

## Magnétisme nucléaire

M. Anatole ABRAGAM, professeur

### *Introduction*

Le cours de cette année a été consacré à la résonance magnétique nucléaire (RMN) dans les métaux purs. L'étude du rôle des impuretés, magnétiques ou non, sera peut-être abordée dans un cours ultérieur (si le Professeur arrive à comprendre d'ici là le fameux effet Kondo).

La RMN dans les métaux est dominée par l'existence des électrons de conduction. La grande conductivité des métaux a pour conséquence une atténuation et un déphasage au sein de l'échantillon du champ de radio-fréquence appliqué (effet de peau). Ce phénomène a été étudié en détail dans le cours de l'année dernière à propos de la résonance électronique. Sa conséquence pratique est la nécessité d'utiliser des échantillons divisés en grains fins, la dimension de chaque grain étant inférieure à l'épaisseur de peau. Diverses méthodes, telles que l'absorption ultrasonique et plus récemment les ondes hélicon, ont été imaginées permettant en principe l'étude de la résonance dans des échantillons métalliques massifs (monocristaux) mais malgré des résultats fort intéressants, l'usage de fines particules demeure la règle.

Un phénomène beaucoup plus fondamental est l'interaction *magnétique* entre les électrons de conduction et les spins nucléaires, qu'il est parfois commode de décrire par le champ magnétique, dit champ hyperfin, produit par les électrons et « vu » par les noyaux. La composante statique de ce champ est responsable du déplacement de fréquence des spins nucléaires (Knight shift) tandis que sa composante fluctuante provoque leur relaxation spin-réseau.

### *L'interaction hyperfine*

Cette interaction se compose de trois termes : un terme orbital dû au mouvement de la charge électronique autour du noyau et deux termes de spin, à savoir l'interaction dipolaire spin-spin électron noyau et l'interaction

scalaire spin-spin dite interaction de Fermi ou interaction de contact. Comme son nom l'indique cette dernière interaction s'annule pour tous les électrons dont la densité de présence au noyau est nulle c'est-à-dire tous sauf les électrons s. Pour ces derniers le terme de contact apporte une contribution qui dépasse en général celle des autres électrons.

La forme de l'interaction de contact peut être obtenue par deux méthodes différentes.

La première consiste à attribuer phénoménologiquement à l'électron une densité de courant de spin par la formule classique :

$$(1) \quad \mathbf{j}_s = c \operatorname{rot} \mathbf{M}_s = 2c\beta \operatorname{rot} (\rho \mathbf{s})$$

Dans (1)  $\beta$  est le magnéton de Bohr,  $\mathbf{s}$  le spin de l'électron et  $\rho = |\Psi|^2$  la densité de présence électronique.

Dans la deuxième méthode plus rigoureuse on part de l'équation de Dirac pour l'électron, équation dont la réduction aux grandes composantes permet de retrouver la formule (1).

Le problème de la structure hyperfine anormale a été discuté ensuite. On appelle ainsi l'apparition d'un fort couplage scalaire entre les spins électroniques et le spin nucléaire alors que la configuration attribuée à l'atome ou l'ion considéré ne comporte pas d'électrons s en dehors des couches fermées. L'exemple classique est celui de l'ion divalent manganèse qui comporte cinq électrons  $d$  en dehors des couches fermées, une configuration qui conduit à une interaction de contact nulle. Cette contradiction a pu être levée (Aragam, 1950, Aragam, Horowitz et Pryce, 1955) en introduisant ce que les théoriciens de la spectroscopie atomique appellent « l'interaction de configurations ». La configuration, c'est-à-dire l'ensemble des nombres quantiques individuels, principal et orbital, pour chaque électron, n'est pas rigoureusement un bon nombre quantique pour l'ensemble des électrons et l'interaction coulombienne électron-électron peut coupler entre elles des configurations différentes. Elle peut en particulier coupler à une configuration de base ne contenant pas d'électrons - s célibataires, une configuration excitée qui en comporte, apportant ainsi une contribution finie à l'interaction de contact. Cette méthode a été appliquée pour la première fois par Fermi il y a près de quarante ans pour expliquer la structure hyperfine du thallium en enrichissant la configuration de base :  $\{6 s^2, 6 p, {}^2P\}$  par une pincée de configuration excitée :  $\{6 s, 7 s, 6 p, {}^2P\}$ . Dans l'application de cette méthode aux éléments de transition par Aragam et al. intervient la modification suivante : ce sont des électrons s des couches profondes qui sont promus pour former les configurations excitées. Ainsi à la confi-

guration fondamentale du manganèse :  $C_0$  ( $3 d^5$ ) viennent se superposer les configurations excitées  $C_p$  ( $ps, Rs, 3 d^5$ ) où  $p$  prend les valeurs 1, 2, 3 et  $Rs$  est une orbite excitée à déterminer. Le calcul se fait par une méthode variationnelle inspirée de la méthode Hartree Fock, où l'on détermine à la fois les coefficients de mélange  $\alpha_p$  des configurations excitées  $C_p$  et les orbites excitées  $Rs$ . Une méthode différente, du moins en apparence, est celle de la polarisation du cœur (core polarization). Dans cette méthode, variationnelle elle aussi, on décrit l'état électronique de l'atome ou de l'ion par une configuration unique mais on attribue des densités de présence différentes aux deux électrons  $s$  d'une même couche. Contrairement à l'interaction de configuration, cette méthode a donné lieu à de nombreuses applications numériques en accord raisonnable avec les résultats expérimentaux.

On a montré toutefois dans le cours que la polarisation du cœur est mathématiquement équivalente à l'interaction de configuration et doit en principe conduire aux mêmes résultats numériques à un détail près : dans la polarisation du cœur le spin total n'est plus un bon nombre quantique et comme l'a montré J. Winter, ce formalisme manié sans précaution peut parfois conduire à des résultats absurdes comme dans le calcul de la relaxation.

### *La deuxième quantification*

La théorie de la structure hyperfine, une fois établie, est appliquée au calcul des interactions magnétiques électron-noyau dans les métaux. L'aspect dominant dans le caractère métallique est la statistique de Fermi à laquelle obéissent les électrons de conduction, qui rend leurs propriétés magnétiques profondément différentes de celles des paramagnétiques isolants. Il existe un formalisme fait sur mesure pour tenir compte automatiquement de cette statistique, c'est celui de la deuxième quantification.

Dans ce formalisme on introduit des opérateurs de création et d'annihilation  $C_{k\sigma}^+$  et  $C_{k'\sigma'}$  d'un électron dans l'état orbital  $k$  et l'état de spin  $\sigma$ . Ces opérateurs obéissent aux classiques relations d'anticommutation des fermions :

$$(2) \quad \begin{aligned} \{C_{k\sigma}^+, C_{k'\sigma'}^+\} &= \{C_{k\sigma}, C_{k'\sigma'}\} = 0 \\ \{C_{k\sigma}^+, C_{k'\sigma'}\} &= \delta_{kk'} \delta_{\sigma\sigma'} \end{aligned}$$

La fonction d'onde du système électronique est représentée comme la fonction d'onde du vide d'électrons  $|0\rangle$  à laquelle on applique une somme de produits d'opérateurs de création. Les opérateurs à une particule sont représentés par une somme de produits bilinéaires d'opérateurs de création et d'annihilation.

Donnons quelques exemples :

La composante le long de oz du spin total des électrons de conduction est représentée par la formule :

$$(3) \quad S_z = (1/2) \sum_k (C_k^+ C_k - d_k^+ d_k)$$

Dans (3)  $C_k$  correspond à un opérateur d'absorption d'un électron d'impulsion  $k$  avec le spin parallèle à  $o z$  (spin up) et  $d_k$  est relatif à un spin antiparallèle (spin down).

De même l'opérateur densité de spin au point  $R$ , indispensable pour le calcul de l'interaction hyperfine de contact

$$(4) \quad S_z(\mathbf{R}) = \sum_i s_z^i \delta(\mathbf{r}^i - \mathbf{R})$$

(où la somme se fait sur tous les électrons de conduction) peut s'écrire :

$$(5) \quad S_z(\mathbf{R}) = \frac{1}{2V} \sum_{k, k'} \exp\{-i(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \cdot \mathbf{R}\} \{C_k^+ C_{k'} - d_k^+ d_{k'}\}$$

La formule (5) est valable dans l'approximation des ondes planes ; pour les fonctions de Bloch  $u_k(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$ , elle doit être remplacée par

$$(6) \quad S_z(\mathbf{R}) = (1/2) \sum_{k, k'} \exp\{-i(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \cdot \mathbf{R}\} u_k^*(\mathbf{R}) u_{k'}(\mathbf{R}) \{C_k^+ C_{k'} - d_k^+ d_{k'}\}$$

Des expressions analogues peuvent être décrites pour  $S_+(\mathbf{R}) = S_x(\mathbf{R}) + iS_y(\mathbf{R})$  ou pour  $S_q$  défini par :

$$(7) \quad S_z(\mathbf{R}) = \frac{1}{V} \sum_g S_g e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{R}}$$

On peut également transcrire en deuxième quantification les opérateurs à deux particules, sommes de produits de deux opérateurs de création et de deux opérateurs d'absorption qui jouent un rôle important dans la transcription de la théorie BCS (Bardeen, Cooper, Schriffer) des supraconducteurs.

A l'aide de ce formalisme on a rétabli aisément les expressions de la susceptibilité électronique non locale  $\chi_q$  et de sa transformée de Fourier  $\chi(\mathbf{r})$  (voir les formules (1) et (2) du résumé du cours 1970-1971).

*Le déplacement de Knight et la relaxation nucléaire ; relaxation de Korringa*

Le déplacement de fréquence nucléaire, dû à la composante statique du champ hyperfin est proportionnel à la valeur moyenne  $\langle S_y(\mathbf{R}) \rangle$  à son tour proportionnelle à l'aimantation totale  $M_z = \gamma \hbar \langle S_z \rangle$  et donc au produit du champ appliqué  $H_0$  par la susceptibilité statique de spin  $\chi_s$ . Il est également proportionnel (comme le montre la formule (6)) à la densité de présence de l'électron à l'origine. Le résultat est donné par la formule :

$$(8) \quad K = \frac{\Delta H}{H_0} = \frac{8 \pi}{3} \langle |\Psi_0^2| \rangle_F \Omega \chi_s$$

Dans (8),  $\Delta H$  est le déplacement de fréquence (exprimé en gauss),  $\langle |\Psi_0^2| \rangle_F$  la valeur moyenne du module de la fonction d'onde au niveau de Fermi (normalisée à l'unité dans la cellule unité),  $\Omega$  le volume de la cellule unité. (8) ne représente que la contribution de l'interaction de contact. L'interaction dipolaire spin-spin, toujours beaucoup plus faible, est nulle en symétrie cubique et l'interaction orbitale ne fournit qu'une contribution du second ordre par suite de l'annulation au premier ordre (quenching) de la valeur moyenne de l'interaction orbitale.

Le processus élémentaire responsable de la relaxation nucléaire par les électrons de conduction peut se décrire comme une collision inélastique entre un spin nucléaire et un spin électronique d'orientations opposées (pour une interaction scalaire). Au cours de la collision les deux spins basculent en sens inverse (flip-flop), l'énergie requise par le flip-flop étant fournie ou absorbée aux dépens de l'énergie cinétique de l'électron de conduction. Les degrés de liberté de spin et d'orbite des électrons étant en équilibre thermique il y a là un mécanisme pour amener les spins nucléaires à la même température. Le caractère métallique se manifeste par le fait que par suite de la statistique de Fermi seule la fraction  $(k_B T/E_F) \ll 1$  ( $E_F$  énergie de Fermi) des électrons de conduction est susceptible d'effectuer un tel flip-flop. Le temps de relaxation se calcule facilement à partir de l'interaction hyperfine par la théorie des perturbations et donne :

$$(9) \quad \frac{1}{T_1} = \frac{\pi}{\hbar} \left( \frac{8 \pi}{3} \gamma_s \hbar \right)^2 \left( \frac{\gamma_n \hbar}{2} \right)^2 g_F^2(E) \{ \Omega |\Psi|^2 \}^2 k_B T$$

Dans (9)  $\gamma_s$  et  $\gamma_n$  sont les facteurs magnétogyriques de l'électron et du noyau et  $g_F(E)$  la densité d'états des électrons de conduction au niveau de Fermi (par niveau d'énergie et unité de volume). La formule (9) ne tient compte que de l'interaction hyperfine de contact. Il convient de noter que,

contrairement au déplacement de Knight, la relaxation due à l'interaction dipolaire ne s'annule pas, même en symétrie cubique, non plus que la relaxation orbitale. Néanmoins leurs contributions, en général beaucoup plus petites et toujours beaucoup moins faciles à calculer que la relaxation de contact, sont négligées en général.

Des formules (8) et (9) on déduit la fameuse relation de Korringa entre le temps de relaxation et le déplacement de Knight

$$(10) \quad K^2 = \frac{\hbar}{4 \pi k_B} (TT_1)^{-1} \left( \frac{\gamma_s}{\gamma_n} \right)^2$$

qu'il est commode de récrire :

$$(10') \quad K \approx \left( \frac{\gamma_s}{\gamma_n} \right) (TT_1)^{-1/2} \cdot 0,8 \times 10^{-6}$$

ou encore

$$(10'') \quad K \approx (TT_1)^{-1/2} \times \frac{2,25}{f_v} \times 10^{-2}$$

Dans cette dernière formule  $f_v$  est la fréquence nucléaire de résonance (donnée dans les tables Varian, en mégahertz dans un champ de 10 kilogauss).

#### *Relaxation nucléaire à très basse température*

La formule (9) peut donner l'impression erronée que le temps de relaxation devient infini lorsque la température tend vers zéro. En réalité il n'en est rien. Un calcul plus élaboré montre qu'il convient de remplacer dans (9)  $k_B T$  par  $(\hbar \omega_n / 2) \coth(\hbar \omega_n / 2 k_B T)$  qui se réduit bien à  $k_B T$  pour  $\hbar \omega_n \ll k_B T$  mais tend vers la valeur constante  $(\hbar \omega_n / 2)$  lorsque  $T \rightarrow 0$ . La raison physique de cet état de chose est claire : à température nulle, la distribution de Fermi a un front raide, aucun électron ne peut y pénétrer en cédant de l'énergie aux noyaux et seuls peuvent être excités hors de cette distribution les électrons qui reçoivent des noyaux l'énergie  $\hbar \omega_n$  c'est-à-dire seulement ceux dont l'énergie diffère de l'énergie de Fermi d'une quantité inférieure à  $\hbar \omega_n$ . La fraction des électrons qui contribuent à la relaxation n'est donc plus alors  $(k_B T / E_F)$  mais  $(\hbar \omega_n / E_F)$ .

Une autre particularité de la relaxation à très basse température ( $k_B T \leq \hbar \omega_n$ ) concerne son caractère non exponentiel. Il est bien connu qu'à haute température ( $\hbar \omega_n \ll k_B T$ ) et pour des spins  $I > 1/2$  (pour

$I = 1/2$  le problème ne se pose pas) un mécanisme de relaxation magnétique conduit à une variation exponentielle de l'aimantation nucléaire  $\langle I_z \rangle$  et ceci aussi bien dans le cas où les interactions spin-spin maintiennent une température de spin nucléaire, que dans le cas contraire. Au contraire, lorsque  $\hbar \omega_n \geq k_B T$  la relaxation n'est plus exponentielle et ne peut plus être décrite par un seul temps de relaxation.

*Relaxation nucléaire en bas champ*

Les expériences de RMN se font dans des champs élevés c'est-à-dire grands par rapport au champ local. Le problème de la relaxation en bas champ s'est posé pour la première fois à propos de l'étude de la relaxation nucléaire dans les supraconducteurs de 1<sup>re</sup> espèce car les champs élevés ont pour effet de les faire passer à l'état normal. Pour mesurer un temps de relaxation dans un supraconducteur la séquence suivante est utilisée : a) les spins nucléaires atteignent leur polarisation d'équilibre dans un champ élevé  $H_0$  où l'échantillon est à l'état normal, b) l'échantillon est désaimanté adiabatiquement jusqu'à un champ  $H$  plus petit que le champ critique  $H_c$ , c) il demeure au champ  $H$  dans l'état supraconducteur pendant un temps  $t$ , d) il est réaimanté adiabatiquement jusqu'au champ initial  $H_0$  et la perte d'aimantation nucléaire est mesurée. L'expérience est répétée pour d'autres valeurs de  $t$  ce qui permet, moyennant certaines corrections, d'en déduire la relaxation dans l'état supraconducteur. Pour pouvoir interpréter les résultats il est nécessaire de posséder une théorie de la relaxation nucléaire dans les champs bas c'est-à-dire inférieurs au champ local.

Cette théorie repose essentiellement sur deux hypothèses :

- a) l'énergie Zeeman  $Z$  et l'énergie spin-spin  $\mathcal{H}_I$  des spins nucléaires ont a priori des temps de relaxation différents  $T_z$  et  $T_I$  ;
- b) le couplage qui existe entre ces deux systèmes est suffisamment fort pour que l'on puisse leur attribuer la même température de spin.

Dans ces conditions on montre facilement que le temps de relaxation unique de l'énergie totale  $\langle \mathcal{H} \rangle = \langle Z \rangle + \langle \mathcal{H}_I \rangle$  est donnée par la formule :

$$(11) \quad (1/T_I) = (1/T_z) \frac{H^2 + \delta H_L^2}{H^2 + H_L^2}$$

où  $\delta = (T_z/T_I)$  et  $H_L$  est le champ local défini par la formule classique :

$$(12) \quad (H_L^2/H^2) = \text{Trace} \{ \mathcal{H}_I^2 \} / \text{Trace} \{ Z^2 \}$$

La formule (11) est bien vérifiée par l'expérience et permet une détermination de  $\delta$  qui est, en général, de l'ordre de 2. Sa valeur dépend de la

cohérence entre les champs hyperfins fluctuants « vus » par deux spins nucléaires voisins et aussi du type d'interaction, scalaire ou dipolaire, entre les spins nucléaires.

La cohérence des champs hyperfins se traduit mathématiquement par le coefficient  $\varepsilon_{ij}$  donné par :

$$(13) \quad \varepsilon_{ij} = \frac{\langle \mathbf{S}(\mathbf{R}_i) \cdot \mathbf{S}(\mathbf{R}_j) \rangle}{\langle \mathbf{S}(\mathbf{R}_i) \cdot \mathbf{S}(\mathbf{R}_i) \rangle}$$

Le calcul de  $\delta$  à partir des  $\varepsilon_{ij}$  est grandement simplifié par la brièveté du temps de corrélation du champ hyperfin, beaucoup plus court que les périodes de Larmor, électronique et nucléaire. Dans le cas où l'interaction spin-spin est purement scalaire, de la forme  $\mathcal{H}_I = \sum_{i < j} A_{ij} \mathbf{I}_i \cdot \mathbf{I}_j$  on trouve

$$(14) \quad \delta_s = [2 \sum_{i < j} A_{ij}^2 (1 - \varepsilon_{ij})] / [\sum_{i < j} A_{ij}^2]$$

On remarque sur (14) que  $\delta_s$  s'annule pour  $\varepsilon_{ij} = 1$ , c'est-à-dire pour une corrélation complète entre les divers champs hyperfins fluctuants. Ce résultat est attendu, car l'interaction scalaire  $\mathcal{H}_I$  commute alors avec l'Hamiltonian de relaxation dû à un champ hyperfin fluctuant uniforme. Pour  $\varepsilon_{ij} = 0$  c'est-à-dire pour une corrélation nulle des champs hyperfins fluctuants on trouve  $\delta_s = 2$  ce qui traduit simplement le caractère bilinéaire de l'interaction spin-spin  $\mathcal{H}_I$  opposé au caractère linéaire de l'interaction Zeeman. Pour une interaction spin-spin purement dipolaire de la forme

$$(15) \quad \mathcal{H}_I = \sum_{i < j} B_{ij} \{ \mathbf{I}_i \cdot \mathbf{I}_j - 3 (\mathbf{I}_i \cdot \mathbf{n}_{ij}) (\mathbf{I}_j \cdot \mathbf{n}_{ij}) \}$$

on trouve :

$$(16) \quad \delta_D = [2 \sum_{i < j} B_{ij}^2 (1 + \varepsilon_{ij})] / [\sum_{i < j} B_{ij}^2]$$

On retrouve  $\delta_D = 2$  en absence de corrélation mais  $\delta_D = 3$  pour une corrélation complète. Enfin au cas où les interactions scalaires et dipolaires sont présentes simultanément on trouve :

$$(17) \quad \delta = (H^2 + \delta_S H_{LS}^2 + \delta_D H_{LD}^2) / (H^2 + H_{LS}^2 + H_{LD}^2)$$

Dans (17)  $H_{LS}$  et  $H_{LD}$  représentent les champs locaux résultant respectivement de l'interaction scalaire ou de l'interaction dipolaire par la formule (12).

Toutes ces formules sont valables pour une espèce unique de spins nucléaires. Le cas d'un échantillon contenant plusieurs espèces se traite de façon similaire mais les formules se compliquent quelque peu.

Tout ce qui vient d'être dit pour la relaxation en champ bas se transpose avec des changements mineurs à la relaxation dans le référentiel tournant c'est-à-dire en présence d'un fort champ de radiofréquence. L'expérimentation en est grandement simplifiée. Sur le plan théorique le seul changement est dans la valeur du champ local  $H_{LD}$ , l'Hamiltonien dipolaire (15) devant être remplacé par l'Hamiltonien tronqué de Van Vleck.

La comparaison entre les valeurs mesurées et calculées de  $\delta$  n'est pas très satisfaisante pour les métaux alcalins. C'est ainsi que pour le sodium par exemple  $\delta_{\text{exp}} \approx 2.15$  alors que  $\delta_{\text{theor}} \approx 2.03$ . Un désaccord similaire existe pour le lithium.

Leur origine n'est pas comprise à l'heure actuelle.

#### *L'effet Overhauser*

Overhauser avait montré en 1953 que la saturation de la résonance des électrons de conduction dans les métaux avait pour effet de doter les spins nucléaires d'un facteur de Boltzmann,  $\exp \{ \hbar (s\omega_s - \omega_n) / k_B T \}$  (au lieu de  $\exp \{ - \hbar \omega_n / k_B T \}$ ) c'est-à-dire de leur transférer, au cas où le facteur de saturation  $s$  était voisin de l'unité, une polarisation comparable à celle d'électrons suivant une statistique de Boltzmann (et non de Fermi). Ses calculs ont été repris et précisés dans le cours et les vérifications expérimentales de cette prédiction, qui avait surpris à l'époque, ont été énumérés (augmentation de la polarisation nucléaire et déplacement de la raie électronique ou D-shift). Comme l'ont montré un certain nombre d'auteurs (F. Bloch, A. Abragam, C. Kittel) la statistique de Fermi qui jouait un rôle important dans le raisonnement d'Overhauser n'est en fait nullement essentielle et l'effet Overhauser peut être observé toutes les fois que le couplage aléatoire électron-noyau responsable de la relaxation nucléaire possède un temps de relaxation court. Les résultats d'Overhauser ont été étendus avec les modifications nécessaires aux cas d'une statistique de Boltzmann des spins électroniques, au cas d'une interaction dipolaire électron-noyau, enfin au cas des champs bas comparables au champ local (Abragam, 1955, 1961).

#### *Les interactions indirectes entre spins nucléaires*

Outre les interactions dipolaires magnétiques habituelles il existe entre les spins nucléaires des interactions d'un autre type, dites interactions indirectes qui opèrent par l'intermédiaire des électrons de conduction. On peut les décrire qualitativement de la façon suivante. Un spin nucléaire  $\mathbf{I}_i$  localisé

au point  $\mathbf{R}_i$  créée par son interaction de contact avec les électrons de conduction un champ magnétique localisé  $\mathbf{H}(\mathbf{r}) \propto \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i)$  « vu » par les électrons. Il en résulte au point  $\mathbf{R}_j$  une aimantation électronique  $\mathbf{M}_i(\mathbf{R}_j)$  proportionnelle à la susceptibilité non locale  $\chi(\mathbf{R}_j - \mathbf{R}_i)$ . Cette aimantation  $\mathbf{M}_i(\mathbf{R}_j)$  interagit avec le spin nucléaire  $\mathbf{I}_j$ , placé au point  $\mathbf{R}_j$ . L'ensemble de ces interactions correspond à une interaction bilinéaire scalaire entre les spins  $\mathbf{I}_i$  et  $\mathbf{I}_j$  de la forme  $W_{ij} \mathbf{I}_i \cdot \mathbf{I}_j$ . Le coefficient  $W_{ij}$  se calcule facilement à partir de la susceptibilité non locale des électrons de conduction donnée par la formule (2) du cours 1970-1971. On trouve :

$$(18) \quad W_{ij} = \left( \frac{8\pi}{3} \gamma_n \hbar \right)^2 \frac{k_F^3}{\pi} F(x) [\Omega | \Psi |^2] \chi_0$$

Dans (18)  $k_F$  est le vecteur d'onde au niveau de Fermi,  $\chi_0$  la susceptibilité statique des électrons,  $x$  le produit sans dimensions  $k_F \cdot |\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j|$  et  $F(x)$  la fonction

$$(19) \quad F(x) = \frac{x \cos x - \sin x}{x^4}$$

Les autres grandeurs figurant dans (18) ont été définies précédemment.

L'ordre de grandeur de (18) s'obtient par la formule

$$(20) \quad (W_{ij}/E_F) = (4K \gamma_n / \gamma_s)^2 \pi F(x)$$

où le Knight shift  $K$  est donné par (8). Grâce à la relation de Korringa (20) peut encore se mettre sous la forme très simple :

$$(21) \quad \frac{W_{ij}}{\hbar} = \frac{4}{T_1} \left( \frac{T_F}{T} \right) F(x)$$

Dans (21)  $T_F$  est la température de Fermi :  $T_F = (E_F/k_B)$ .

Sur la formule (18) on voit que l'interaction  $W_{ij}$  est d'autant plus grande que la probabilité de présence des électrons de conduction au noyau  $|\Psi(o)|^2$  est plus grande, c'est-à-dire que la charge nucléaire est plus élevée. C'est ainsi que les interactions indirectes, négligeables dans le lithium et le sodium, excèdent d'un ordre de grandeur les interactions dipolaires dans un métal lourd comme le thallium.

Les interactions indirectes peuvent être mesurées expérimentalement par plusieurs méthodes dont la plus efficace est l'étude de la résonance dans le

référentiel tournant. Cette étude qui fournit des valeurs du champ local  $H_L$ , auquel les interactions indirectes fournissent une contribution, a été poursuivie systématiquement par M<sup>me</sup> Poitrenaud.

Comme dans le cas de la relaxation les interactions hyperfines, autres que l'interaction de contact, fournissent à l'interaction indirecte des contributions à la fois plus petites et plus difficiles à calculer.

### *La relaxation nucléaire dans les supraconducteurs de première espèce*

L'explication du comportement de la relaxation nucléaire dans le passage de l'état normal à l'état supraconducteur a été un des triomphes majeurs de la théorie BCS. La plus grande partie des leçons consacrées à ce problème a consisté en un exposé des principes de la théorie BCS qu'il était nécessaire de connaître pour comprendre la relaxation nucléaire dans les supraconducteurs. Il existe d'excellents exposés de cette théorie et il n'y a pas lieu de les résumer ici.

Il y a deux points essentiels dans le comportement des supraconducteurs qui y rendent la relaxation nucléaire très différente de ce qu'elle est dans les métaux normaux. Le premier est l'existence d'une valeur minimale  $\Delta$  ou « gap » pour l'énergie d'une excitation élémentaire dans l'état supraconducteur. Il en résulte en particulier qu'à très basse température le temps de relaxation tend vers l'infini comme  $\exp(\Delta/k_B T)$ . Toutes les théories qui prévoient un « gap » d'énergie conduisent à une telle variation de  $T_1$  avec la température.

Un test beaucoup plus crucial de la théorie BCS est ce que l'on appelle le facteur de cohérence. Chaque excitation élémentaire dans un supraconducteur comporte une absorption d'un électron de spin et impulsion donnés et une création avec spin et impulsion opposés. La superposition de ces deux processus se fait avec des *amplitudes* cohérentes. Il en résulte qu'en passant de l'état normal à l'état supraconducteur l'amplitude de probabilité d'un processus électronique peut se trouver réduite ou exaltée suivant la nature de ce processus. On montre que suivant que l'interaction est invariante par renversement du sens du temps comme c'est le cas par exemple pour l'absorption d'ultrasons, ou au contraire change de signe avec ce renversement, on a respectivement l'un ou l'autre cas. L'augmentation abrupte du taux de relaxation nucléaire, en passant de l'état normal à l'état supraconducteur contrastée avec son absence pour l'absorption ultrasonore, constitue le test crucial mentionné plus haut.

## TRAVAUX DE LABORATOIRE

M. Anatole Abragam dirige, au Commissariat à l'Energie Atomique, l'activité du Groupe de Résonance magnétique du Service de Physique du Solide et de Résonance magnétique. Ce groupe comporte actuellement quinze chercheurs, dont quatre boursiers de thèse et deux collaborateurs étrangers, et un ingénieur chimiste. Il dispose du support technique de huit techniciens.

Les travaux du laboratoire au cours de l'année 1971-1972 sont résumés ci-dessous.

### a) *Etude du méthane solide à basse température*

Cette étude, entreprise depuis plusieurs années, a abouti cette année à des résultats notables.

Dans le solide, les énergies de rotation des molécules de méthane sont comparables aux énergies d'interaction entre molécules. Le nombre quantique de rotation  $J$  demeure un bon nombre quantique mais les séparations d'énergie entre multiplets sont très différentes de ce qu'elles sont dans la molécule libre. Il existe en outre une relation entre le nombre quantique de rotation  $J$  et le nombre quantique de spin nucléaire  $I$ , imposée par les conditions de symétrie de la fonction d'onde totale de la molécule.

La séparation d'énergie entre le niveau fondamental  $J = 0, I = 2$  de symétrie A, et le premier niveau excité  $J = 1, I = 1$ , de symétrie T, a été mesurée au moyen d'une méthode originale de conversion résonante. Des radicaux libres ont été créés par irradiation aux rayons  $\gamma$  dans des échantillons de  $\text{CH}_4$  solides. Ces impuretés ont un double effet : d'une part le champ inhomogène qu'elles créent à l'emplacement des molécules de  $\text{CH}_4$  mélange les états de spin et accélère la conversion entre espèces A et T ; d'autre part en présence d'un champ magnétique tel que l'interaction Zeeman des centres paramagnétiques soit égale à la séparation d'énergie entre états A et T, il se produit un phénomène résonant se manifestant par un pic dans la vitesse de conversion.

La mesure physique effectuée est celle du temps de relaxation  $T_1$  des protons, d'autant plus court que la concentration de l'espèce T est plus grande. Sa variation au cours du temps permet d'obtenir la vitesse de conversion du méthane.

L'étude en fonction du champ magnétique de cette vitesse de conversion a permis de déterminer la position et la largeur des niveaux de rotation, ce qui constitue un apport important pour la compréhension physique du méthane solide.

(Glättli, Sentz.)

b) *Etude des structures de vortex dans les supraconducteurs de type I*

Cette étude a connu cette année des développements aussi bien théoriques qu'expérimentaux.

Du point de vue théorique, le très important désaccord observé entre l'expérience et la théorie d'Abrikosov dans le cas des supraconducteurs purs a trouvé une explication physique. La résonance magnétique nucléaire a permis d'observer que le champ magnétique  $H_v$  au cœur d'un vortex était très supérieur au champ extérieur  $H_e$ , contrairement aux prédictions de la théorie d'Abrikosov. La raison physique en est que, dans les supraconducteurs purs, le libre parcours moyen des électrons est très supérieur au pas du réseau de vortex et qu'ils subissent sur celui-ci une diffraction cohérente. Il en résulte au cœur des vortex des courants électriques beaucoup plus importants que prévus par Abrikosov, qui donnent naissance au grand champ  $H_v$  observé. Cette théorie est confirmée par des résultats de mesure de diffraction des neutrons sur le réseau de vortex dans le Niobium.

Du point de vue expérimental, après une étude du réseau de vortex statique, on a entrepris dans un alliage de plomb-thallium une étude de son mouvement de translation uniforme en présence d'un champ électrique  $E$  lorsque le courant dépasse la valeur critique. La raie de résonance nucléaire est affinée par le mouvement lorsque la vitesse de défilement des vortex aboutit à une modulation du champ local plus rapide que la largeur de la raie de résonance en régime statique (exprimé en unités de fréquence), ce qui permet d'obtenir la vitesse de déplacement du réseau de vortex. Des efforts sont entrepris pour effectuer une étude plus détaillée de ce régime. En particulier l'étude de la direction de propagation dans un milieu monocristallin devrait permettre de comprendre les résultats de mesures d'effet Hall, jusque là très peu reproductibles.

(Delrieu.)

c) *Etude du Fluorure de cadmium semi-conducteur*

Le fluorure de cadmium dopé avec des impuretés trivalentes devient semi-conducteur après réduction à haute température sous vapeur de cadmium

métallique. Les ions trivalents utilisés dans l'étude présente sont des ions  $Y^{3+}$ . Les expériences effectuées cette année, jointes aux mesures antérieures, ont permis d'établir les résultats suivants :

— La susceptibilité électronique, mesurée en fonction de la température pour diverses concentrations de dopant, suit la loi de Curie ;

— Les mesures de déplacement de la fréquence électronique sous l'effet du champ nucléaire (« D-shift ») ont montré que les noyaux  $^{19}F$  ne voient que la moyenne thermique du champ hyperfin électronique, en contradiction avec le modèle du saut par excitation thermique et effet tunnel entre deux sites (modèle du « Hopping »).

L'expérience a révélé l'existence d'un couplage thermique entre les énergies Zeeman des spins de  $^{19}F$  situés loin des impuretés et ceux qui en sont suffisamment proches pour être soumis à un champ hyperfin de l'ordre de 100 gauss. Une hypothèse plausible est que ce couplage se fait par l'intermédiaire d'un réservoir thermique constitué par les interactions spin-spin électroniques.

On a effectué une mesure du déplacement de Knight des spins de fluor éloignés des impuretés en modulant la polarisation électronique. La modulation du déplacement de Knight ainsi produite peut être comparée à une modulation connue du champ magnétique. Pour une concentration de 1 % des ions  $Y^{3+}$  on trouve  $K = \Delta H/H = 0,1 \%$ .

La variation thermique du temps de relaxation nucléaire  $T_1 \propto T^{-1/2}$  pour  $0,5^\circ K \leq T \leq 50^\circ K$  n'a pu être expliquée. Une telle variation est également en contradiction avec le modèle du « Hopping ».

(Roinel.)

#### d) *Etude des impuretés $^4He$ dans l'hélium trois solide*

Le spectromètre de résonance nucléaire à impulsions a été perfectionné et permet actuellement un enregistrement automatique des hauteurs des signaux de précession libre, des signaux d'échos de spin, des intervalles entre impulsions. Un tel dispositif est particulièrement bien adapté à l'étude par impulsions de systèmes ayant des  $T_1$  de plusieurs minutes et permet par ailleurs l'analyse facile des résultats expérimentaux sur ordinateur. Les expériences en cours ont pour but de chiffrer les attractions élastiques entre impuretés  $^4He$  dont l'influence sur le temps de relaxation a déjà été mise en évidence. Divers modèles théoriques peuvent être élaborés (interaction des champs de contrainte, interaction par phonons virtuels) ; il est donc important de bien connaître la variation des attractions élastiques avec le volume molaire pour élucider leur mécanisme.

(Bernier, Deville, Landesman.)

e) *Etude des impuretés  $^3\text{He}$  dans l'hélium quatre solide*

Cette étude est à l'heure actuelle purement théorique. Elle fut suscitée par des expériences faites à l'Université Cornell. Le problème consiste à étudier le mouvement de diffusion des impuretés  $^3\text{He}$  en présence d'une interaction élastique grande par rapport à la fréquence de transposition isotopique par effet tunnel. Diverses méthodes (méthode des moments, méthode de la sommation partielle de Résibois, utilisation de la formule de Kubo) permettent de prévoir la variation avec la concentration et l'ordre de grandeur tant du coefficient de diffusion que des temps de relaxation.

(Winter, Landesman.)

f) *Relaxation électronique des ions de Kramers en symétrie cubique*

On a développé un formalisme d'Hamiltonien de spin pour décrire la relaxation spin-réseau par effet direct d'un système  $S = 1/2$ ,  $I = 1/2$  avec couplage hyperfin en symétrie cubique. On a montré que, lorsque  $J$  est un bon nombre quantique les probabilités des transitions directes ( $|\Delta m| = 1$ ,  $\Delta M = 0$ ) aussi bien que des transitions diagonales ( $|\Delta m + M| = 0, 2$ ) peuvent être exprimées pour toutes les orientations du champ magnétique en fonction de trois paramètres. Une méthode originale a été mise au point pour mesurer les probabilités de transitions diagonales en étudiant les transferts de populations entre raies hyperfines, méthode nécessitant l'utilisation de champs élevés et de basses températures.

Des mesures effectuées sur les ions  $\text{Tm}^{2+}$  dans  $\text{CaF}_2$  et  $\text{SrF}_2$  ont permis d'établir la cohérence interne de la théorie et de déterminer les valeurs des paramètres. Elles ont prouvé en particulier l'existence d'un mécanisme de relaxation par la partie rotationnelle des modes de phonons, dont l'efficacité est comparable à ce que l'on calcule avec un modèle de Debye.

(Abragam, Jacquinet, Chapellier, Goldman.)

g) *Résonance électrique des centres chargés dans l'hélium quatre liquide*

L'hélium quatre est ionisé par l'impact d'électrons d'une énergie de quelques keV. Les centres ainsi créés sont d'une part des ions  $\text{He}_2^+$  solvatés (modèle de la boule de neige) et des électrons localisés chacun dans une cavité sphérique de diamètre déterminé par l'équilibre entre l'énergie cinétique de l'électron, l'énergie de surface de la cavité et son énergie de pression (modèle de la bulle). Ces centres chargés peuvent être séparés par un champ électrique. Lorsqu'un centre s'approche de la surface, il est piégé à faible distance de celle-ci sous l'effet combiné du potentiel de surface répulsif

et du potentiel électrique attractif. Ces potentiels étant bien connus, la fréquence de résonance électrique du centre chargé dans son puits de potentiel permet de déterminer sa masse effective.

L'expérience a été effectuée à 1° K. L'ionisation était provoquée par les électrons de désintégration d'une source de tritium immergée dans l'hélium.

Les masses des centres positifs ont été déterminées avec une précision très supérieure à celle des mesures réalisées jusque là, qui étaient beaucoup plus indirectes.

(Poitrenaud, Williams.)

#### h) *Etude de la mobilité des ions dans l'hélium solide*

Cette étude de longue haleine consiste à déduire la mobilité des ions de la mesure de leurs temps de transit entre deux électrodes. Les ions sont créées par les électrons secondaires émis par l'une des électrodes soumise à une impulsion de rayons X. Une part importante du travail de cette année a été la construction d'une cellule expérimentale de conception nouvelle destinée à assurer l'homogénéité et la constance de la température dans l'ensemble de la cellule malgré l'apport de chaleur des rayons X. Des mesures systématiques sont en cours, qui portent sur la mobilité des ions et l'intensité du courant de régime permanent en fonction de la température et du volume molaire. Les mesures sont pour le moment limitées à des monocristaux d'hélium quatre.

Les résultats ont mis en évidence la création d'une charge d'espace par piégeage d'ions négatifs selon un mécanisme non encore élucidé. Des anomalies observées dans le temps de vol des ions positifs font soupçonner l'existence d'ions doublement chargés, en plus des ions simplement chargés que l'on considère habituellement.

(Marty, Williams.)

#### i) *Antiferromagnétisme nucléaire*

Les études sur l'antiferromagnétisme nucléaire ont fourni cette année peu de résultats nouveaux. Elles ont été surtout consacrées à l'amélioration des appareillages et du contrôle des conditions opératoires et à la préparation d'étapes expérimentales nouvelles.

Les études de l'antiferromagnétisme dans  $\text{CaF}_2$  ont confirmé l'importance perturbatrice d'une faible proportion d'impuretés paramagnétiques ( $6 \times 10^{-5} \text{Tm}^{2+} / \text{F}^-$ ) sur la susceptibilité perpendiculaire aussi bien dans les domaines paramagnétiques qu'antiferromagnétique. De nouvelles méthodes de mesure des susceptibilités perpendiculaires et parallèles ont été expérimentées. La

forme des signaux de passage rapide à faible entropie semblent indiquer l'existence de transitions antiferromagnétiques du premier ordre accompagnées d'hystérésis. Tout nouveau progrès semblant maintenant conditionné par l'obtention de temps de relaxation spin-réseau très longs, un cryostat à dilution a été élaboré permettant d'effectuer des mesures à une température de réseau de l'ordre de  $0,1^\circ$  K. Les essais de ce cryostat sont en cours.

(Chapellier, Jacquinot.)

Des études de polarisation dynamique de LiF sont en cours, dans le but de produire des états antiferromagnétiques dans ce système. Un important appareillage électronique a été élaboré et mis en place. L'étude de la polarisation a été faite principalement avec une irradiation à 4 mm. Les centres paramagnétiques sont produits par irradiation aux neutrons. De nombreux essais ont été faits quant à l'influence de la durée et de la température d'irradiation aux neutrons, et quant à la géométrie des systèmes d'hyperfréquences. La polarisation maximum du fluor obtenue jusque là est de l'ordre de 40 %. On a observé que les temps de relaxation (et de polarisation) sont les mêmes pour les noyaux de  ${}^7\text{Li}$  et de  ${}^{19}\text{F}$ , et que leurs polarisations de régime correspondent pour ces deux espèces à des températures Zeeman égales. Ces faits militent en faveur de l'existence d'un fort couplage entre les interactions Zeeman nucléaires et un réservoir spin-spin électronique. Les essais de polarisation se poursuivent dans un champ de 50 kOe avec une irradiation d'hyperfréquence à 2 mm.

(Bouffard, Cox.)

#### j) Résonance nucléaire des neutrons - Pseudomagnétisme nucléaire

Cette expérience, effectuée en collaboration avec le Groupe de Diffraction des neutrons du Service de Physique du Solide et de Résonance magnétique (Mériel, Bachella, Pinot) a mis en évidence l'existence d'un phénomène nouveau : le pseudomagnétisme nucléaire. L'amplitude de la diffusion cohérente vers l'avant d'un neutron sur un noyau présente un terme dépendant du produit scalaire des spins des deux particules, qui provient des interactions fortes neutron-noyau :  $a = a_0 + a_n$  I.S. Se laissant guider par l'analogie formelle avec la diffusion d'un neutron sur un ion paramagnétique (dans laquelle le terme dépendant du spin provient des interactions *magnétiques* neutron-ion), on prévoit que la présence d'une cible de noyaux polarisés modifie la fréquence de précession du spin du neutron d'une quantité proportionnelle au nombre des noyaux, à leur polarisation, et au coefficient  $a_n$ . Cette analogie permet de définir un moment pseudomagnétique  $\mu^*$  d'une espèce nucléaire et un champ pseudomagnétique  $H^* = \alpha P$  d'une cible polarisée, où P est la polarisation nucléaire.

L'expérience a consisté à provoquer la modification résonante de la direction de spin d'un faisceau de neutrons polarisés traversant une cible de protons polarisés (cible de nitrate double de lanthane et de magnésium) et à détecter cette modification au moyen d'un analyseur de polarisation de neutrons. La polarisation nucléaire et la valeur du champ magnétique étaient ajustés de façon que les fréquences de résonance des protons et des neutrons coïncident. Le basculement du spin des neutrons était assuré par le champ pseudomagnétique tournant d'une petite composante de la polarisation nucléaire perpendiculaire au champ magnétique appliqué. Cette expérience a été possible sous cette forme grâce à la grande valeur du coefficient  $a_n$ , pour la diffusion neutron-proton.

Un nouveau dispositif expérimental est actuellement en cours de montage qui devrait permettre, par une mesure directe de l'angle de précession du spin des neutrons traversant une cible, de déterminer les valeurs des coefficients  $a_n$ , même très faibles, d'un très grand nombre de noyaux à spin non nul, c'est-à-dire d'enrichir d'une nouvelle donnée quantitative la liste des propriétés caractéristiques des noyaux atomiques.

(Abragam, Glättli.)

#### MISSIONS ET CONFÉRENCES

27 juin - 9 juillet 1971 : Ecole d'été sur la Physique des basses températures, Grenoble.

30 août - 2 septembre 1971 : Conférence sur les Cibles polarisées, Berkeley.

16-21 janvier 1972 : 3 conférences sur l'antiferromagnétisme et le pseudo-magnétisme nucléaire, Université d'Helsinki.

#### PUBLICATIONS

A. ABRAGAM (en collaboration avec G. L. BACHELLA, C. LONG, P. MERIEL, J. PIESVAUX et M. PINOT), *Measurement of the spindependent part of the scattering amplitude of slow neutrons on  $F^{19}$  using a polarized beam and a polarized target* (Conférence de Berkeley, août 1971).

A. ABRAGAM (en collaboration avec M. CHAPPELLIER, M. GOLDMAN, J.-F. JACQUINOT, VU HOANG CHAU), *A « clean » example of large dynamic polarization of  $F^{19}$  in  $CaF_2$*  (Conférence de Berkeley, août 1971 — 2nd International Conference on Polarized Targets).

A. ABRAGAM (en collaboration avec G. L. BACHELLA, C. LONG, P. MERIEL, J. PIESVAUX et M. PINOT), *Measurement of the spindependent part of the scattering amplitude of slow neutrons on  $^{19}\text{F}$  using a polarized beam and a polarized target* (*Phys. Rev. Let.*, 28, p. 805, 1972).

A. ABRAGAM (en collaboration avec G. L. BACHELLA, G. GLÄTTLI, J. PIESVAUX et M. PINOT), *Résonance « pseudo-magnétique » du neutron induite par un champ nucléaire de radiofréquence* (*C. R. Acad. Sci.*, 274, p. 423, 1972).

A. ABRAGAM (en collaboration avec J.-F. JACQUINOT, M. CHAPPELLIER et M. GOLDMAN), *Spin-lattice relaxation of Kramers doublets with hyperfine structure in cubic symmetry* (*J. Phys. C*, à paraître).

A. ABRAGAM, article sur *la résonance magnétique* (*Encyclopaedia Britannica*, 1971).

#### PUBLICATIONS DES TRAVAILLEURS DU LABORATOIRE

M. BERNIER, *Etude des solutions solides  $^3\text{He}$  -  $^4\text{He}$  par Résonance Magnétique Nucléaire* (Thèse, Orsay, 1971).

J. WINTER et A. LANDESMAN, *Diffusion of  $^3\text{He}$  impurities in solid  $^4\text{He}$*  (*Proc. Conf.*, LT 13, Boulder, 1971).

M. BERNIER et A. LANDESMAN, *Etude des solutions solides  $^3\text{He}$  -  $^4\text{He}$  par Résonance Magnétique Nucléaire* (*J. Phys.*, 32, C 5 a, p. 213, 1971).

J. M. DELRIEU, *Singularities in the magnetic field map of type II superconductors* (*J. Low Temp. Phys.*, 6, p. 197, 1972).

J. M. DELRIEU, *NMR measurements of the speed of vortices in flux flow* (à paraître).

H. GLÄTTLI, A. SENTZ et M. EISENKREMER, *Conversion of spin species in solid  $\text{CH}_4$  through level crossing with paramagnetic impurities* (*Phys. Rev. Letters*, 28, p. 871, 1972).

A. SENTZ, *Etude par Résonance Magnétique Nucléaire de la conversion d'espèces de spin dans  $\text{CH}_4$  solide* (Thèse 3<sup>e</sup> cycle, à paraître).

J. POITRENAUD et F.I.B. WILLIAMS, *Résonance et relaxation électronique à 300 MHz du praséodyme trivalent dans le double nitrate de lanthane et de magnésium* (*J. Phys. C - Solid State Phys.*, 5, p. 615, 1972).

M. GOLDMAN, *Nuclear Magnetic Ordering* (*Pure and Applied Chemistry*, 32, 1972, à paraître).

SÉMINAIRES

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

M. BLOOM (University of British Columbia, Vancouver, Canada), *Symétrie de spin nucléaire et propriétés des solides moléculaires* ;

M. GOLDMAN (Collège de France), *Relaxation spin-réseau des doublets de Kramers avec structure hyperfine en symétrie cubique* ;

A. ABRAGAM (Professeur), *Neutrons et noyaux polarisés. Pseudomagnétisme nucléaire* ;

P. BERNIER (Faculté des Sciences d'Orsay), *Relaxation nucléaire dans les alliages magnétiques dilués* ;

H. GLÄTTLI (Centre d'Etudes nucléaires de Saclay), *Conversion résonante entre les espèces de spins dans  $CH_4$  solide* ;

A. WILLIG (Ecole Polytechnique), *Déplacement de Knight en régime ultra quantique dans InSb* ;

J. CHARVOLIN (Faculté des Sciences d'Orsay), *Mouvements moléculaires dans les phases liquides cristallines d'un système eau-savon* ;

F. WILLIAMS (Centre d'Etudes nucléaires de Saclay), *Quelques propriétés des défauts chargés dans l'hélium condensé* ;

U. HAEBERLEN (Institut Max-Planck, Heidelberg, Allemagne), *Multiple pulse techniques in NMR of solids* ;

V. VIRLET (Centre d'Etudes nucléaires de Saclay), *Relaxation nucléaire et mouvements moléculaires dans les hexafluorures solides*.