sigma_i \}}{\sigma(\theta, \varphi)}.$$

Le problème essentiel est de relier ρ_i à ρ_f , ce qui se fait au moyen d'une matrice de réaction M par la formule fondamentale :

$$(21) \quad \rho_f = M \rho_i M^\dagger$$

où $M = M(\mathbf{p}', \mathbf{p})$ est une matrice qui dépend de l'impulsion initiale $\mathbf{p}$ et finale $\mathbf{p}'$ dans le centre de masse. L'invariance a) par rotation, b) par parité

(pour les interactions fortes et c) par renversement du sens du temps, impose sur la forme de M des restrictions importantes exprimées par les formules suivantes :

$$(22) \quad a) \quad M(p', p) = u_R'^{-1} M(p'_R, p_R) u_R$$

où u'_R et u_R sont les matrices décrivant l'effet d'une rotation R sur les fonctions d'onde de spin finales et initiales, p'_R et p_R résultant de p' et de p par la rotation R ,

$$(22') \quad b) \quad M(p', p) = I_i I_f u_I'^{-1} M(-p', -p) u_I$$

où I_i et I_f sont les parités intrinsèques initiales et finales et où u'_I et u_I jouent par rapport à l'inversion des coordonnées le même rôle que u_R par rapport à leur rotation,

$$(22'') \quad c) \quad \tilde{M}(p', p) = u_T'^{-1} M_{rev}(-p, -p') u_T' \eta_T' \eta_T^*$$

$\tilde{M}$ représente la matrice transposée de M , M_{rev} , la matrice correspondant à la réaction inverse, u'_T et u_T jouent le même rôle que u'_I et u_I et η'_T , η_T que I_f et I_i , le renversement du temps remplaçant celui des coordonnées spatiales. Dans le cas d'une réaction élastique, (22'') prend la forme beaucoup plus simple :

$$(23) \quad \tilde{M}(p', p) = M(p', p).$$

C'est ainsi, par exemple, que dans une réaction $0 + 1/2 \rightarrow 0 + 1/2$, la matrice M a la forme

$$(24) \quad M = a(\theta) + b(\theta) \vec{\sigma} \cdot (\vec{p} \wedge \vec{p}')$$

si le produit $I_i I_f$ des parités intrinsèques est $+1$ et la forme

$$(25) \quad M = a'(\theta) \vec{\sigma} \cdot \vec{p} + b'(\theta) \vec{\sigma} \cdot [\vec{p} \wedge (\vec{p} \wedge \vec{p}')]]$$

si ce produit est égal à -1 .

V. — APPLICATIONS.

a) Parité intrinsèque des hyperons.

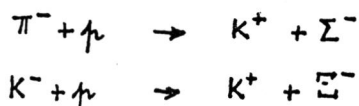
Armé du formalisme développé ci-dessus, on a pu analyser les phénomènes liés à la polarisation dans les réactions méson-nucléon et nucléon-nucléon.

A partir des formules (24) et (25), on démontre aisément l'important théorème dû à A. BOHR qui peut s'énoncer comme suit :

Soit une réaction $0 + 1/2 \rightarrow 0 + 1/2$ effectuée sur une cible polarisée, de polarisation $\vec{P}$, de particules de spin $1/2$. La section efficace différentielle est donnée par :

$$(26) \quad \sigma(\theta, \varphi) = \sigma_0(\theta) [1 + \epsilon \vec{P}_0(\theta) \cdot \vec{P}]$$

Dans cette formule $\vec{P}_0(\theta)$ est la polarisation qu'aurait la particule de spin $1/2$ après la réaction si la cible n'était pas polarisée, et ϵ est le produit $I_i I_f$ de la formule (22). On peut appliquer (26) à la détermination des parités intrinsèques des particules Σ^- et Ξ^- dans les réactions sur cible de protons polarisés



en supposant que $\vec{P}_0(\theta)$ qui intervient dans (26) a été préalablement mesuré dans une expérience sur cible non polarisée.

Au lieu d'une mesure en deux étapes qui consiste à mesurer la section efficace (26) sur cible polarisée, et la polarisation $\vec{P}_0(\theta)$ de la particule finale sur cible non polarisée, on peut faire une expérience unique où l'on mesure la polarisation moyenne $\langle \vec{P}_y \rangle$ de la particule finale sur cible polarisée.

On montre que $\langle \vec{P}_y \rangle$ est donné par

$$(27) \quad \langle \vec{P}_y \rangle = \alpha \vec{P} + \beta \vec{k} (\vec{P} \cdot \vec{k})$$

où $\vec{k}$ est l'impulsion incidente (dans le centre de masse), et que le signe de α est celui de $I_i I_f$.

b) Diffusion nucléon-nucléon.

La matrice de réaction M est dans ce cas d'ordre 4, les deux particules ayant des spins $1/2$. On montre facilement que, compte tenu des invariances de parité, renversement du sens du temps, et spin isotopique, la matrice M dépend de 5 constantes complexes pour chacune des 2 valeurs 0 et 1 du spin isotopique total (seul $I = 1$ est observable dans la diffusion proton-proton). La reconstruction de M par la détermination de ces constantes est un des buts

que se propose la diffusion proton-proton utilisant cibles et faisceaux polarisés suivant des techniques imaginées et mises au point au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay.

Parmi les paramètres observables que l'on peut définir dans la diffusion nucléon-nucléon, on peut citer les suivants. Le tenseur de dépolarisation D_{ik} défini par :

$$(28) \quad \sigma_0 D_{ik} = \frac{1}{4} T_2 \sigma_{1i} M \sigma_{1k} M^+$$

le tenseur de transmission de polarisation

$$(29) \quad \sigma_0 K_{ik} = \frac{1}{4} T_2 \sigma_{2i} M \sigma_{1k} M^+$$

le coefficient de corrélation C_{ik} avec

$$(30) \quad \sigma_0 C_{ik} = \frac{1}{4} T_2 \left\{ \sigma_{1i} \sigma_{2k} M M^+ \right\}$$

Compte tenu des invariances exprimées par les formules (22), (22'), (22''), on montre que les 3 tenseurs D_{ik} , K_{ik} , C_{ik} , ne dépendent chacun que de 4 constantes indépendantes.

La détermination de ces constantes permet, en principe, la reconstitution complète de la matrice M .

Des expériences permettant la mesure de certains coefficients C_{ik} ont été décrites.

TRAVAUX DE LABORATOIRE

M. Anatole ABRAGAM est Directeur de la Physique au Commissariat à l'Energie Atomique. Il dirige plus particulièrement l'activité scientifique d'un laboratoire d'études de la Résonance Magnétique qui comprend une quinzaine d'agents du C.E.A., quatre physiciens français et deux physiciens étrangers qui préparent des thèses ou collaborent aux travaux de recherche. Les activités de ce laboratoire, qui ont donné lieu à plusieurs exposés lors de séminaires tenus le vendredi matin après le cours, peuvent être classées pour 1967 de la façon suivante :

a) *Polarisation dynamique des noyaux.*

La recherche de nouveaux matériaux pour cibles polarisées s'est poursuivie.

L'étude commencée l'an dernier par M. HARDY sur l'hydrogène deutéré HD s'est terminée en fournissant de très intéressants résultats sur la relaxation des

protons dans ce corps. Cette étude a toutefois révélé que HD solide n'était sans doute pas un matériau approprié pour la fabrication des cibles par suite de la longueur extrême des temps de relaxation des atomes d'hydrogène qu'y créait l'irradiation aux rayons γ .

Des études sont en cours avec l'ammoniac solide NH_3 (M. GLÄTTLI).

Par ailleurs, l'utilisation possible de cristaux de double nitrate de magnésium et de lanthane dopés au dysprosium a donné lieu à de nouvelles études. Dans ces cristaux, le facteur gyromagnétique de l'électron étant très élevé, on doit pouvoir obtenir des polarisations nucléaires plus élevées pour un champ magnétique donné qu'avec le dopage au néodyme actuellement utilisé.

Des résultats très prometteurs ont déjà été obtenus par MM. ODEHNAL, EZRATTY et LOUTCHIKOV (polarisation de 70 %) ; ils nécessitent des mises au point difficiles : utilisation de générateurs d'ondes électromagnétiques de 2 mm de longueur d'onde avec des puissances de quelques watts.

b) *Effet Overhauser dans le sodium dissous dans l'ammoniac.*

L'étude de l'effet Overhauser dans la solution de sodium dans l'ammoniac liquide a montré que le couplage entre les électrons et les noyaux d'azote joue un rôle prépondérant du point de vue de la relaxation.

c) *Etudes sur l'hélium-3.*

Les études sur les impuretés dans l'hélium-3 solide se sont poursuivies de façon systématique. L'expérience a permis de préciser une hypothèse antérieure, à savoir que de très faibles quantités de noyaux d'hélium-4 perturbent beaucoup les interactions entre noyaux d'hélium-3.

d) *Résonance dans les corps supraconducteurs.*

Les recherches sur la supraconductivité se sont poursuivies : en particulier une expérience sur la résonance électronique dans un corps supraconducteur a été entreprise. Les difficultés techniques sont très importantes aussi bien pour la préparation des échantillons que pour l'observation du phénomène de résonance lui-même, mais elles sont à l'heure actuelle pratiquement surmontées du moins en ce qui concerne l'observation du signal dans l'état normal.

e) *Le ferromagnétisme nucléaire.*

Les études sur le ferromagnétisme nucléaire ont progressé de façon satisfaisante. Dans une première étape, il était nécessaire d'obtenir une polarisation nucléaire importante dans un corps riche en moments nucléaires, et ayant une structure aussi simple que possible de façon à faciliter l'interprétation théorique des résultats. On a pu polariser à plus de 35 % les noyaux de ^{19}F dans un cristal de fluorine dopé à l'uranium trivalent. Le phénomène du ferromagnétisme reste à observer et à étudier.

MISSIONS ET CONFÉRENCES

Enseignement à l'Ecole d'Eté de l'O.T.A.N. (Aix-en-Provence) consacré aux interactions hyperfines (août 1966).

Conférence et visite de laboratoires au C.E.R.N., Genève (septembre 1966).

Exposé d'ensemble sur la polarisation dynamique au XIV^e Colloque Ampère « International Conference on Magnetic Resonance and Relaxation », Ljubljana (septembre 1966).

Etablissement d'une convention de collaboration franco-soviétique pour la Physique des Hautes Energies, Vienne (septembre 1966).

Coopération franco-soviétique en Physique des Hautes Energies, Moscou (octobre 1966).

Réunion franco-allemande de physiciens organisée par le Ministère des Affaires étrangères, Heidelberg (novembre 1966).

Mission de la Société Française de Physique à l'occasion du Prix Holweck, Londres (février 1967).

Réunion consacrée à la discussion des statuts d'une Société de Physique Européenne, Londres (mai 1967).

Un colloque international sur les cibles polarisées a été organisé par le Professeur, à Saclay, du 5 au 9 décembre 1966. Il a réuni environ 200 participants.

PUBLICATIONS

A. ABRAGAM, *Relaxation and dynamic polarization by paramagnetic impurities* (Chapitre 8 de *Hyperfine Interactions*, Academic Press, 1967).

PUBLICATIONS DES TRAVAILLEURS DU LABORATOIRE

M. BORGHINI, P. ROUBEAU, C. RYTER, *A polarized proton target for high energy physics I et II* (*Nucl. Instr. Methods*, vol. 49, p. 248, 1967).

P. MONOD, J. A. COWEN, *Etude expérimentale de l'hélium-3 adsorbé à basse température* (*J. Phys. Chem. Solids*).

J. M. WINTER, *Electron spin resonance of impurities in semi-conductors* (*J. Phys. Soc. Japan*, vol. 21, suppl. 1966, p. 213).

A. LANDESMAN, *Les interactions d'échange nucléaires au voisinage d'un défaut ponctuel dans l'hélium 3 solide* (*C. R. Acad. Sc. Paris*, t. 262, p. 1532, 1966).

J. POITRENAUD, *Résonance magnétique nucléaire dans le rubidium et le césium métalliques* (J. Phys. Chem. Solids, vol. 28, p. 161, 1966).

Ch. RYTER, *Un Q-mètre adapté à la mesure de polarisations nucléaires élevées* (Nucl. Instr. Methods, vol. 49, p. 267, 1967).

J. POITRENAUD, *Contribution à l'étude de l'argent et des métaux alcalins par la résonance magnétique nucléaire* (Thèse 1966).

J. M. WINTER, K. MORIGAKI, *Electric field effect on the spin-lattice relaxation of Donor electrons in silicon* (J. Phys. Soc. Japan, vol. 21, suppl. 1966, p. 570).

J. M. DELRIEU, J. M. WINTER, *Mesure directe par résonance magnétique nucléaire de la distribution du champ magnétique dans un supraconducteur de deuxième espèce* (Solid State Communications, vol. 4, p. 545, 1966).

M. GOLDMAN, *Polarisation dynamique nucléaire par cycles de mélange thermique* (Le Journal de Physique, tome 28, p. 211, 1967).

M. GOLDMAN, *Contribution à l'étude du mélange thermique entre systèmes de spins nucléaires* (Thèse 1967).

A. LANDESMAN, R. C. RICHARDSON, E. HUNT, H. MEYER, *The spectral density for Zeeman exchange relaxation in solid helium three* (Conf. Low Temp. Phys., Moscou, 1966).

A. LANDESMAN, *Contribution à l'étude de l'hélium-trois solide par résonance magnétique nucléaire* (Thèse 1967).

M. ODEHNAL, *Polarisation dynamique des protons dans $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{11}, 24\text{H}_2\text{O}$ dopé à Dy^{3+}* (C. R. Acad. Sc. Paris, t. 263, p. 481, 1966).

M. ODEHNAL, *Relaxation nucléaire causée par des impuretés paramagnétiques fortement polarisées* (C. R. Acad. Sc. Paris, t. 264, p. 334, 1967).

M. ODEHNAL, V. PETRICEK, *Analyse du Q-mètre utilisé pour des mesures de polarisation nucléaire élevée* (Nucl. Instr. Methods).

SÉMINAIRES

Les principaux exposés du séminaire tenu à 11 heures, le vendredi, ont été :

H. GLÄTTLI : *Etude, par méthodes optiques, de la relaxation électronique dans l'éthylsulfate de cérium.*

J. M. DELRIEU : *Résonance magnétique nucléaire dans les supraconducteurs de seconde espèce.*

G. W. LEPPELMEIER : *Diffusion de spin dans CaF_2 .*

B. SAPOVAL : *Résonance magnétique nucléaire par interaction spin-hélicon.*

D. L. HUSA : *Propriétés magnétiques de solutions diluées de ^3He dans ^4He liquide.*

E. DEROUANE : *Etude de la polarisation dynamique dans le système charbon-benzène.*

M. ODEHNAL : *Polarisation et relaxation des protons dans le nitrate double de lanthane et de magnésium dopé au dysprosium.*

BEN SOUSSAN : *Résonance magnétique nucléaire dans le tellure métallique.*

P. RIGNY : *Relaxation nucléaire dans les hexafluorures.*

V. LOUTCHIKOV : *Utilisation des cibles polarisées en physique des neutrons.*

J. WINTER : *Développements récents dans la résonance électronique dans les métaux.*

H. ALLOUL : *Echos de spin dans les alliages de métaux lourds.*

J. CHARVOLIN : *Résonance magnétique nucléaire dans les petites particules métalliques.*

SOCIÉTÉS SAVANTES

Le Professeur a pris ses fonctions de Président de la Société Française de Physique pour l'année 1967.