

But de ce chapitre :

Comme première application du formalisme de l'atome habillé, donner, à partir de ce point de vue, une présentation globale et synthétique de divers effets physiques importants de la Spectroscopie Hertzienne.

A. Caractéristiques de la Spectroscopie Hertzienne.

① Ce que l'on peut négliger en général.

- Emission spontanée.
- Effet Doppler.
- Autres niveaux atomiques (situés très loin, à des distances optiques).

② Ce que l'on peut réaliser aisément.

- Diverses polarisations du champ e.m. (vrais champs tournants, $\pi, \sigma \dots$)
- Des champs intenses.

Les puissances RF et micro-ondes réalisables sont suffisantes pour obtenir des fréquences de Rabi ω_1 grandes devant la fréquence de Larmor (distance entre $|+\rangle$ et $|-\rangle$) ω_0 , ou ω , tout en restant suffisamment faibles devant les fréquences optiques, de sorte qu'on puisse toujours ignorer les autres niveaux.

③ Quelques procédés de détection.

- Sur l'atome lui-même (expériences type Rabi sur jets atomiques).
- Méthodes optiques : préparation par excitation optique en lumière polarisée de l'atome dans un sous-niveau bien défini - Détection de l'état atomique par observation de la lumière absorbée ou émise.
- Méthodes radiométriques : Mesure de la puissance RF absorbée.

B. La résonance magnétique ordinaire

Interaction avec un ^(vrai) champ tournant dans le plan \perp à \vec{B}_0 . Il est alors inutile de faire r.w.z. Le spin fictif coïncide avec le spin réel.

① Forme de la raie de résonance.

- Cas simple d'un niveau $J=1/2$ excité. Excitation en lumière σ^- (préparation de $|-\rangle$). Observation de la lumière σ^+ réémise (détection de $|+\rangle$)
- Probabilité de basculement du spin au bout d'un temps t : $P_{- \rightarrow +}(t)$

Etat initial : D'après (II-29) à (II-33), on a :

$$|\Psi(0)\rangle = |-, n+1\rangle = \sin \varphi |1, n\rangle + \cos \varphi |2, n\rangle \quad (\text{III-1})$$

Etat à l'instant t :

$$|\Psi(t)\rangle = \sin \varphi e^{-i\bar{\omega}t/2} |1, n\rangle + \cos \varphi e^{i\bar{\omega}t/2} |2, n\rangle \quad (\text{III-2})$$

$$\text{ou } \bar{\omega} = \sqrt{\omega_2^2 + \delta^2} \quad \delta = \omega_0 - \omega \quad \text{tg } 2\varphi = \omega_1 / \delta \quad (\text{III-3})$$

Comme $|-, n+1\rangle$ n'est couplé qu'à $|+, n\rangle = \cos \varphi |1, n\rangle - \sin \varphi |2, n\rangle$, on en déduit que :

$$P_{- \rightarrow +}(t) = |\langle +, n | \psi(t) \rangle|^2 = \sin^2 2\varphi \sin^2 \frac{\bar{\omega} t}{2} = \frac{\omega_1^2}{\omega_1^2 + \delta^2} \left[\sin \sqrt{\omega_1^2 + \delta^2} t/2 \right]^2 \quad (\text{III-4})$$

Formule bien connue de Rabi. Interprétation corpusculaire dans: $|-, n+1\rangle \rightarrow |+, n\rangle$

- Probabilité que l'atome excité à $t=0$ se désexcite entre t et $t+dt$

$$\Gamma e^{-\Gamma t} dt \quad (\text{III-5})$$

$\Gamma = 1/\tau$: largeur naturelle du niveau excité (τ : durée de vie radiative)

- Probabilité de transition moyenne. Un calcul simple donne:

$$P_{- \rightarrow +} = \Gamma \int_0^\infty dt e^{-\Gamma t} P_{- \rightarrow +}(t) = \frac{1}{2} \frac{\omega_1^2}{(\omega_0 - \omega)^2 + \omega_1^2 + \Gamma^2} \quad (\text{III-6})$$

Forme de raie: Lorentzienne, centrée en $\omega_0 = \omega$, de largeur Γ pour $\omega, \ll \Gamma$ (largeur d'incertitude), de poids ω_1^2 pour $\omega, \ll \Gamma$, s'élargissant en ω , pour $\omega, \gg \Gamma$ (élargissement radiatif).

② Balayage adiabatique rapide

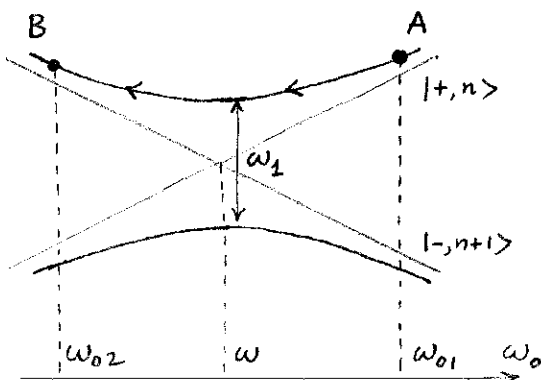


Fig. 1

- Partons à $t=0$ du système dans l'état perturbé voisin de $|+, n\rangle$ (point A de la fig. 1)
- Balayons ω_0 de ω_{01} à ω_{02} , suffisamment lentement pour que le système reste sur le même niveau (balayage adiabatique)
- A la fin du balayage (point B), on sera dans l'état perturbé voisin ^(de) $|-, n+1\rangle$, c-à-d que le spin aura basculé.
- Il faut bien sûr que le balayage de ω_{01} à ω_{02} dure un temps Θ suffisamment court pour que les processus dissipatifs n'aient pas eu le temps d'agir (balayage rapide)

- Condition adiabatique

$$\frac{\omega_{01} - \omega_{02}}{\Theta} \ll \omega_1^2$$

③

Comme $\omega_{01} - \omega_{02} > \omega_1$, les 2 conditions impliquent: $\omega_1 \gg 1/T_R$.

- Condition de balayage rapide

$$\Theta \ll T_R \quad T_R: \text{temps relaxation}$$

③ Effet Autler-Townes

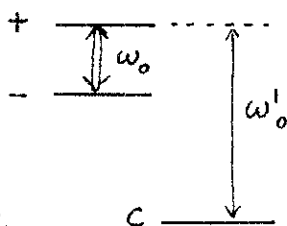


Fig 2

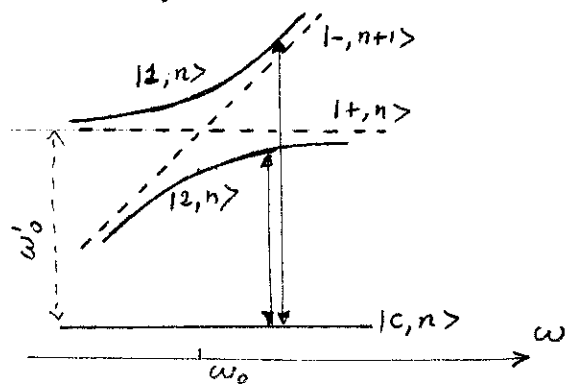


Fig. 3

On regarde l'évolution de la raie de résonance magnétique reliant le sous niveau + à un 3^e sous niveau C (voir fig. 2) du même niveau atomique, lorsqu'on sature la transition $- \leftrightarrow +$ à ω_0 (le sous niveau C n'est pas couplé de manière résonnante à l'onde qui sature $- \leftrightarrow +$)

La discussion des pages (II.8) et (II.9) s'applique intégralement. On trouve 2 raies correspondant aux 2 transitions $|1, n\rangle \leftrightarrow |c, n\rangle$ et $|2, n\rangle \leftrightarrow |c, n\rangle$ de l'atome habillé (voir fig. 3), avec des poids respectivement proportionnels aux carrés des coefficients de $|1, n\rangle$ dans $|1, n\rangle$ et $|2, n\rangle$, c.-à-d à $\cos^2\varphi$ et $\sin^2\varphi$.

On obtient donc un doublet dont la séparation minimale est obtenue à résonance (les 2 raies ont alors même poids et sont séparées de ω_1).
 Le fait de saturer la transition $- \leftrightarrow +$ dédouble donc les autres transitions partageant un niveau commun avec la transition saturée. (intérêt pour l'identification des raies d'un spectre complexe de résonance magnétique).

C - Les processus d'ordre supérieur.

① Introduction

- On suppose maintenant que la polarisation du champ RF n'est plus σ^+ , de sorte que les niveaux de l'atome habillé (non-perturbés) ne sont plus couplés 2 à 2 par V
- Pour fixer les idées, on prendra une polarisation σ ($\vec{E} = \vec{E}_x$) linéaire, \perp à la direction Oz de \vec{B}_0 . D'après (II-23), on a alors :

$$V = -\gamma\beta_0 J_x (a+a^\dagger) \quad \text{(III-7)}$$

V change $|+\rangle$ en $|-\rangle$, $|-\rangle$ en $|+\rangle$ et $|n\rangle$ en $|n \pm 1\rangle$.
 Enfin $\gamma\beta_0 \sqrt{n} \sim \omega_1$.

- Il se produit alors des phénomènes nouveaux par rapport à la situation de B

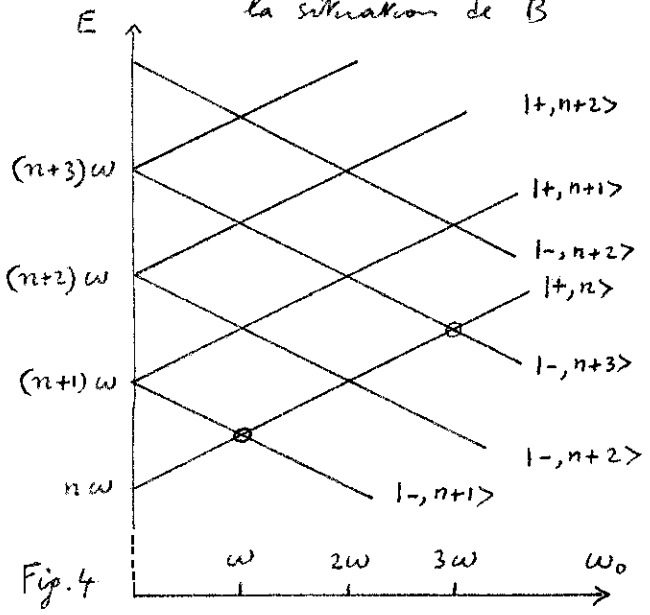


Fig. 4

(i) 2 niveaux non-perturbés de l'atome habillé peuvent se trouver dégénérés pour une certaine valeur de ω_0 et être couplés par V non directement, mais indirectement via un certain nombre d'intermédiaires.

Par exemple $|-, n+3\rangle$ et $|+, n\rangle$ se couplent en $\omega_0 = 3\omega$ (voir fig. 4), et sont couplés au 3^{ème} ordre via les états $|+, n+2\rangle$ et $|-, n+1\rangle$:

$$|-, n+3\rangle \leftrightarrow |+, n+2\rangle \leftrightarrow |-, n+1\rangle \leftrightarrow |+, n\rangle$$

Ceci est à l'origine de résonances nouvelles.

(ii) Les 2 niveaux $|-, n+1\rangle$ et $|+, n\rangle$ qui se couplent en $\omega_0 = \omega$ sont, non seulement couplés directement l'un à l'autre comme

en B, mais sont de plus maintenant couplés à des niveaux plus éloignés $|+, n\rangle \leftrightarrow |-, n-1\rangle$ et $|-, n+1\rangle \leftrightarrow |+, n+2\rangle$.

Ceci est à l'origine d'un déplacement de la résonance magnétique (Bloch-Siegert)

- L'intérêt de la spectroscopie hertzyenne est qu'elle permet d'étudier simplement les divers effets, car le nombre de niveaux atomiques entrant en jeu est fini.

② Anticroisements d'ordre supérieur.

(i) Étude perturbative (par opérateurs de projection et développement de Wigner - Brillouin).

- On se place au voisinage du point où 2 états non-perturbés de l'atome habillé se croisent (par exemple en $\omega_0 = 3\omega$, $|i\rangle = |-, n+3\rangle$ et $|j\rangle = |+, n\rangle$). On considère le projecteur P sur le sous-espace $E = \{|i\rangle, |j\rangle\}$

$$P = |i\rangle\langle i| + |j\rangle\langle j| \quad \varphi = 1 - P \quad (\text{III-8})$$

- Un calcul très connu (cf cours 75-76 pages V-1 à V-3) permet de calculer la restriction de $\frac{1}{z-H}$ à E

$$P \frac{1}{z-H} P = \frac{P}{z - PH_0P - PR(z)P} \quad (\text{III-9})$$

où

$$R(z) = V + V \frac{\varphi}{z-H_0} V + V \frac{\varphi}{z-H_0} V \frac{\varphi}{z-H_0} V + \dots \quad (\text{III-10})$$

Structure de $R(z)$: produits d'éléments de matrice de V et de dénominateurs d'énergie (non perturbés), tous les états intermédiaires étant extérieurs à E

- Dans le problème qui nous intéresse ici, le spectre non-perturbé est discret. Donc $\frac{1}{z-H}$ (et par suite $P \frac{1}{z-H} P$) n'a que des poles situés sur l'axe réel et correspondant aux valeurs propres de H . Pour trouver ces valeurs propres perturbées, en particulier au voisinage du croisement $|i\rangle |j\rangle$, il faut donc trouver pour quelles valeurs réelles E de z , le dénominateur de (III-9) s'annule :

$$EP - PH_0P - PR(E)P = 0 \quad (\text{III-11})$$

Equation aux valeurs propres de l'opérateur $PH_0P + PR(E)P$ représenté par la matrice :

$$\begin{pmatrix} E_i + R_{ii}(E) & R_{ij}(E) \\ R_{ji}(E) & E_j + R_{jj}(E) \end{pmatrix} \quad (\text{III-12})$$

Equation implicite car la valeur propre perturbée E apparaît dans les R .

- Approximations.

(à faible niveau de RF)
Si $V=0$, $R=0$. Donc les R sont petits et, au voisinage du croisement $|i\rangle |j\rangle$, on peut remplacer dans les $R(E)$ E par la valeur E_0 correspondant au croisement des $|i\rangle |j\rangle$ (voir fig. 4 : $E_0 = (n + \frac{3}{2})\omega$). De plus, on peut calculer chaque $R(E_0)$ à l'ordre le plus bas où il apparaît (notation $\tilde{R}(E_0)$). On obtient alors un hamiltonien effectif à 2 niveaux dans le sous-espace E :

$$\begin{pmatrix} E_i + \tilde{R}_{ii}(E_0) & \tilde{R}_{ij}(E_0) \\ \tilde{R}_{ji}(E_0) & E_j + \tilde{R}_{jj}(E_0) \end{pmatrix} \quad (\text{III-12})$$

- Possibilité de reporter les valeurs propres de (III-12) comme meilleure approximation de E dans les $R(E)$ de (III-12).
En même temps, calcul des $R(E)$ à des ordres plus élevés que ceux auxquels ils apparaissent.

Point de départ d'un calcul itératif des énergies perturbées.
à tous les ordres en ω_1 .

(ii) Caractéristiques de l'anticroisement.

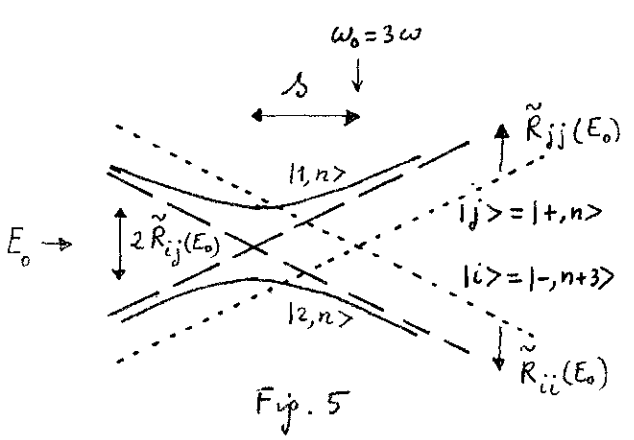


Fig. 5

Poinçillés : Energies non perturbées (en fonction de \$\omega_0\$) de \$|i\rangle\$ et \$|j\rangle\$ se croisant en \$\omega_0 = 3\omega\$ \$E_0 = (n + \frac{3}{2})\omega\$

Traits : Energies non perturbées précédentes corrigées des éléments diagonaux \$\tilde{R}_{ii}(E_0)\$ et \$\tilde{R}_{jj}(E_0)\$.

\$|i\rangle = |-, n+3\rangle\$ est couple à \$|+, n+2\rangle\$ et \$|+, n+4\rangle\$ qui, au voisinage de \$\omega_0 = 3\omega\$, sont au dessus de \$|i\rangle\$. Donc \$\tilde{R}_{ii}(E_0) < 0\$. De même \$|j\rangle = |+, n\rangle\$ est couple à \$|-, n+1\rangle\$ et \$|-, n-1\rangle\$ qui sont au dessous de \$|j\rangle\$ et \$\tilde{R}_{jj}(E_0) > 0\$.

Donc, sous l'effet de \$\tilde{R}_{ii}(E_0)\$ et \$\tilde{R}_{jj}(E_0)\$, le croisement est déplacé vers la gauche d'une quantité \$\delta\$ du 2^e ordre en \$V\$, donc en \$\omega^2\$ (voir III-10).

Trait plein : Niveaux perturbés obtenus lorsqu'on tient compte de l'élément non diagonal \$\tilde{R}_{ij}(E_0)\$ de (III-12). Hyperbole admettant les traits pour asymptotes et dont l'écart entre les 2 sommets est donné par \$2\tilde{R}_{ij}(E_0)\$, donc en \$\omega^3\$ (d'après III-10).
Donc, finalement, anticroisement déplacé vers la gauche en \$\omega^2\$ et de "force" \$\omega^3\$.

③ Transitions multiphotoniques

(i) Caractéristiques des résonances à plusieurs photons.

Une fois la diagonalisation de (III-12) effectuée, le calcul de la probabilité de basculement du spin \$|<n, n| U(t) |-, n+3\rangle|^2\$ est très analogue à celui du § B1. Après moyenne sur les temps dans l'état excité, on trouve l'existence d'une transition à 3 photons (\$|-, n+3\rangle \to |+, n\rangle\$), résonnante au voisinage de \$\omega_0 = 3\omega\$. En fait, la résonance est centrée en \$\omega_0 = 3\omega - \delta\$; elle subit donc un déplacement radiatif en \$\omega^2\$. Pour \$\omega_0 \gg \Gamma\$ elle s'élargit en \$\tilde{R}_{ij}(E_0)\$. Cette résonance subit donc un élargissement radiatif en \$\omega^3\$.

Résultats analogues au voisinage de \$\omega_0 = 5\omega, 7\omega, 9\omega \dots (2n+1)\omega \dots\$ Déplacements toujours en \$\omega^2\$. Élargissements en \$\omega^5, \omega^7, \omega^9 \dots (\omega^2)^{2n+1} \dots\$

Remarque : Pour un calcul plus précis, il faut améliorer les approximations conduisant à (III-12). D'autre part, la probab. comme \$|-, n+3\rangle\$ n'est pas seulement couple à \$|+, n\rangle\$, la probabilité de basculement du spin est en réalité \$\sum_{n'} |<n+n'| U(t) |-, n+3\rangle|^2\$ (le terme le plus important de cette somme au voisinage de \$\omega_0 = 3\omega\$ étant bien sûr celui correspondant à \$n' = n\$). Un calcul plus précis de la probabilité de ~~basculer~~ basculement du spin, reliant cette grandeur à la pente des niveaux perturbés, est présentée dans le § ④ ci-dessous.

(ii) Interprétation corpusculaire
(du champ oscillant)

Décomposition de la polarisation linéaire \$\sigma\$ en 2 champs tournants droits et gauche \$\sigma^+\$ et \$\sigma^-\$ vers photons ayant un moment cinétique le long de \$Oz\$ égal à \$+1\$ ou \$-1\$.

Interprétation des résonances en termes de conservation de l'énergie global (des spins et des photons) et du moment cinétique global le long de \$Oz\$.

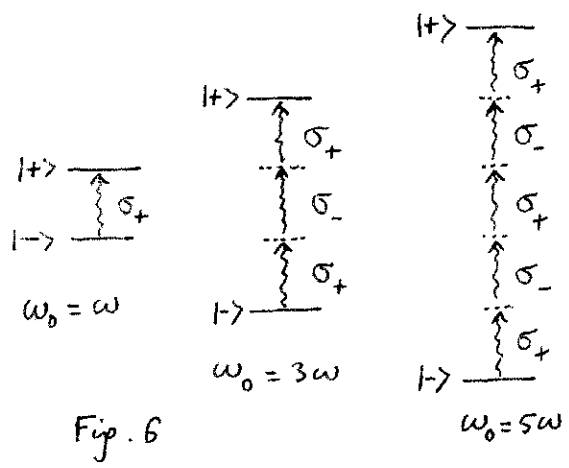


Fig. 6

Remarques

- Pas de spectre "pair" : $\omega_0 = 2\omega, 4\omega \dots$
 Impossibilité de conserver à la fois l'énergie globale et le moment cinétique global au cours de la transition.
- Apparition du spectre pair (et impair) pour une polarisation linéaire et faisant avec Oz un angle $\theta (\neq 0, \frac{\pi}{2})$
 Superposition linéaire états de polarisation σ^+, π, σ^- .

④ Calcul plus rigoureux de la probabilité de basculement du spin

(i) Probabilité de basculement du spin à la limite des processus dissipatifs faibles

Partons de l'état $|-, n+3\rangle$ en on peut toujours développer dans la base des états perturbés $\{|i, n\rangle\}$ ($i=1, 2, n$ quelconque, voir fig. 5).

On peut négliger toutes les "cohérences" entre 2 états perturbés différents de ce développement car elles oscillent à des fréquences non nulles et, grand on les moyenne sur les temps passés dans l'état excité à la base, elle donnent une contribution nulle à la limite $\Gamma \rightarrow 0$

$$\text{Re} \int_0^\infty e^{i\omega_{ij}t} e^{-\Gamma t} dt \rightarrow 0 \quad \text{si } \Gamma \rightarrow 0 \text{ avec } \omega_{ij} \neq 0$$

Seules, les populations des états $|i, n'\rangle$ apparaissant dans le développement de $|-, n+3\rangle$ sont non nulles ^{quasi stationnaires et valent} $|\langle i, n' | -, n+3 \rangle|^2$.
 La probabilité d'avoir le spin dans l'état $|+\rangle$ lorsque le système est dans l'état $|i, n'\rangle$ est $\sum_{n''} |\langle +, n'' | i, n' \rangle|^2$.

Finalement, la probabilité de basculement moyenne vaut :

$$P_{- \rightarrow +} = \sum_{\substack{n', n'' \\ i=1, 2}} |\langle +, n'' | i, n' \rangle|^2 |\langle i, n' | -, n+3 \rangle|^2 \quad (\text{III-13})$$

(ii) Lien entre la pente d'un niveau perturbé (en fonction de ω_0) et la probabilité de trouver le spin dans l'état $|+\rangle$ ou $|-\rangle$ dans cet état.

- Soit $\bar{\omega}/2$ et $-\bar{\omega}/2$ les énergies par rapport à E_0 des états $|1, n\rangle$ et $|2, n\rangle$ de la figure 5.

$$(\omega_0 J_3 + \omega a^\dagger a + V) |1, n\rangle = (E_0(n) \pm \frac{\bar{\omega}}{2}) |1, n\rangle \quad (\text{III-14})$$

Dérivons par rapport à ω_0 les 2 membres de cette équation

$$J_3 |1, n\rangle + H \frac{d}{d\omega_0} |1, n\rangle = \pm \frac{1}{2} \left(\frac{d}{d\omega_0} \bar{\omega} \right) |1, n\rangle + \left(E_0(n) \pm \frac{\bar{\omega}}{2} \right) \frac{d}{d\omega_0} |1, n\rangle \quad (\text{III-15})$$

et projetons sur $\langle 1, n |$. On obtient

$$\begin{aligned} \langle 1, n | J_3 | 1, n \rangle &= \frac{1}{2} \frac{d\bar{\omega}}{d\omega_0} \\ \langle 2, n | J_3 | 2, n \rangle &= -\frac{1}{2} \frac{d\bar{\omega}}{d\omega_0} \end{aligned} \quad (\text{III-16})$$

- Projecteurs P_+ et P_- sur les états $+$ et $-$ du spin :

$$P_{\pm} = \frac{1}{2} \pm J_3 \quad (\text{III-17})$$

Donc

$$\langle 1, n' | P_{\pm} | 1, n' \rangle = \sum_{n''} |\langle \pm, n'' | 1, n' \rangle|^2 = \langle 1, n' | \frac{1}{2} \pm J_3 | 1, n' \rangle = \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{d\bar{\omega}}{d\omega_0} \right)$$

$$\langle 2, n' | P_{\pm} | 2, n' \rangle = \sum_{n''} |\langle \pm, n'' | 2, n' \rangle|^2 = \langle 2, n' | \frac{1}{2} \pm J_3 | 2, n' \rangle = \frac{1}{2} \left(1 \mp \frac{d\bar{\omega}}{d\omega_0} \right) \quad (\text{III-18})$$

(iii) Liens entre $P_{-\rightarrow+}$ et $d\bar{\omega}/d\omega_0$

- En reportant (III-18) dans (III-13), on obtient :

$$P_{-\rightarrow+} = \sum_{n'} |\langle 1, n' | -, n+3 \rangle|^2 \frac{1}{2} \left(1 + \frac{d\bar{\omega}}{d\omega_0} \right) + \sum_{n'} |\langle 2, n' | -, n+3 \rangle|^2 \frac{1}{2} \left(1 - \frac{d\bar{\omega}}{d\omega_0} \right) \quad (\text{III-19})$$

- D'après la périodicité (locale) du diagramme d'énergie et (III-18) :

$$\sum_{n'} |\langle 1, n' | -, n+3 \rangle|^2 = \sum_n |\langle 1, n' | -, n+3 \rangle|^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{d\bar{\omega}}{d\omega_0} \right)$$

$$\sum_{n'} |\langle 2, n' | -, n+3 \rangle|^2 = \sum_n |\langle 2, n' | -, n+3 \rangle|^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{d\bar{\omega}}{d\omega_0} \right) \quad (\text{III-20})$$

- En reportant (III-20) dans (III-19), on obtient finalement :

$$P_{-\rightarrow+} = \frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{d\bar{\omega}}{d\omega_0} \right)^2 \right] \quad (\text{III-21})$$

Cette formule relie directement la probabilité de basculement du spin à la pente des niveaux perturbés.

On voit sur (III-21) que $P_{-\rightarrow+}$ est maximale aux points où la pente des niveaux perturbés est nulle ($P_{-\rightarrow+}$ vaut alors $1/2$), et tend vers zéro près des asymptotes (ou $\frac{d\bar{\omega}}{d\omega_0} = \pm 1$).

⑤ Déplacement de Bloch-Siegert

- Le couplage de $|+, n\rangle$ à $|-, n-1\rangle$ qui, en $\omega_0 = \omega$, est au dessous de $|+, n\rangle$ déplace $|+, n\rangle$ vers le haut. De même, le couplage de $|-, n+1\rangle$ à $|+, n+2\rangle$ qui est au dessous de $|-, n+1\rangle$ déplace $|-, n+1\rangle$ vers le bas.

L'anticroisement qui apparaît lorsqu'on tient compte du couplage décrit entre $|-, n+1\rangle$ et $|+, n\rangle$ est donc déplacé vers les champs magnétiques faibles (situation analogue à celle de la fig. 5).

Conclusion : Lorsqu'on fait la résonance magnétique, non avec un champ tournant, mais avec un champ de polarisation linéaire σ , la résonance est déplacé vers les champs bas en ω_1^2 (effet Bloch-Siegert)

- Un calcul perturbatif simple des éléments diagonaux de $\tilde{R}(E_0)$ donne à partir de (III-10) la position de la résonance (on a posé

$$\omega_1 = 2 \langle -, n+1 | V | +, n \rangle : \quad \omega_0 = \omega - \frac{\omega_1^2}{16\omega} \quad (\text{III-22})$$

- Un calcul itératif poussé plus loin (voir fin § 2i) donne l'abscisse du point où la tangente aux niveaux perturbés est horizontale (c-à-d d'après ④), l'abscisse du centre de la résonance, sous forme d'un développement en puissances de ω_1 , (C. Fabre, Thèse 3^{ème} cycle, Paris 1974)

$$\omega_0 = \omega - \frac{1}{\omega} \left(\frac{\omega_1}{4} \right)^2 - \frac{5}{4\omega^3} \left(\frac{\omega_1}{4} \right)^4 - \frac{61}{32\omega^5} \left(\frac{\omega_1}{4} \right)^6 + \dots \quad (\text{III-23})$$

(voir aussi C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, C. Fabre J. Phys B 6, L214 et L218 (1973)).

⑥ Quelques résultats expérimentaux

Fig. 7

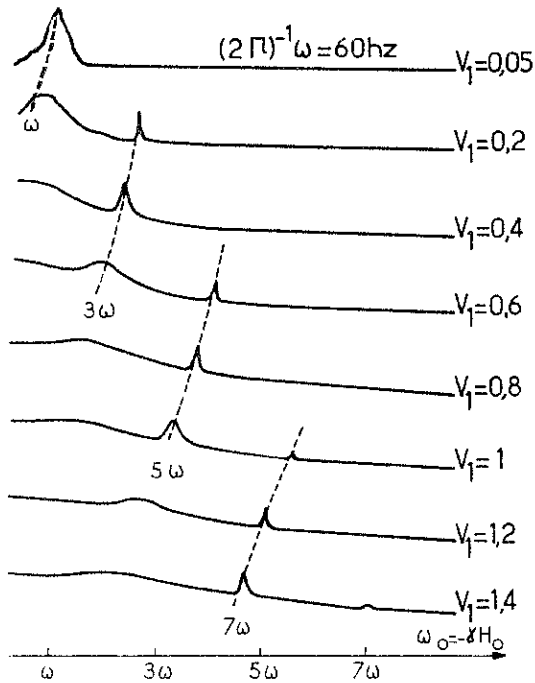


Fig. 7 : Transitions à plusieurs quanta entre les 2 sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental de ^{199}Hg ($I = 1/2$) Polarisation RF : σ . On voit clairement le déplacement et l'élargissement radiatif des résonances (S. Haroche, thèse Paris 1971 Ann. Phys. (1971) 6 189 et 327)

Fig. 8 : Première observation expérimentale des transitions à plusieurs quanta dans l'état fondamental de Na. (J. Brosse, B. Cagnac, A. Kastler J. de Phys. (1954) 15, 6)

Voir fig 9 et légende de cette figure pour l'interprétation des diverses résonances.

Voir aussi : J.M. Winter Thèse Paris 1958 Ann. Phys (1959), 4, 745

Fig. 9

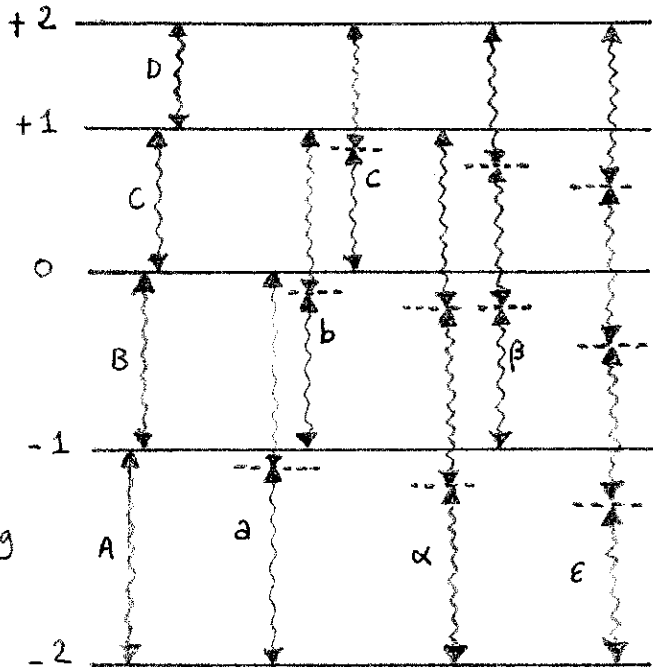


Fig. 8

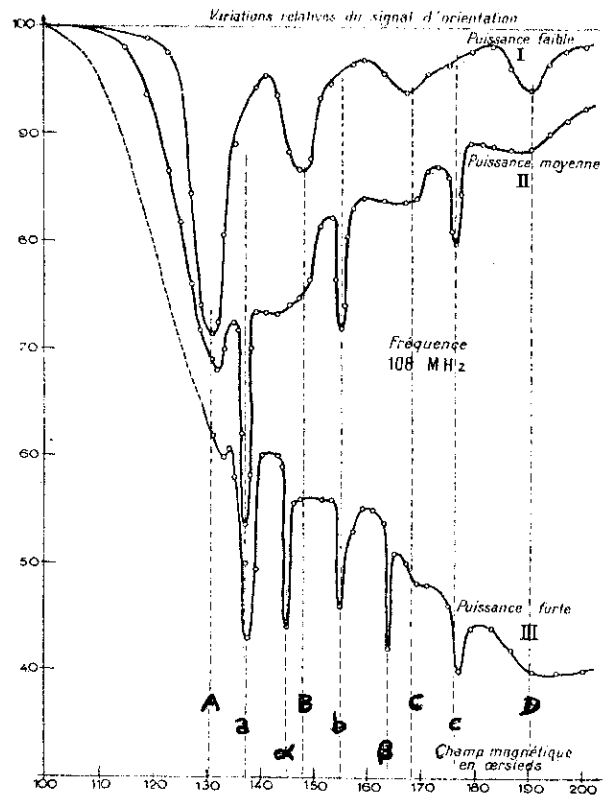


Fig 9 : Position des 5 sous-niveaux Zeeman de l'état hyperfin $F=2$ de l'état fondamental de Na. Par suite de l'effet Back - jordanit, les 5 sous-niveaux ne sont pas équidistants (différences exagérées sur la figure). Pour simplifier, on n'a pas représenté le niveau hyperfin $F=1$

- A, B, C, D : Transitions à 1 quantum $-2 \rightarrow -1, -1 \rightarrow 0, 0 \rightarrow +1, +1 \rightarrow +2$ ($\Delta M = 1$)
- a, b, c : Transitions à 2 quanta $-2 \rightarrow 0, -1 \rightarrow +1, 0 \rightarrow +2$ ($\Delta M = 2$)
apparaissant à puissance RF plus élevée
- α, β : Transitions à 3 quanta $-2 \rightarrow +1, -1 \rightarrow +2$ ($\Delta M = 3$) (puissance RF encore + élevée)
- E : Transition à 4 quanta $-2 \rightarrow +2$ ($\Delta M = 4$) (Non observé par manque de puissance RF)

Expérimentalement, on variait ω_0 , ω étant fixé.