

C. COHEN-TANNOUDJI

Rendiconti S.I.F.

XVII Corso - pag. 240-253

C. COHEN-TANNOUDJI

Phénomènes de cohérence en résonance optique

BOLOGNA

TIPOGRAFIA COMPOSITORI

1962

Phénomènes de cohérence en résonance optique.

C. COHEN-TANNOUJJI

Ecole Normale Supérieure, Laboratoire de Physique - Paris

1. - Introduction.

Le but de cet exposé est de passer en revue un certain nombre d'expériences où se manifestent des effets de cohérence entre les différentes composantes Zeeman d'une raie de résonance optique.

Il s'agit des expériences de dépolarisation magnétique [1]; de croisement de niveaux [2]; de battement lumineux [3]; de diffusion multiple cohérente [4, 5]; d'absorption modulée [6].

L'interprétation de ces expériences, dont certaines remontent à 1929 est maintenant connue. Le but de cet exposé est simplement d'en donner un traitement synthétique et de montrer le lien qui existe entre elles.

Nous commencerons par rappeler brièvement le formalisme de la matrice densité, nécessaire pour la description d'un ensemble de systèmes quantiques identiques et indépendants. Ceci nous permettra de définir de façon générale ce que l'on entend par « cohérence » entre 2 sous-niveaux Zeeman d'un atome; et de préciser les conditions dans lesquelles cette « cohérence » peut apparaître au cours d'une expérience.

Puis nous appliquerons ce formalisme à l'étude de l'absorption et de l'émission de rayonnement par un système atomique, car toutes les expériences envisagées dans cet exposé font intervenir ce processus. Ceci nous permettra en particulier de définir ce que l'on entend par excitation et détection lumineuses cohérentes.

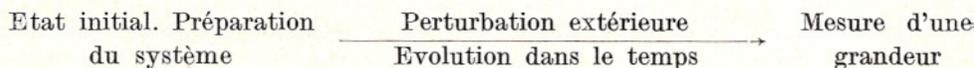
Ces résultats établis, nous montrerons ensuite comment ils permettent d'interpréter et de calculer chacune des expériences citées plus haut.

La majeure partie des calculs auxquels il est fait allusion dans cet exposé est empruntée au travail de BARRAT [5, 7].

2. - Formalisme de la matrice densité. Définition de la cohérence.

Le formalisme de la matrice densité permet de décrire les propriétés et l'évolution d'un système physique constitué par la réunion d'un très grand nombre de systèmes élémentaires identiques, sans interaction mutuelle et soumis à une même perturbation extérieure.

Le schéma suivant est un schéma très général pour l'étude d'une expérience physique



Tout formalisme doit décrire chacune de ces 3 étapes: Préparation, évolution, mesure.

2'1. *Etude d'un système élémentaire unique.* - Dans le cas d'un système élémentaire unique, le formalisme le plus courant est celui des vecteurs états et des opérateurs.

Prenons comme exemple de système, un spin I ayant $2I+1$ sous niveaux et plongé dans un champ statique H_0 qui sépare ces $2I+1$ niveaux.

2'1.1. *Définition des états.* - Les différents états d'énergie du spin, (que l'on peut sélectionner par exemple par une expérience de STERN et GERLACH) sont désignés par le symbole $|m\rangle$. m , nombre quantique magnétique varie de $-I$ à $+I$.

L'ensemble des états $|m\rangle$ constitue une base orthonormée dans l'espace des états.

L'état le plus général du système est l'état

$$(1) \quad |\psi\rangle = \sum_{m=-I}^{+I} a_m |m\rangle.$$

Les a_m sont des nombres complexes dont il faut connaître à la fois le module et l'argument.

Un état tel que $|m\rangle$ est appelé un état pur. Un état tel que $\sum_m a_m |m\rangle$ où plusieurs a_m sont différents de 0 est appelé un mélange d'états. La distinction entre état pur et mélange dépend avant tout de la représentation choisie, un état pur dans la représentation I_x étant par exemple un mélange dans la représentation I_z .

2'1.2. Evolution dans le temps. — L'évolution d'un état dans le temps est décrite par l'équation de Schrödinger :

$$(2) \quad i \frac{d}{dt} |\psi\rangle = \mathcal{H} |\psi\rangle, \quad (\hbar = 1)$$

où \mathcal{H} est l'hamiltonien du système. L'équation (2) est équivalente à la série d'équations

$$(3) \quad \begin{aligned} i \frac{d}{dt} a_n &= \sum H_{nm} a_m, \\ H_{nm} &= \langle n | \mathcal{H} | m \rangle. \end{aligned}$$

En particulier, on voit que si \mathcal{H} a des éléments non diagonaux, ce qui est le cas par exemple pour un hamiltonien de radiofréquence, un état initialement pur va être transformé en un mélange.

2'1.3. Prévisions sur le résultat des mesures. — Le système étant dans l'état $|\Psi\rangle$, la valeur moyenne de la mesure d'une grandeur B à laquelle est associé l'opérateur hermitique \mathcal{B} est :

$$(4) \quad \langle B \rangle = \langle \Psi | \mathcal{B} | \Psi \rangle = \sum_{m,n} a_m^* a_n B_{mn},$$

où

$$B_{mn} = \langle m | \mathcal{B} | n \rangle.$$

2'2. Description d'un système élémentaire unique par la matrice densité. — Convenons de normaliser $|\Psi\rangle$ à l'unité : $\sum_m |a_m|^2 = 1$.

Malgré cette normalisation, il subsiste une indétermination de phase sur les a_m . En effet, il est impossible de différencier par une mesure physique les 2 états $|\Psi\rangle$ et $|\Phi\rangle = |\Psi\rangle \exp[i\theta]$ où θ est une phase réelle car

$$\langle \Psi | B | \Psi \rangle = \langle \Phi | B | \Phi \rangle.$$

Cela ne veut pas dire que les phases de $a_1, a_2, \dots, a_n, \dots$ n'ont pas de sens physique. Ce qui compte, ce ne sont pas les phases absolues de chaque coefficient mais les différences de phase 2 à 2 des coefficients du développement.

Ainsi donc la correspondance entre les états d'un système et les vecteurs représentatifs n'est pas biunivoque puisqu'un même état physique peut être représenté par une infinité de vecteurs différant entre eux par un facteur de phase global.

Par contre si au lieu de représenter un état par un vecteur on convient

de le représenter par l'ensemble des nombres $a_m a_n^*$, alors la correspondance entre l'état et cet ensemble de nombres est biunivoque.

La matrice ρ d'éléments $\rho_{mn} = a_m a_n^*$ est appelée matrice densité. Les équations (2) et (4) se transforment dans ce nouveau langage sous la forme:

$$(2') \quad i \frac{d\rho}{dt} = [\mathcal{H}, \rho],$$

$$(4') \quad \langle B \rangle = \text{Tr} (\rho \mathcal{B}),$$

ρ satisfait aussi, à

$$\text{Tr} \rho = 1.$$

2'3. *Cas d'un ensemble de systèmes. Définition de la cohérence.* — La distinction entre description par vecteur état et description par matrice densité qui semble plutôt formelle dans le cas d'un seul système, ne l'est plus quand il s'agit d'un ensemble de systèmes. Car à cause de l'arbitraire de phase, la notion de vecteur état ne se généralise pas; alors qu'il est possible de définir la matrice densité de l'ensemble comme étant la moyenne des matrices densité associées à chacun des N systèmes de l'ensemble

$$(5) \quad \begin{cases} \bar{\rho} = \frac{1}{N} (\rho_1 + \rho_2 + \dots + \rho_N), \\ \bar{\rho}_{mn} = \overline{a_m a_n^*}. \end{cases}$$

Les systèmes étant supposés sans interaction mutuelle, \mathcal{H} ne dépend pas de l'indice j et on peut ajouter les équations

$$i \frac{d\rho_j}{dt} = [\mathcal{H}, \rho_j],$$

pour obtenir

$$(6) \quad i \frac{d\bar{\rho}}{dt} = [\mathcal{H}, \bar{\rho}].$$

Pour la valeur moyenne d'une grandeur sur l'ensemble des systèmes, on a:

$$(7) \quad \langle \bar{B} \rangle = \frac{1}{N} \sum \langle B_j \rangle = \frac{1}{N} \sum_j \text{Tr} (\rho_j \mathcal{B}) = \text{Tr} \bar{\rho} \mathcal{B}.$$

Enfin on a $\text{Tr} \bar{\rho} = 1$.

Toutes les informations possibles sur l'ensemble des systèmes sont contenues dans $\bar{\rho}$.

2'3.1. Interprétation physique des éléments diagonaux.

$$\bar{\varrho}_{mm} = \frac{1}{N} \sum_i \varrho_{mm}^i$$

est la probabilité moyenne pour qu'un élément arbitraire de l'ensemble soit dans l'état $|m\rangle$.

C'est la population moyenne du niveau m .

2'3.2. Interprétation physique des éléments non diagonaux.

$$\bar{\varrho}_{mn} = \frac{1}{N} \sum_i \varrho_{mn}^i$$

ϱ_{mn}^i est un nombre complexe dont la phase φ_i dans le plan complexe uv représente la différence des phases des coefficients a_m et a_n du développement du vecteur état du système i suivant les états $|m\rangle$ et $|n\rangle$. $\bar{\varrho}_{mn}$ s'obtient dans le plan complexe en faisant la somme vectorielle des ϱ_{mn}^i .

Si toutes les valeurs de φ_i sont également probables et si N est très grand, chaque ϱ_{mn}^i n'est pas nul mais leur moyenne est nulle. On peut raisonner uniquement en termes de populations.

Si ϱ_{mn}^i ne s'annule pas même lorsque N est très grand, on dit qu'il y a « cohérence » pour l'ensemble des systèmes entre les états m et n . Cette cohérence peut s'introduire soit dans la préparation de l'ensemble

des systèmes, préparation qui peut introduire la même différence de phase entre les états m et n pour chacun des systèmes de l'ensemble, (nous étudierons plus loin l'excitation lumineuse cohérente qui est un exemple de ce cas); soit dans leur évolution sous l'action d'une perturbation extérieure, par exemple un champ de radiofréquence qui va « imposer » un même déphasage à tous les systèmes.

La description en termes de populations est alors complètement inexacte.

2'3.3. Remarque. — Le mot cohérence utilisé dans un exposé où il est question d'ensemble de systèmes peut prêter à confusion.

Les systèmes étant indépendants, cette cohérence n'a rien à voir avec un phénomène collectif comme le ferromagnétisme où le couplage très fort des spins introduit des phénomènes nouveaux; ni avec un phénomène d'ordre comme la diffusion cohérente d'une onde lumineuse par les atomes ordonnés d'un cristal. La cohérence dont il est question ici existe même si l'on ne considère qu'un seul système.

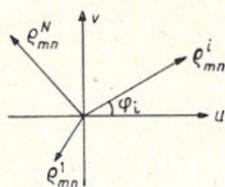


Fig. 1.

Si elle ne se moyenne pas à zéro quand on considère plusieurs systèmes ce n'est pas à cause d'un phénomène collectif; c'est parce qu'une même cause extérieure soit dans la préparation soit dans l'évolution va imposer une même cohérence à chacun des systèmes individuels.

3. - Absorption et émission de rayonnement par un système atomique.

Ayant ainsi défini d'une façon générale la manière correcte de représenter un ensemble de systèmes indépendants, nous passons au problème plus particulier d'un ensemble d'atomes excités optiquement par des photons ayant la fréquence de résonance.

Nous supposons que ces atomes possèdent une structure Zeeman dans l'état excité (nombre quantique magnétique m) et dans l'état fondamental (nombre quantique magnétique μ); et que la transition entre les états excité et fondamental est de nature dipolaire électrique.

Quant aux photons nous les représentons par le nombre d'onde \mathbf{k} et la direction de polarisation \mathbf{e}_λ dans le plan perpendiculaire à \mathbf{k} (le champ de rayonnement est quantifié en ondes planes).

θ et φ sont les angles polaires de \mathbf{k} .

\mathbf{e}_1 et \mathbf{e}_2 dans le plan perpendiculaire à \mathbf{k} sont deux vecteurs de base pour représenter la polarisation du photon.

\mathbf{e}_1 est dans le plan $z = 0$.

\mathbf{e}_2 est perpendiculaire à ce plan.

Le couplage entre le champ de rayonnement associé à un photon ($\mathbf{k}, \mathbf{e}_\lambda$) et l'atome fait intervenir les éléments de matrice

$$\langle \mu | \mathbf{e}_\lambda \cdot \mathbf{D} | m \rangle .$$

\mathbf{D} est l'opérateur moment dipolaire. Dans le cas de la raie $2537 \text{ \AA } 6^1S_0, 6^3P_1$ des isotopes pairs de Hg

$$(8) \quad \begin{cases} \langle 0 | \mathbf{D} | \pm 1 \rangle = \mp \frac{\xi \pm i\eta}{\sqrt{2}}, \\ \langle 0 | \mathbf{D} | 0 \rangle = \zeta, \end{cases}$$

où ξ, η, ζ sont les vecteurs unitaires des 3 axes.

Dans le cas d'un spin nucléaire I ,

$$(9) \quad \langle \mu | \mathbf{D} | m \rangle \equiv C_{II}(F, m; m - \mu, \mu) \langle \mu = 0 | \mathbf{D} | m_j = m - \mu \rangle_{I=0},$$

où les $C_{II}(F, m; m - \mu, \mu)$ sont les coefficients de Clebsch-Gordan (Notation de BLATT et WEISSKOPF).

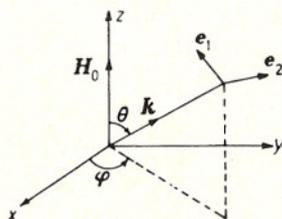


Fig. 2.

Dans le cas d'une excitation σ^+ pure (où $e_\lambda = -(\xi - i\eta)/\sqrt{2}$) $\langle \mu | e_\lambda \cdot \mathbf{D} | m \rangle$ n'est différent de 0 que pour $m - \mu = +1$; de même en σ^- pure (où $e_\lambda = (\xi + i\eta)/\sqrt{2}$) pour $m - \mu = -1$; et en π pure (où $e_\lambda = \zeta$) pour $m - \mu = 0$. Pour tout autre mode d'excitation que les 3 précédents, il peut exister plusieurs éléments de matrice partant d'un même sous-niveau et différents de 0. Ceci est fondamental pour les phénomènes de cohérence comme nous le verrons plus loin.

Pour étudier le couplage entre un atome isolé et le champ de rayonnement, il faut développer le vecteur état du système suivant les différents états de base:

$$(10) \quad |\Psi\rangle = \sum_m a_m |m\rangle + \sum_{\mu k \lambda} a_{\mu k \lambda} |\mu k \lambda\rangle,$$

$|m\rangle$ est l'état associé à l'atome dans le sous-niveau m de l'état excité; $|\mu k \lambda\rangle$ à l'atome dans le sous-niveau fondamental μ en présence du photon ($k e_\lambda$).

On écrit ensuite l'évolution des divers coefficients $a_m, a_{\mu k \lambda}$ sous l'influence des hamiltoniens Zeeman et de couplage. Nous renvoyons pour le détail des calculs aux références citées dans l'introduction [5, 7] et présentons seulement les résultats suivant le schéma général: préparation, évolution, détection.

3.1. Etude de l'excitation optique. — Considérons un ensemble d'atomes situés tous dans le sous-niveau Zeeman μ de l'état fondamental et éclairés par une source lumineuse de polarisation e_{λ_1} dont la largeur de raie est grande devant la largeur naturelle et l'écart Zeeman dans l'état excité.

Immédiatement après l'excitation, la matrice densité représentant l'ensemble des atomes excités est à une constante multiplicative A près:

$$(11) \quad \langle m | \rho_0 | m' \rangle = A \langle m | e_{\lambda_1} \mathbf{D} | \mu \rangle \langle \mu | e_{\lambda_1} \mathbf{D} | m' \rangle.$$

D'après la propriété des éléments de matrice $\langle m | e_\lambda \mathbf{D} | \mu \rangle$ citée plus haut, cette matrice n'est diagonale que dans le cas d'une excitation σ^+ , σ^- ou π pures. Pour tout autre mode d'excitation, la préparation des atomes dans l'état excité est cohérente. Une telle excitation est dite cohérente.

On peut aussi imaginer que les atomes ne sont pas tous dans le même sous-niveau Zeeman μ de l'état fondamental immédiatement avant l'excitation optique; mais que l'ensemble est représenté à cet instant par une matrice densité $\langle \mu | \sigma_0 | \mu' \rangle$ non nécessairement diagonale, ce qui est le cas par exemple si l'on fait de la résonance magnétique dans l'état fondamental.

La matrice densité représentant l'ensemble des atomes immédiatement après l'excitation est, dans ce cas:

$$(12) \quad \langle m | \rho_0 | m' \rangle = A \sum_{\mu \mu'} \langle m | e_{\lambda_1} \mathbf{D} | \mu \rangle \langle \mu | \sigma_0 | \mu' \rangle \langle \mu' | e_{\lambda_1} \mathbf{D} | m' \rangle.$$

3'2. Evolution dans l'état excité.

— Cas où il n'y a pas de résonance magnétique.

L'équation d'évolution de la matrice densité dans l'état excité dans le cas d'une excitation optique continue est

$$(13) \quad \frac{d\rho}{dt} = -i[\omega_0 F_z, \rho] - \Gamma\rho + \frac{1}{T_\varphi} \rho_0.$$

Le premier terme représente l'action du champ magnétique statique; le 2^{ème} l'émission spontanée (Γ est la largeur naturelle); le 3^{ème} le pompage à partir de l'état fondamental (ρ_0 est la matrice d'excitation définie précédemment, T_φ le temps moyen séparant l'absorption de 2 photons excitateurs par un même atome).

L'état stationnaire s'obtient en faisant $d\rho/dt = 0$. On obtient ainsi à l'état stationnaire

$$(14) \quad \langle m | \rho | n \rangle = \frac{1}{T_\varphi} \frac{1}{\Gamma + i(E_m - E_n)} \langle m | \rho_0 | n \rangle.$$

Autrement dit, même si l'excitation est cohérente, la cohérence ne se maintient dans l'état excité que si l'écart Zeeman dans l'état excité est petit devant la largeur naturelle des niveaux.

— Cas d'une résonance magnétique.

L'équation d'évolution s'écrit plus facilement dans le référentiel tournant à la fréquence ω . Soit ρ' la matrice densité dans le référentiel tournant

$$(15) \quad \frac{d\rho'}{dt} = -i[\mathcal{H}, \rho'] - \Gamma\rho' + \frac{1}{T_\varphi} \exp[iF_z\omega t]\rho_0 \exp[-iF_z\omega t],$$

$\mathcal{H} = (\omega_0 - \omega)F_z + \gamma H_1 F_x$ est le champ effectif dans le référentiel tournant. $\exp[iF_z\omega t]\rho_0 \exp[-iF_z\omega t]$ représente la matrice d'excitation dans le référentiel tournant.

Si l'excitation n'est pas cohérente, le 2^{ème} membre de (15) ne dépend pas du temps car ρ_0 est diagonale. La solution stationnaire de (15) ne dépend pas du temps; les éléments diagonaux dans le référentiel tournant existent à cause de la cohérence introduite par la radiofréquence. Dans le référentiel fixe ces éléments non diagonaux deviennent modulés à la fréquence $(m - n)\omega$; en fait il y a seulement ω et 2ω .

Si l'excitation est en plus cohérente, la solution forcée dans le référentiel tournant contient des termes statiques et des termes modulés aux fréquences ω , 2ω . Dans le référentiel fixe, il y a des termes statiques et des termes modulés aux fréquences ω , 2ω , 3ω , 4ω .

3.3. Détection. — La matrice densité dans l'état excité étant $\langle m|\rho|m'\rangle$, la quantité de lumière émise par unité de temps, dans un angle solide $\Delta\Omega$ autour d'une direction donnée et avec un état de polarisation e_{λ_2} donné s'écrit à un constante multiplicative B près

$$(16) \quad B \Delta\Omega \sum_{\substack{mm' \\ \mu}} \langle \mu | e_{\lambda_2} \mathbf{D} | m \rangle \langle m | \rho | m' \rangle \langle m' | e_{\lambda_2} \mathbf{D} | \mu \rangle.$$

On voit en particulier que si la détection ne se fait ni en σ^+ , σ^- ou π pure, la grandeur mesurée est sensible à la cohérence dans l'état excité.

Une telle détection est dite cohérente.

4. — Etude des diverses expériences.

4.1. Expérience de dépolarisation magnétique [1]. — La vapeur de mercure est excitée par de la lumière de résonance se propageant le long de Oy et ayant une polarisation parallèle à Ox .

Elle est placée dans un champ statique H_0 porté par Oz .

L'observateur placé à l'infini sur l'axe Oz observe les quantités de lumière I_x et I_y réémises avec une polarisation respectivement parallèle à Ox et Oy .

Lorsque H_0 est nul, $I_y = 0$, $I_x \neq 0$ la lumière est totalement polarisée; lorsque H_0 est suffisamment grand (de façon précise lorsque l'écart Zeeman dans l'état excité est grand devant la largeur naturelle des niveaux), $I_x = I_y$: la lumière est totalement dépolarisée. Il se produit en plus une rotation du plan de polarisation dans le plan xOy et dans le sens du courant magnétisant, dont nous ne parlerons pas ici.

Calculons tout d'abord la matrice d'excitation ρ_0 avec les notations précédentes (indice 1 pour l'excitation, 2 pour la détection) nous avons:

$$e_{\lambda_1} = \xi.$$

Nous supposons qu'il s'agit d'un isotope pair. Nous avons alors le schéma à côté pour les éléments de matrice.

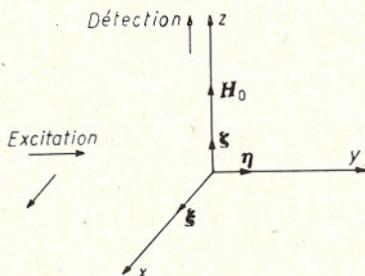


Fig. 3.

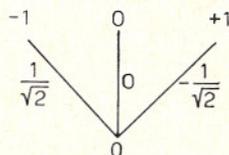


Fig. 4.

On en déduit alors immédiatement par (11) l'expression de ρ_0

$$\rho_0 = \begin{array}{c} \begin{array}{cccc} & -1 & 0 & 1 \\ -1 & \frac{1}{2} & 0 & -\frac{1}{2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \end{array} \end{array} .$$

La matrice densité à l'état stationnaire dans l'état excité est donnée par l'expression (14)

$$\rho = \begin{array}{c} \begin{array}{cccc} & -1 & 0 & 1 \\ -1 & \frac{1}{2} & 0 & \frac{-\Gamma/2}{\Gamma - 2i\omega_0} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & \frac{-\Gamma/2}{\Gamma + 2i\omega_0} & 0 & \frac{1}{2} \end{array} \end{array} .$$

La lumière observée I_x est donnée par l'expression (16) où l'on fait $e_{\lambda_2} = \xi$. On obtient ainsi:

$$(17) \quad \begin{aligned} I_x &= \frac{1}{4} + \frac{1}{4} + \frac{\Gamma}{4} \left[\frac{1}{\Gamma - 2i\omega_0} + \frac{1}{\Gamma + 2i\omega_0} \right], \\ I_x &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\omega_0^2} \right). \end{aligned}$$

Pour avoir I_y , il faut faire $e_{\lambda_2} = \eta$, ce qui donne des éléments de matrice $\langle \mu | e_{\lambda_2} \mathbf{D} | m \rangle$ (voir fig. 5).

On obtient alors pour I_y , au moyen de (16)

$$(18) \quad I_y = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\omega_0^2} \right).$$

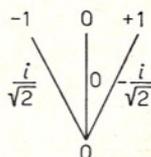


Fig. 5.

Les formules (17), (18), décrivent quantitativement les phénomènes observés quand H_0 , c'est-à-dire ω_0 varie.

Dans cette expérience, la cohérence s'introduit dans la 1^{ème} et la 3^{ème} étape, c'est-à-dire dans l'excitation et la détection. En effet l'excitation et la détection ne se font ni en σ^+ , ni en σ^- , ni en π pures, mais en un mélange de σ^+ et de σ^- .

L'évolution dans l'état excité fait que la cohérence introduite par l'excitation, dépend du rapport = $\frac{\text{Ecart Zeeman dans l'état excité}}{\text{Largeur naturelle des niveaux}}$.

La quantité observée qui dépend de la cohérence dans l'état excité va donc dépendre aussi de ce rapport et va varier en fonction du champ statique H_0 . Cette variation d'ailleurs permet de déterminer expérimentalement Γ .

4.2. *Expériences de croisement de niveaux* [2]. — On observe avec un détecteur à PbS la raie 1μ de He ($2^3S_1 \rightarrow 2^3P_0, 2^3P_1, 2^3P_2$) qui traverse une cellule remplie de He et placée dans un champ H_0 . Une faible décharge produit continuellement des atomes d'hélium dans l'état métastable 2^3S_1 .

Quand on fait varier H_0 , on constate que la lumière qui parvient au détecteur augmente brusquement pour certaines valeurs de H_0 correspondant à des croisements des niveaux d'énergie. Il apparaît ainsi une sorte de résonance dont la largeur est de l'ordre de la largeur naturelle des niveaux.

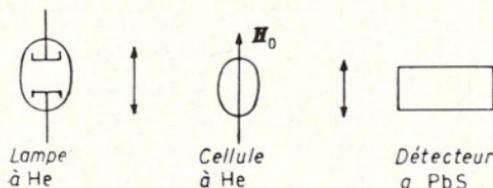


Fig. 6.

Si l'excitation et la détection se font en lumière non polarisée, seuls les croisements de niveaux correspondant à $\Delta m = 2$ se détectent. Il sont indiqués par un cercle plein sur la figure. Si l'excitation et la détection se font en lumière polarisée ni parallèlement, ni perpendiculairement au champ H_0 , on observe également les croisements de niveaux correspondant à $\Delta m = 1$.

L'interprétation de cette expérience est identique à celle de la précédente; l'excitation et la détection sont toujours cohérentes.

La cohérence ne se maintient dans l'état excité que si l'écart des niveaux est petit devant la largeur

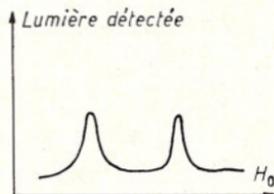


Fig. 7.

naturelle, ce qui permet de comprendre pourquoi aux points de croisement apparaissent des signaux supplémentaires dûs à la cohérence.

Lorsque l'excitation se fait en lumière naturelle, on peut décomposer le faisceau exciteur en deux faisceaux incohérents polarisés l'un parallèlement, l'autre perpendiculairement au champ. Le 2^{ème} faisceau fait une excitation cohérente. Comme c'est un mélange cohérent de σ^+ et de σ^- , on voit d'après (11) qu'il n'introduit de cohérence qu'entre des couples de niveaux correspondant à $\Delta m = 2$.

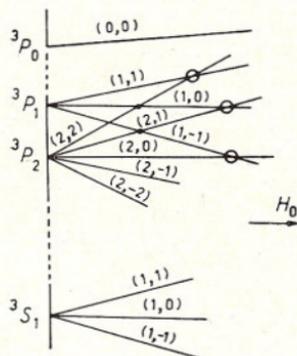


Fig. 8.

De la même façon, on voit que la détection

n'est sensible qu'à la cohérence existant entre de tels couples de niveaux. On comprend ainsi pourquoi les croisements de niveaux correspondant à $\Delta m = 1$ ne sont pas détectés en lumière non polarisée alors qu'ils le sont en lumière polarisée ni parallèlement ni perpendiculairement au champ.

En résumé, dans les deux expériences précédentes (dépolariation magnétique et croisement de niveaux) la cohérence s'introduit dans la préparation et la détection.

4.3. *Battements lumineux* [3, 7]. — L'expérience est très analogue à une expérience de double résonance. La vapeur de Hg est excitée par de la lumière π . On effectue la résonance magnétique dans l'état excité. On essaie de détecter dans la lumière de résonance une modulation à la fréquence HF ω ou à l'une des harmoniques de ω .

Si l'observation se fait perpendiculairement à la direction du champ on observe une modulation à 2ω . Si elle ne se fait pas perpendiculairement au champ on observe aussi une modulation à ω .

Dans cette expérience, l'excitation n'est pas cohérente puisque c'est une excitation en π pure. La cohérence s'introduit dans

l'évolution grâce à la radiofréquence. Nous avons vu plus haut (formule (15)) qu'à l'état stationnaire les éléments non diagonaux de la matrice densité, dans le référentiel fixe étaient non nuls et modulés à la fréquence $(m - n)\omega$.

Si la détection se fait perpendiculairement au champ en lumière non polarisée, par le même raisonnement que dans l'expérience de croisement de niveaux, on voit que la quantité de lumière observée dépend de la cohérence entre les couples de niveaux tels que $m - n = 2$. On observe donc une modulation à 2ω . Si la détection se fait dans une direction ne faisant pas un angle de $\pi/2$ avec le champ, on voit en plus la modulation à ω car la détection est alors sensible à tous les éléments non diagonaux de la matrice densité.

En résumé dans cette expérience, la cohérence s'introduit dans l'évolution et la détection.

Si en plus l'excitation est cohérente, nous avons vu plus haut (Section 3'2) que l'on doit s'attendre non seulement à une modulation à ω et 2ω mais également à 3ω et 4ω . Nous avons là un exemple où la cohérence s'introduit dans les trois étapes: préparation, évolution, détection.

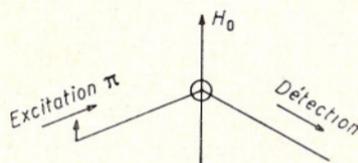


Fig. 9.

4.4. *Diffusion multiple cohérente* [4, 5]. — Cette expérience a déjà fait l'objet d'un exposé [8]. Aussi nous nous contenterons de renvoyer à cet exposé et aux travaux de Mr. BARRAT.

4.5. *Absorption modulée* [6]. — Une vapeur alcaline est orientée optiquement par de la lumière circulaire droite se propageant le long de H_0 . On effectue la résonance magnétique dans l'état fondamental. Un faisceau très faible de lumière de résonance se propageant à angle droit de H_0 et polarisé circulairement par rapport à cette direction de propagation traverse la cellule de résonance et tombe sur un détecteur. On observe dans la lumière absorbée sur ce faisceau une composante modulée à la fréquence ω du champ HF.

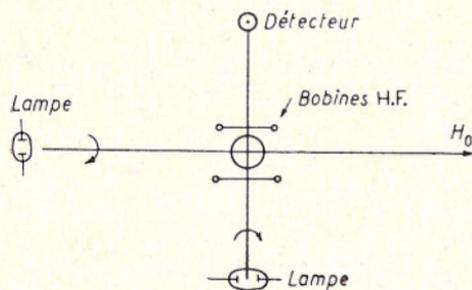


Fig. 10.

Dans cette expérience, la cohérence est maintenue dans l'état fondamental grâce à l'action de la radiofréquence. Dans le référentiel fixe, les éléments non diagonaux $\langle \mu | \sigma | \mu' \rangle$ de la matrice densité représentant l'ensemble des atomes dans l'état fondamental ne sont pas nuls et sont modulés à la fréquence $(\mu - \mu')\omega$.

La matrice densité représentant l'ensemble de ces atomes après une excitation par le faisceau détecteur ($\mathbf{k}_2, \mathbf{e}_{\lambda_2}$) est, d'après un résultat établi précédemment (formule (12))

$$\langle m | \rho | m' \rangle = A \sum_{\mu\mu'} \langle m | \mathbf{e}_{\lambda_2} \mathbf{D} | \mu \rangle \langle \mu | \sigma | \mu' \rangle \langle \mu' | \mathbf{e}_{\lambda_2} \mathbf{D} | m' \rangle.$$

Pour avoir la quantité de lumière absorbée I , nous devons sommer les populations de l'état excité après l'excitation par le faisceau détecteur, c'est-à-dire faire dans la formule précédente $m = m'$ et sommer sur m .

Nous avons ainsi

$$I = A \sum_{\substack{\mu\mu' \\ m}} \langle m | \mathbf{e}_{\lambda_2} \mathbf{D} | \mu \rangle \langle \mu | \sigma | \mu' \rangle \langle \mu' | \mathbf{e}_{\lambda_2} \mathbf{D} | m \rangle.$$

Nous supposons le faisceau détecteur très faible, c'est-à-dire que nous négligeons l'effet de la détection sur l'évolution de $\langle \mu | \sigma | \mu' \rangle$.

Nous voyons alors que si la détection est cohérente (ce qui est le cas dans l'expérience envisagée) il existe plusieurs éléments de matrice $\langle \mu | \mathbf{e}_{\lambda_2} \mathbf{D} | m \rangle$ partant d'un niveau m et allant à des niveaux μ différents. Autrement dit la détection est sensible aux éléments non diagonaux $\langle \mu | \sigma | \mu' \rangle$.

Ces derniers étant modulés à la fréquence ω et aux harmoniques de ω , l'absorption est donc elle aussi modulée.

Dans cette expérience la cohérence s'introduit dans l'évolution et la détection.

R É F É R E N C E S

- [1] A. C. G. MITCHELL et M. W. ZEMANSKY: *Résonance Radiation and Excited Atoms*, p. 262.
- [2] F. D. COLEGROVE, P. A. FRANKEN, R. R. LEWIS et R. H. SANDS: *Phys. Rev. Lett.*, **3**, 420 (1959).
- [3] J. N. DODD, W. N. FOX, G. W. SERIES et J. M. TAYLOR: *Proc. Phys. Soc. (London)* **72**, 790 (1959).
- [4] M. A. GUIOCHON, J. E. BLAMONT et J. BROSSEL: *Journ. Phys. Rad.*, **18**, 99 (1957).
- [5] J-P. BARRAT: *Thèse* (Paris, 1959); N. du microfilm CNRS, 38, 808; *Journ. Phys. Rad.* **20** 541, 633, 657, (1959).
- [6] H. G. DEHMELT: *Phys. Rev.*, **105**, 1924 (1957); W. E. BELL et A. BLOOM: *Phys. Rev.*, **102**, 1559 (1957).
- [7] J. P. BARRAT: *Density Matrix Formalism Applied to Light Beat Experiments* (à paraître).
- [8] J. BROSSEL: *Rendiconti S. I. F.* (Varenna, 1960), ce volume, p. 187.