

**Zeitschrift:** Archives des sciences [1948-1980]  
**Herausgeber:** Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève  
**Band:** 10 (1957)  
**Heft:** 6: Colloque Ampère

**Artikel:** Transitions par double irradiation  
**Autor:** Hue, Jean / Seiden, Joseph  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-738795>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 30.03.2025

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



A la résonance, ces équations s'écrivent (on a fait apparaître les composantes  $I_{\pm B}$ ):

$$I_2 \begin{cases} I_{+B} = \frac{\sqrt{15}}{2} e^{i\omega_B t} \left[ \cos u - \frac{\sin u}{2} (e^{i(at+\lambda)} - e^{-i(at+\lambda)}) \right] \\ I_{-B} = \frac{\sqrt{15}}{2} e^{-i\omega_B t} \left[ \cos u + \frac{\sin u}{2} (e^{i(at+\lambda)} - e^{-i(at+\lambda)}) \right] \\ I_{zB} = \frac{\sqrt{15}}{4} \sin u (e^{i(at+\lambda)} + e^{-i(at+\lambda)}) \end{cases}$$

II. L'hamiltonien du spin A s'écrit:

$$(II_1) \quad \mathcal{H}_A = \mathcal{H}_z + \mathcal{H}_p \quad \text{où} \quad \mathcal{H}_z = -\gamma_A \hbar \vec{I}_A \cdot \vec{H}_0$$

est l'hamiltonien Zeeman.

$$\mathcal{H}_p = \sum_j \frac{\gamma_A \cdot \gamma_B}{r_{ABj}^3} \hbar^2 \left[ \vec{I}_A \cdot \vec{I}_{Bj} - 3 \frac{(\vec{I}_A \cdot \vec{r}_{ABj})(\vec{I}_{Bj} \cdot \vec{r}_{ABj})}{r_{ABj}^2} \right]$$

est le couplage dipôle-dipôle considéré comme une perturbation de  $\mathcal{H}_z$ . Les  $I_{\pm A}$ ,  $I_{zA}$  qui apparaissent dans  $\mathcal{H}_p$  sont les opérateurs habituels;  $I_{\pm B_j}$ ,  $I_{zB_j}$  sont des expressions du type de  $I_2$ .

On écrira:

$$\mathcal{H}_p = \sum_j \frac{\gamma_A \cdot \gamma_B \cdot \hbar^2}{r^3} (\alpha_j I_{+A} + \beta_j I_{-A} + \gamma_j I_{zA})$$

avec,

$$\alpha_j = -\frac{1}{4} \left[ I_{-B_j} (1 - 3 \cos^2 \nu_j) + 3 I_{zB_j} \sin 2 \nu_j e^{-i\varphi_j} + 3 I_{+B_j} \sin^2 \nu_j e^{-2i\varphi_j} \right]$$

$$\beta_j = -\frac{1}{4} \left[ I_{+B_j} (1 - 3 \cos^2 \nu_j) + 3 I_{zB_j} \sin 2 \nu_j e^{+i\varphi_j} + 3 I_{-B_j} \sin^2 \nu_j e^{2i\varphi_j} \right]$$

$$\gamma_j = \left[ I_{zB_j} (1 - 3 \cos^2 \nu_j) - \frac{3}{4} \sin 2 \nu_j (I_{+B_j} e^{-i\varphi_j} + I_{-B_j} e^{i\varphi_j}) \right].$$

où  $r$ ,  $\nu_j$ ,  $\varphi_j$  sont les coordonnées polaires de  $B_j$ .

Un calcul du premier ordre par la méthode des perturbations dépendantes du temps conduit à l'expression suivante des coefficients  $C_s$ :

$$C_{m+1} = \sum_j \frac{i \cdot \gamma_A \cdot \gamma_B \cdot \hbar}{4 r^3} k_1 [a_j (I_{-B_j}) + b_j (I_{+B_j}) + c_j (I_{zB_j})].$$

$$C_{m-1} = \sum_j \frac{i \cdot \gamma_A \cdot \gamma_B \cdot \hbar}{4 r^3} k_2 [a_j I'_- + b_j^* I'_+ + c_j^* I'_{zj}] .$$

avec:

$$k_1 = k_2 = [(I - m)(I + m + 1)]^{1/2}$$

et:

$$II_3 \left\{ \begin{array}{l} (I_{+Bj}) = \frac{\sqrt{15}}{2} \left\{ \frac{\cos u_j}{i(\omega_A + \omega_B)} [e^{i(\omega_A + \omega_B)t} - 1] - \right. \\ \left. - \frac{\sin u_j}{2} \left[ e^{i\lambda_j} \cdot \frac{e^{i(\omega_A + \omega_B + a)t} - 1}{i(\omega_A + \omega_B + a)} - e^{-i\lambda_j} \cdot \frac{e^{i(\omega_A + \omega_B - a)t} - 1}{i(\omega_A + \omega_B - a)} \right] \right\} \\ (I_{-Bj}) = \frac{\sqrt{15}}{2} \left\{ \frac{\cos u_j}{i(\omega_A - \omega_B)} [e^{i(\omega_A - \omega_B)t} - 1] + \right. \\ \left. + \frac{\sin u_j}{2} \left[ e^{i\lambda_j} \cdot \frac{e^{i(\omega_A + a - \omega_B)t} - 1}{i(\omega_A + a - \omega_B)} - e^{-i\lambda_j} \cdot \frac{e^{i(\omega_A - a - \omega_B)t} - 1}{i(\omega_A - a - \omega_B)} \right] \right\} \\ (I_{zBj}) = \frac{\sin u_j \cdot \sqrt{15}}{4} \left( e^{i\lambda_j} \cdot \frac{e^{i(\omega_A + a)t} - 1}{i(\omega_A + a)} + e^{-i\lambda_j} \cdot \frac{e^{i(\omega_A - a)t} - 1}{i(\omega_A - a)} \right) . \end{array} \right.$$

$$a_j = (1 - 3 \cos^2 \nu_j) \cdot b_j = 3 \cdot \sin^2 \nu_j \cdot e^{-2i\varphi_j} \cdot c_j = 3 \sin 2 \nu_j e^{-i\varphi_j} .$$

$$I'_- = (I_+)^* \quad I'_+ = (I_-)^* \quad I'_z = (I_z)^* .$$

On voit sur ces formules que la composante  $I_{zB} \cdot I_{\pm A}$  de l'interaction résonne pour  $\omega_A + a = 0$ , soit  $\omega_A = \gamma_B \hat{H}_1$ , qui est bien la condition trouvée expérimentalement.

La probabilité de transition est:

$$W_{m+1 \leftarrow m} = \frac{\gamma_A^2 \cdot \gamma_B^2 \hbar^2}{16 r^6} \cdot \left| \frac{e^{i(\omega_A + a)t} - 1}{2 i(\omega_A + a)} \right|^2 \left| \sum_j c_j \sin u_j \cdot e^{i\lambda_j} \right|^2 \times \frac{15 k_1^2}{4} .$$

On voit immédiatement que l'on a:

$$W_{m+1 \leftarrow m} = W_{m+1 \rightarrow m} .$$

Pour terminer le calcul, on doit effectuer différentes moyennes:

1. Sur les conditions initiales qui interviennent par  $\sin u_j$ ;
2. Pour obtenir une probabilité par unité de temps, on suppose l'existence d'un spectre de fréquences de résonance pour les spins A, soit  $f(\omega) d\omega$ , le nombre de noyaux résonnant à la fréquence  $\omega$ . En définitive, on trouve:

$$W_{m+1 \leftarrow m} = W_{m+1 \rightarrow m} =$$

$$= \left[ \frac{45 \pi}{128} (3 - 2m)(5 + 2m) \cdot \frac{\gamma_A^2 \cdot \gamma_B^2 \hbar^2}{r^6} \cdot f(\omega_A) \sum_k \sin^2 2\omega_k \right] \cdot t$$

( $\omega_k$  = angles de  $H_0$  avec les trois axes du cristal) ( $k = 1, 2, 3$ ).

L'effet dépend donc de l'orientation de  $H_0$ , par exemple il doit s'annuler si ce champ est parallèle à l'un de ces axes.

III. Hahn et Kaplan pensent que les transitions dont on vient de calculer les probabilités sont de nature à ramener les noyaux à l'équilibre avec le thermostat (transitions de relaxation). Il est possible que l'irradiation de B puisse modifier légèrement la relaxation de A, mais les transitions examinées précédemment sont provoquées indirectement par un champ radiofréquence, elles tendent donc à égaliser les populations des niveaux de A ( $W_{m+1 \leftarrow m} = W_{m+1 \rightarrow m}$ ) et non à les ramener à leurs valeurs d'équilibre de Boltzmann. L'expérience réalisée portait sur un cristal de  $\text{ClO}_3 \text{Na}$ , les noyaux se relaxent par l'intermédiaire de leur assez fort couplage quadrupolaire avec le réseau et par conséquent il semble difficile de saturer le signal du chlore par irradiation du Na (on ne dispose pas de l'amplitude de  $H_1$  liée par la condition de résonance  $\omega_A = \gamma_B \hat{H}_1$ ). Il serait intéressant de reprendre l'expérience sur des corps tels que le  $\text{ClNa}$  où le couplage quadrupolaire de A est plus faible et où la situation serait donc plus favorable à l'observation de cette particularité. Il serait aussi intéressant de reprendre l'expérience à basse température.

1. HAHN et KAPLAN, *Bulletin de l'American Physical Society*, 27 décembre 1956.
2. RABI, SCHWINGER, RAMSAY, *Rev. of Modern Phys.*, 26, p. 167, avril 1954.