

Étude des transitions à plusieurs quanta en résonance magnétique nucléaire à l'aide des équations de Bloch

Autor(en): **Lurçat, François**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences [1948-1980]**

Band (Jahr): **11 (1958)**

Heft 7: **Colloque Ampère**

PDF erstellt am: **13.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-738905>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Etude des transitions à plusieurs quanta en résonance magnétique nucléaire à l'aide des équations de Bloch

par François LURÇAT

Les transitions à plusieurs quanta entre les sous-niveaux Zeeman d'un atome ont été étudiées en détail, théoriquement et expérimentalement, par J. Winter [1] sur des jets atomiques et des vapeurs. La théorie des transitions à plusieurs quanta peut aussi être faite en utilisant les équations de Bloch. On écrit celles-ci dans un système tournant à la vitesse ω_2 , voisine de ω_0 , et en présence d'un champ alternatif rectiligne de fréquence ω_1 (on posera ensuite $\frac{\omega_2}{n} = \omega_1$ s'il s'agit d'une transition à n quanta):

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dt} &= \varepsilon \left[-\beta u - \delta v - Mz \left\{ \sin (\omega_2 + \omega_1) t + \sin (\omega_2 - \omega_1) t \right\} \right] \\ \frac{dv}{dt} &= \varepsilon \left[\delta u - \beta v - Mz \left\{ \cos (\omega_2 + \omega_1) t + \cos (\omega_2 - \omega_1) t \right\} \right] \\ \frac{dMz}{dt} &= \varepsilon \left[u \left\{ \sin (\omega_2 + \omega_1) t + \sin (\omega_2 - \omega_1) t \right\} + v \left\{ \cos (\omega_2 + \omega_1) t + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \cos (\omega_2 - \omega_1) t \right\} - \alpha (Mz - M_0) \right]. \end{aligned} \right\} (1)$$

Notations: On appelle $2H_1$ l'amplitude du champ radiofréquence, et θ l'angle entre ce champ et le plan perpendiculaire au champ permanent H_0 .

$$\varepsilon = |\gamma| H_1 \cos \theta \quad \alpha = \frac{1}{|\gamma| H_1 \cos \theta T_1} \quad \beta = \frac{1}{|\gamma| H_1 \cos \theta T_2}$$

$$\delta = \frac{|\gamma| \left[H_0 + 2 H_1 \sin \theta \cos \omega_1 t \right] - \omega_2}{|\gamma| H_1 \cos \theta} = \delta_0 + 2 \operatorname{tg} \theta \cos \omega_1 t$$

Les équations [1] seront transformées en équations approchées à coefficients constants, grâce à un développement en puissances de ε [2].

TRANSITIONS A DEUX QUANTA $\left(\omega_1 = \frac{\omega_2}{2}\right)$.

Les équations approchées déduites de (1) sont:

$$\begin{aligned}\frac{du}{dt} &= \varepsilon [-\beta u - \delta'_0 \nu] \\ \frac{d\nu}{dt} &= \varepsilon \left[\delta'_0 u - \beta \nu + \left(\frac{\varepsilon}{\omega_1} \operatorname{tg} \theta\right) M_z \right] \\ \frac{dM_z}{dt} &= \varepsilon \left[-\alpha (M_z - M_0) - \left(\frac{\varepsilon}{\omega_1} \operatorname{tg} \theta\right) \nu \right]\end{aligned}\quad (2)$$

Au coefficient $\left(-\frac{\varepsilon}{\omega_1} \operatorname{tg} \theta\right)$ près, ce sont les équations de Bloch ordinaires. On en déduit en particulier l'amplitude du signal d'absorption (passage lent) à la résonance ($\delta'_0 = 0$) et loin de la saturation:

$$\frac{\nu_2}{\nu_1} = -\frac{H_1}{H_0} \sin 2\theta \quad (3)$$

où ν_1 est l'amplitude du signal de résonance ordinaire (1 quantum) dans les mêmes conditions (mais avec un champ alternatif, d'amplitude $2H_1$, perpendiculaire à H_0). Le signal sera maximum pour $\theta = \pi/4$, ce qui s'explique par la conservation du moment cinétique [3].

La quantité δ'_0 qui intervient dans (2) n'est pas exactement le δ_0 défini auparavant, mais

$$\delta'_0 = \delta_0 + \frac{2\varepsilon}{3\omega_1} \quad (4)$$

Il en résulte que la fréquence de la résonance à deux quanta est déplacée (effet Bloch-Siegert): au lieu de $\frac{1}{2} |\gamma| H_0$, elle est:

$$\omega_r = \frac{1}{2} |\gamma| H_0 \left[1 + \frac{4}{3} \left(\frac{H_1 \cos \theta}{H_0}\right)^2 \right] \quad (5)$$

TRANSITIONS A TROIS QUANTA $\left(\omega_1 = \frac{\omega_2}{3}\right)$.

La composante longitudinale du champ alternatif n'intervenant pas [3], on posera $\theta = 0$. On obtient les équations approchées:

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dt} &= \varepsilon [-\beta'u - \delta'\nu] \\ \frac{d\nu}{dt} &= \varepsilon \left[\delta'u - \beta'\nu + \left(\frac{\varepsilon}{4\omega_1}\right)^2 M_z \right] \\ \frac{dM_z}{dt} &= \varepsilon \left[-\alpha' (M_z - M') - \left(\frac{\varepsilon}{4\omega_1}\right)^2 \nu \right] \end{aligned} \right\} (6)$$

α' , β' , M_0 diffèrent de α , β , M_0 par des corrections du deuxième ordre en $\left(\frac{\varepsilon}{4\omega_1}\right)$

L'amplitude du signal d'absorption, dans les conditions définies ci-dessus, est donnée par

$$\frac{\nu_3}{\nu_1} = - \left(\frac{3 H_1}{4 H_0}\right)^2 \quad (7)$$

Le déplacement Bloch-Siegert est donné par $\delta' = \delta + \frac{8\omega_1}{3\varepsilon}$; la fréquence de résonance est donc:

$$\omega_r = \frac{1}{3} |\gamma| H_0 \left[1 + \frac{9}{8} \left(\frac{H_1}{H_0}\right)^2 \right] \quad (8)$$

1. WINTER, J., thèse Paris, 1958.
2. BOGOLIUBOV, N. N., Y. A. MITROPOLSKI, *Méthodes asymptotiques en théorie des oscillations non linéaires*. MOSCOU, 1955.
3. MARGERIE, J., J. BROSSEL, *C. R.*, 241, 373 (1955).