

Du pompage optique à la spectroscopie laser

par Claude COHEN-TANNOUJJI,

Professeur au Collège de France
Laboratoire de Physique
de l'École Normale Supérieure

24, rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05.

Cet article est dédié à la mémoire d'Alfred KASTLER. Alfred KASTLER était membre d'honneur de l'Union des Physiciens. Tout au long de sa vie, il a porté la plus grande attention aux problèmes relatifs à l'enseignement de la Physique. Il avait un talent exceptionnel pour communiquer à ses auditeurs son enthousiasme pour les belles expériences, pour en dégager avec clarté les phénomènes physiques essentiels. Je me souviens encore avec émotion de la conférence qu'il présenta aux journées de Lyon de l'Union des Physiciens, en novembre 1966, quelques jours seulement avant que le prix Nobel ne lui soit attribué pour « la découverte et le développement de méthodes optiques dans l'étude des résonances hertziennes des atomes ».

Le but de cet article est double. Tout d'abord, nous voudrions rappeler le principe de ces « méthodes optiques » qu'Alfred KASTLER et Jean BRUSSEL ont inventées et mises en œuvre au laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure à partir des années 50, et qui ont connu un prodigieux essor en France et dans le monde. A partir des années 60-70, sont apparues des nouvelles sources lumineuses, les lasers, qui ont accru considérablement la portée et le champ d'application des méthodes optiques. Nous voudrions également, dans cet article, présenter un rapide survol des nouvelles directions de recherche que les sources laser permettent d'explorer.

Il nous a paru indispensable de regrouper dans une première partie (A) quelques rappels de physique atomique destinés à introduire, de manière descriptive, les notions essentielles, le vocabulaire et les notations utiles pour la suite. La deuxième partie (B) expose le principe des méthodes de double résonance et de pompage optique permettant d'étudier les résonances hertziennes dans les états atomiques, excités ou fondamentaux. Les avantages de ces méthodes, ainsi que leurs grands domaines

d'applications sont brièvement passés en revue. La troisième partie (C) est consacrée à une description des caractéristiques essentielles des sources laser, permettant de comprendre les possibilités nouvelles qu'elles offrent par rapport aux sources usuelles, notamment dans l'étude des résonances, non plus hertziennes, mais optiques, des atomes. Enfin, la dernière partie (D) passe en revue quelques nouveaux thèmes de recherches, l'accent étant mis plus sur les motivations et l'intérêt de ces recherches que sur une description détaillée des expériences.

Une bibliographie succincte, composée essentiellement d'ouvrages généraux et d'articles de revue, est donnée à la fin de cet article.

A. QUELQUES RAPPELS DE PHYSIQUE ATOMIQUE.

1. Quantification des grandeurs physiques.

A l'échelle atomique, les lois de la mécanique classique ne sont plus valables. Par exemple, les grandeurs physiques ne varient plus en général de manière continue et ne peuvent souvent prendre que des valeurs *discrètes*, repérées par des *nombres quantiques*.

Une grandeur physique particulièrement importante est *l'énergie*. Ainsi, dans le système du centre de masse, les valeurs possibles des énergies des états liés d'un atome forment une suite de valeurs discrètes $E_1, E_2, \dots, E_n, \dots$, auxquelles sont associés des *niveaux d'énergie*.

Une autre grandeur physique importante est le *moment cinétique*. La physique atomique s'intéresse en effet aux propriétés des atomes isolés dans l'espace, et les interactions régnant à l'intérieur de tels systèmes sont *invariantes par rotation*, de sorte que le moment cinétique total d'un atome est une *constante du mouvement*.

Le moment cinétique d'un atome ne peut pas prendre n'importe quelle valeur. Il est possible de montrer en mécanique quantique que les valeurs possibles du carré \vec{J}^2 d'un moment cinétique quelconque \vec{J} sont nécessairement de la forme $j(j+1)\hbar^2$ où $\hbar = h/2\pi$ (h constante de PLANCK égale à $6,6 \cdot 10^{-34}$ J s⁻¹) et où j est un entier ou demi entier :

$$j = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \dots \quad (1)$$

De plus, pour une valeur donnée du nombre quantique j , la composante de \vec{J} sur un axe quelconque, par exemple J_z , ne peut prendre que les valeurs $m_j \hbar$, où m_j est l'un des $2j + 1$ nombres possibles variant par sauts d'une unité entre $-j$ et $+j$:

$$m_j = -j, -j + 1, -j + 2, \dots, j - 1, j. \quad (2)$$

L'invariance par rotation entraîne que chaque niveau d'énergie atomique peut être caractérisé par une valeur bien définie de j , et que les $2j + 1$ états correspondant aux $2j + 1$ valeurs possibles de J_z ont la même énergie. On dit que le niveau E_j a une *dégénérescence* $2j + 1$.

Dans toute la suite de cet exposé, il sera question d'écart entre niveaux d'énergie. Il est bien connu en effet que le passage d'un atome d'un niveau d'énergie E_2 à un niveau d'énergie E_1 s'accompagne (dans une transition radiative) de l'émission (si $E_2 > E_1$) ou de l'absorption (si $E_2 < E_1$) d'un *photon* dont la fréquence ν est reliée à l'écart énergétique $|E_2 - E_1|$ par la *relation de Bohr-Einstein* :

$$|E_2 - E_1| = h\nu. \quad (3)$$

Nous exprimerons les écarts énergétiques en électron-volt, ou en Hz grâce à la relation (3) (1 eV correspond à $2,4 \cdot 10^{14}$ Hz) ou encore à partir de la longueur d'onde $\lambda = c/\nu$ exprimée en nanomètres.

2. Particule dans un potentiel central.

Pour illustrer la discussion précédente, considérons une particule de masse m , dont l'énergie potentielle $V(r)$ (appelée souvent de manière plus concise « potentiel ») ne dépend que de la distance r à un point O, et a l'allure représentée sur la fig. 1 (potentiel attractif tendant pour r grand vers une constante prise pour zéro d'énergie).

L'invariance par rotation de $V(r)$ entraîne que le moment cinétique de la particule, ici le moment cinétique *orbital* :

$$\vec{L} = \vec{r} \wedge \vec{p} \quad (4)$$

où \vec{p} est l'impulsion (ou quantité de mouvement) de la particule, est une constante du mouvement. Compte tenu de la forme particulière (4) de \vec{L} , il est possible de montrer que le nombre quantique associé à \vec{L}^2 , que nous noterons l plutôt que j , ne peut prendre que des valeurs *entières* :

$$l = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (5)$$

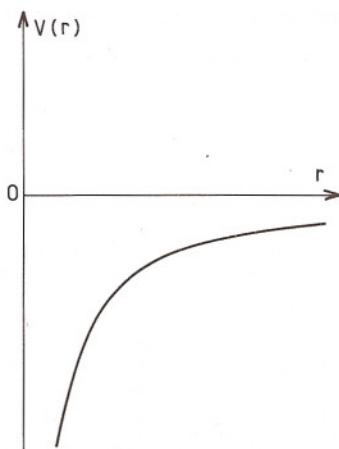


Fig. 1. — Potentiel central attractif tendant, pour $r \rightarrow \infty$, vers une constante prise pour zéro d'énergie.

Les niveaux d'énergie d'une particule dans un potentiel central peuvent donc être caractérisés chacun par une valeur bien définie de l . Il est d'usage d'appeler états s les états $l = 0$, états p les états $l = 1$, états d les états $l = 2$, états f les états $l = 3$...

La fig. 2 représente les premiers niveaux d'énergie de la particule, dans le cas particulier important où $V(r)$ correspond à l'énergie potentielle coulombienne d'un atome d'hydrogène : $V(r) = -q^2/4\pi\epsilon_0 r$. (q est la charge de l'électron). On trouve tout d'abord que toutes les valeurs positives de E sont possibles. Classiquement, de tels états correspondent à des mouvements non limités dans l'espace, où la particule arrive de l'infini et repart à l'infini avec une énergie initiale (et finale) égale à E . L'électron n'est donc pas lié au proton dans de tels états et c'est la raison pour laquelle le continuum $E > 0$ est appelé *continuum d'ionisation*. Considérons maintenant les valeurs négatives de E , correspondant classiquement à des mouvements limités dans l'espace, où la particule reste *liée* au voisinage de O avec une énergie de liaison égale à $-E$. Alors que, classiquement, toutes les valeurs négatives de E sont possibles, le problème quantique n'admet qu'une suite discrète de solutions E_n , repérées par un entier n :

$$E_n = -\frac{E_1}{n^2} \quad n = 1, 2, 3... \quad (6)$$

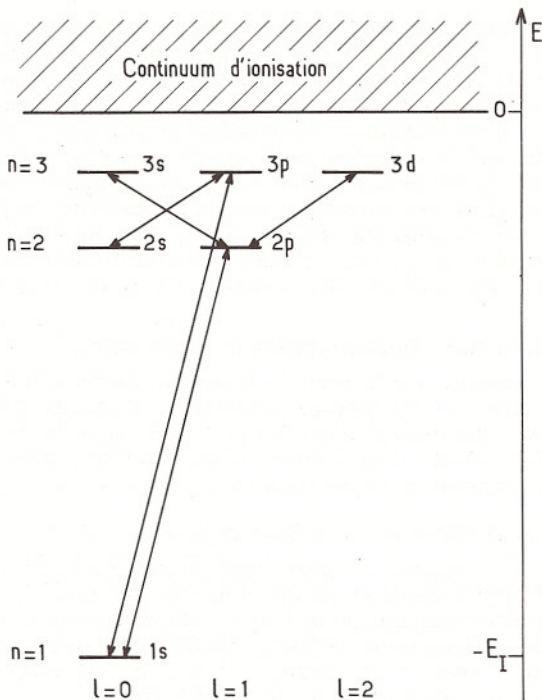


Fig. 2. — Premiers niveaux de l'atome d'hydrogène. Les flèches correspondent aux transitions dipolaires électriques (voir § A. 8).

où :

$$E_I = \frac{1}{2} \alpha^2 mc^2 \quad (7)$$

α étant la *constante de structure fine* (sans dimension) :

$$\alpha = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{\hbar c} \simeq \frac{1}{137}. \quad (8)$$

Le niveau d'énergie le plus bas est le niveau $n = 1$, appelé *niveau fondamental*, et a pour énergie de liaison E_I . C'est la raison pour laquelle E_I est appelée *énergie d'ionisation*. On trouve également que, pour chaque valeur de n , il y a n valeurs de l possibles :

$$l = 0, 1, 2 \dots n - 1. \quad (9)$$

Il y a donc n niveaux n, l de même énergie. Il apparaît ainsi, en plus de la dégénérescence $2l + 1$ de chaque niveau nl , une

dégénérescence supplémentaire de l'énergie liée au fait que des niveaux de l différents mais de même n ont même énergie. Il convient de noter cependant que cette dégénérescence supplémentaire est liée à la nature coulombienne du potentiel. Elle n'existe plus pour d'autres potentiels. Par exemple, si $V(r)$ décroît plus vite qu'un potentiel coulombien quand $r \rightarrow 0$, on trouve que l'état ns est plus bas que l'état np , lui-même plus bas que l'état $nd\dots$ (Ceci est dû au fait que la probabilité de présence de la particule au voisinage de $r = 0$ est d'autant plus importante que l est plus petit). Les énergies des niveaux doivent alors être notées E_{nl} puisqu'elles dépendent à la fois de n et l .

3. Interactions électrostatiques et magnétiques.

Pour comprendre la hiérarchie des structures qui apparaissent dans les spectres de niveaux d'énergie des atomes quand on les étudie avec des résolutions croissantes, il est utile de classer les interactions électromagnétiques existant au sein d'un atome par ordres de grandeur décroissants.

a) INTERACTIONS ÉLECTROSTATIQUES.

Les interactions les plus importantes sont les interactions électrostatiques entre électrons et noyau, du type de celles envisagées précédemment pour l'atome d'hydrogène, et entre électrons. Ces interactions donnent naissance à des écarts énergétiques entre niveaux de l'ordre de 1 à 10 eV, c'est-à-dire encore à des fréquences de l'ordre de 10^{14} à 10^{15} Hz.

b) INTERACTIONS MAGNÉTIQUES LIÉES AU SPIN DE L'ÉLECTRON.

L'expérience montre que l'électron possède, en plus de son moment cinétique orbital \vec{L} donné en (3), un moment cinétique intrinsèque, appelé *spin* et noté \vec{S} . Le nombre quantique s associé à \vec{S} ne prend qu'une seule valeur $s = 1/2$ et, par suite, le nombre quantique m_s associé à S_z ne prend que 2 valeurs $+1/2$ et $-1/2$.

Au spin \vec{S} de l'électron est associé un moment magnétique intrinsèque, dit de spin, \vec{M}_s , proportionnel à \vec{S} :

$$\vec{M}_s = g_e \frac{q}{2m} \vec{S} \quad (10)$$

où le facteur g_e est très voisin de 2. Lorsque l'électron se déplace à la vitesse \vec{v} dans le champ électrique du noyau, il « voit » un champ magnétique d'origine relativiste, appelé *champ motionnel*,

et dont on peut montrer qu'il est proportionnel à \vec{L} . Le couplage de \vec{M}_s , qui est proportionnel à \vec{S} , avec ce champ motionnel qui est proportionnel à \vec{L} , donne donc une interaction magnétique proportionnelle à $\vec{L} \cdot \vec{S}$ qui est appelée « *couplage spin-orbite* ». Un tel couplage relativiste est environ v^2/c^2 fois plus petit que les interactions électrostatiques. Comme, dans un atome d'hydrogène, v/c est de l'ordre de α (voir 8), les écarts énergétiques auxquels donne naissance le couplage spin-orbite sont de l'ordre de 10^{-4} - 10^{-3} eV ou 10^{10} - 10^{11} Hz. (Il convient d'ajouter au couplage spin-orbite d'autres corrections relativistes indépendantes du spin, comme la correction relativiste de l'énergie cinétique).

c) INTERACTIONS LIÉES A LA STRUCTURE DU NOYAU.

Les noyaux atomiques possèdent également un moment cinétique intrinsèque \vec{I} , appelé *spin nucléaire* (et qui résulte en fait de la composition des moments cinétiques orbitaux et de spin des divers nucléons constituant le noyau). Le nombre quantique I associé à \vec{I}^2 a une valeur bien définie, entière ou demi entière, pour un noyau donné (Il varie également d'un isotope à l'autre). Par exemple I vaut $1/2$ pour le proton, 0 pour ${}^4\text{He}$, $1/2$ pour ${}^3\text{He}$.

Au spin nucléaire \vec{I} est associé un *moment magnétique nucléaire* \vec{M}_I , proportionnel à \vec{I} et donné par une formule analogue à (10), mais dans laquelle c'est maintenant la masse M du noyau qui figure au dénominateur au lieu de la masse m de l'électron. Comme les valeurs possibles S_z et I_z sont toutes deux de l'ordre de \hbar , on en déduit que le magnétisme nucléaire est beaucoup plus faible que le magnétisme électronique, par un facteur de l'ordre de m/M , c'est-à-dire de l'ordre de $5 \cdot 10^{-4}$ pour le proton. Les interactions magnétiques entre le moment magnétique nucléaire \vec{M}_I et le champ magnétique produit au niveau du noyau par le mouvement des électrons et par leur spin, sont donc environ m/M fois plus petites que le couplage spin-orbite, et doivent donc donner naissance à des structures de l'ordre de 10^{-7} - 10^{-6} eV ou 10^7 - 10^8 Hz.

A ces couplages magnétiques liés à \vec{M}_I , il convient d'ajouter d'autres couplages électrostatiques du même ordre de grandeur, liés au volume fini du noyau et éventuellement à une forme non sphérique de ce noyau (moments quadrupolaires).

4. Composition des moments cinétiques et classification des niveaux.

Il ressort de la discussion précédente que plusieurs moments cinétiques partiels peuvent être considérés dans un atome : les moments cinétiques orbitaux \vec{L}_i et de spin \vec{S}_i des divers électrons i , le moment cinétique de spin \vec{I} du noyau. Le moment cinétique total de l'atome est bien sûr la somme de tous ces moments cinétiques partiels, et c'est lui qui est une constante du mouvement. Dans ce paragraphe, nous rappelons les résultats quantiques relatifs à la composition des moments cinétiques, et nous montrons comment la composition des divers moments cinétiques partiels dans un atome, dans un ordre guidé par la hiérarchie des interactions étudiée dans le paragraphe 3 précédent, permet de classer les niveaux apparaissant dans un spectre atomique.

a) COMPOSITION DE 2 MOMENTS CINÉTIQUES QUANTIQUES.

Soient 2 systèmes physiques [1] et [2], de moments cinétiques \vec{J}_1 et J_2 . Ces 2 systèmes peuvent être par exemple 2 électrons différents, \vec{J}_1 et \vec{J}_2 étant les moments cinétiques orbitaux \vec{L}_1 et \vec{L}_2 , ou de spin \vec{S}_1 et \vec{S}_2 . \vec{J}_1 peut être aussi le moment cinétique orbital \vec{L} , et \vec{J}_2 le moment cinétique de spin \vec{S} d'un même électron... Soit :

$$\vec{J} = \vec{J}_1 + \vec{J}_2 \quad (11)$$

le moment cinétique total des 2 systèmes.

Pour montrer l'importance de ce moment cinétique total, supposons maintenant que l'énergie du système global [1] plus [2] soit la somme d'un terme important, $H_1 + H_2$, représentant la somme des énergies des systèmes [1] et [2] pris séparément, et d'un terme plus petit, W_{12} , représentant une interaction entre [1] et [2] :

$$H = H_1 + H_2 + W_{12}. \quad (12)$$

Supposons de plus que H_1 et H_2 soient séparément invariants par rotation du système [1] seul, ou [2] seul, alors que W_{12} n'est invariant que par rotation d'ensemble de [1] et [2]. (Par exemple, W_{12} peut dépendre d'une distance r_{12} entre [1] et [2] qui ne reste invariante que si [1] et [2] subissent tous deux la même rotation). W_{12} a donc une symétrie moins élevée que $H_1 + H_2$.

Commençons, dans une première étape, par négliger W_{12} . Comme H_1 et H_2 sont séparément invariants par rotation, \vec{J}_1

et \vec{J}_2 sont séparément des constantes du mouvement, et les niveaux d'énergie de $H_1 + H_2$ peuvent être classés par les valeurs de j_1 et j_2 . Soit (j_1, j_2) un tel niveau (fig. 3 a). Les autres niveaux sont en général à des distances grandes, de l'ordre de $H_1 + H_2$.

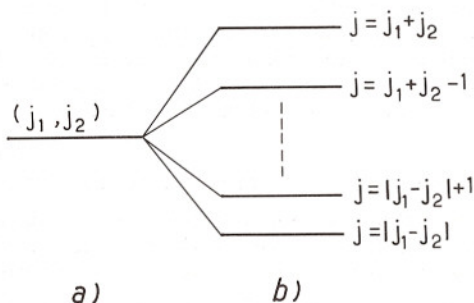


Fig. 3

- a) Niveau d'énergie caractérisé par les nombres quantiques j_1 et j_2 relatifs à \vec{J}_1 et \vec{J}_2 .
- b) Levée de dégénérescence du niveau précédent par un couplage W_{12} invariant par rotation. Les niveaux sont repérés par le nombre quantique j relatif à $(\vec{J}_1 + \vec{J}_2)^2$.

Essayons maintenant de tenir compte de l'effet de W_{12} à l'intérieur du niveau (j_1, j_2) . Comme W_{12} n'est invariant que par rotation globale, c'est $\vec{J} = \vec{J}_1 + \vec{J}_2$ qui est maintenant une constante du mouvement, de sorte que les nouveaux niveaux suivant lesquels le niveau initial (j_1, j_2) va se décomposer sous l'effet de W_{12} peuvent être classés par les valeurs possibles du nombre quantique j associé à \vec{J} . Or, il est possible de montrer que si les nombres quantiques j_1 et j_2 relatifs à \vec{J}_1 et \vec{J}_2 sont connus, alors, le nombre quantique j relatif à $(\vec{J}_1 + \vec{J}_2)^2$ prend toutes les valeurs possibles variant par sauts d'une unité entre $|j_1 - j_2|$ et $j_1 + j_2$:

$$j = |j_1 - j_2|, |j_1 - j_2| + 1, \dots, j_1 + j_2 - 1, j_1 + j_2 \quad (13)$$

Par exemple, la composition de 2 moments cinétiques $j_1 = 1$ et $j_2 = 1/2$ donne 2 valeurs possibles de j ,

$$j = 1 - (1/2) = 1/2 \quad \text{et} \quad j = 1 + (1/2) = 3/2.$$

On en déduit que la dégénérescence $(2j_1 + 1)(2j_2 + 1)$ du niveau (j_1, j_2) est partiellement levée par W_{12} , et qu'on obtient autant

de niveaux distincts qu'il y a de valeurs de j en (13), chacun d'eux restant $2j + 1$ fois dégénéré (fig. 3 b). Les écarts entre ces niveaux j sont de l'ordre de W_{12} , c'est-à-dire beaucoup plus petits que les écarts entre niveaux (j_1, j_2) différents.

Des simples considérations de symétrie permettent ainsi de comprendre et de classer les structures qui apparaissent quand on tient compte d'interactions de plus en plus faibles, et de symétrie de moins en moins élevée. Nous allons illustrer cette idée sur le cas simple de l'atome d'hydrogène.

b) APPLICATION AU SPECTRE DE L'ATOME D'HYDROGÈNE.

Commençons par ne tenir compte que de l'interaction *électrostatique* entre électron et proton. On obtient les niveaux d'énergie de la fig. 2, caractérisés par le nombre quantique l relatif au moment cinétique orbital \vec{L} qui est une constante du mouvement. L'énergie de l'atome ne dépend en effet que de la distance électron-proton, invariante dans une rotation des seuls degrés de liberté « orbitaux », c'est-à-dire n'affectant pas le spin \vec{S} de l'électron (nous ignorons pour le moment le spin \vec{I} du noyau). Comme nous négligeons les interactions magnétiques liées à S , l'énergie de l'atome est également invariante par rotation des degrés de liberté de spin. Chaque niveau $n, l, s = 1/2$ a donc une dégénérescence $2(2l + 1)$, le facteur 2 correspondant aux 2 valeurs possibles de S_z . Sur la fig. 4 a, sont représentés les niveaux $1s$ et $2p$, séparés par une énergie de 10,2 eV ou encore de $2,5 \cdot 10^{15}$ Hz (la transition $2p-1s$ est la raie Lyman α de longueur d'onde $\lambda = 121,5$ nm).

Introduisons maintenant le couplage *spin-orbite*. Ce couplage $\vec{L} \cdot \vec{S}$ n'est invariant que dans une rotation globale des degrés de liberté orbitaux et de spin (qui tourne \vec{L} et \vec{S} du même angle). C'est donc le moment cinétique total de l'électron.

$$J = \vec{L} + \vec{S} \quad (14)$$

qui est maintenant une constante du mouvement et qui permet de classer les niveaux. D'après la discussion du paragraphe 4 a) précédent, le niveau $2p$ ($l = 1, s = 1/2$) se scinde en 2 niveaux $j = 1 - (1/2) = 1/2$ et $j = 1 + (1/2) = 3/2$, notés $2p_{1/2}$ et $2p_{3/2}$ (fig. 4 b). Leur séparation est de l'ordre de $1,1 \cdot 10^{10}$ Hz, beaucoup plus petite que la séparation $1s-2p$. Par contre, le niveau $1s$ ($l = 0, s = 1/2$) ne donne qu'un niveau $j = 0 + 1/2 = 1/2$ noté $1s_{1/2}$. La raie Lyman α qui relie $1s$ à $2p$ est donc en

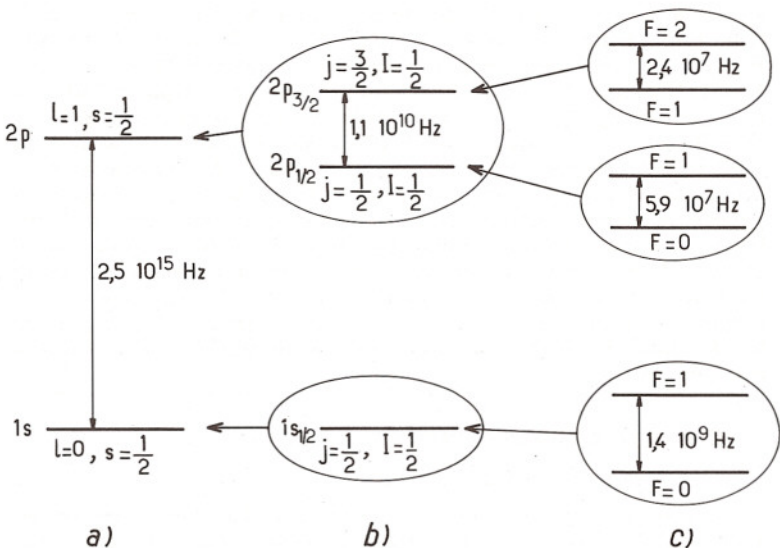


Fig. 4

a) Niveaux $1s$ et $2p$ de l'hydrogène.

b) Structure fine due au couplage spin-orbite.

c) Structure hyperfine due au magnétisme nucléaire.

(Les écarts énergétiques dans les figures entourées d'un rond sont très agrandis).

fait un doublet $1s_{1/2} - 2p_{1/2}$, $1s_{1/2} - 2p_{3/2}$. L'état entre les 2 niveaux $2p_{1/2} - 2p_{3/2}$ est appelé écart de *structure fine*.

Introduisons maintenant les degrés de liberté liés au spin nucléaire du proton ($I = 1/2$). Tant que les interactions correspondantes sont négligées, \vec{I} est une constante du mouvement, et une dégénérescence supplémentaire liée aux 2 valeurs possibles de I_z s'introduit. Les *interactions magnétiques liées à \vec{M}_I* ne sont invariantes que dans une rotation globale de tous les degrés de liberté de l'électron et du noyau. On voit apparaître ainsi comme constante du mouvement le moment cinétique *total* de l'atome :

$$\vec{F} = \vec{J} + \vec{I} \quad (15)$$

somme du moment cinétique *total* de l'électron \vec{J} et du moment cinétique \vec{I} du noyau. Chaque niveau de structure fine va donc

se décomposer en autant de niveaux qu'il y a de valeurs de F (fig. 4 c). Le niveau $2p_{3/2}$ ($j = 3/2$, $I = 1/2$) donne 2 niveaux $F = 1$ et $F = 2$ séparés par $2,4 \cdot 10^7$ Hz, le niveau $2p_{1/2}$ ($j = 1/2$, $I = 1/2$) donne 2 niveaux $F = 0$ et $F = 1$ séparés par $5,9 \cdot 10^7$ Hz, le niveau $1s_{1/2}$ ($j = 1/2$, $I = 1/2$) donne lui aussi 2 niveaux $F = 0$ et $F = 1$ séparés par $1,4 \cdot 10^9$ Hz. Les écarts correspondants sont appelés écarts de *structure hyperfine*. A l'intérieur d'un niveau nl donné, les structures hyperfines sont beaucoup plus petites que les structures fines. La structure hyperfine de l'état fondamental de l'atome d'hydrogène mérite une mention particulière. Tout d'abord, le *maser à hydrogène* fonctionne sur cette transition hyperfine ($F = 1 \rightarrow F = 0$). D'autre part, c'est cette même transition qui est à l'origine de la raie à 21 cm, émise par les nuages d'*hydrogène interstellaire* et très étudiée en radio-astronomie.

5. Atomes à plusieurs électrons.

a) PRINCIPE D'EXCLUSION DE PAULI.

Jusqu'ici nous n'avons considéré que l'atome d'hydrogène à un seul électron. Dans un atome à plusieurs électrons, il faut tenir compte du principe d'exclusion de PAULI qui interdit à 2 électrons d'être dans le même état quantique. C'est ce principe qui permet de comprendre le remplissage progressif du tableau périodique des éléments. Une formulation plus complète de ce principe est que la fonction d'onde d'un système de N électrons doit être complètement antisymétrique, c'est-à-dire doit changer de signe dans tout échange de 2 électrons.

b) SPECTRE DES ATOMES ALCALINS.

Une bonne approximation consiste à assimiler l'atome alcalin à un atome à un seul électron (l'électron de valence) évoluant dans un potentiel central représentant le potentiel coulombien du noyau partiellement écranté par les électrons des couches pleines. Comme le potentiel n'est plus purement coulombien, l'énergie des niveaux n, l dépend des 2 nombres quantiques n et l (voir fin du paragraphe A. 2).

Considérons par exemple l'atome de sodium. Les couches pleines sont alors les couches $n = 1$ et $n = 2$. L'état fondamental de l'atome correspond à l'électron de valence dans l'état $3s$, le premier état excité à l'électron de valence dans l'état $3p$. Comme pour l'atome d'hydrogène, l'effet du couplage spin-orbite est de faire apparaître une structure fine. Le niveau $3p$ ($l = 1$, $s = 1/2$) se scinde en 2 niveaux $j = 1/2$ et $j = 3/2$, notés $3p_{1/2}$ et $3p_{3/2}$, le niveau $3s$ devient $3s_{1/2}$. La transition $3s-3p$ est donc en fait un doublet $3s_{1/2}-3p_{1/2}$ et $3s_{1/2}-3p_{3/2}$

qui correspond aux raies jaunes D_1 et D_2 (à 589,6 nm et 589,0 nm) émises par une lampe à vapeur de sodium. On notera que l'écart $3p_{1/2} - 3p_{3/2}$, de l'ordre de $5 \cdot 10^{11}$ Hz en unités de fréquence, est plus grand que pour l'hydrogène. Ceci est dû au fait que le couplage spin-orbite est d'autant plus important que le numéro atomique Z est plus élevé. L'écart de structure fine est encore plus important pour le rubidium et le césium. Enfin, l'existence du spin nucléaire ($I = 3/2$ pour ^{23}Na) fait apparaître une structure hyperfine. Le niveau $3p_{3/2}$ ($j = 3/2, I = 3/2$), donne, d'après (13), 4 niveaux hyperfins $F = 0, 1, 2, 3$. Les niveaux $3p_{1/2}$ et $3s_{1/2}$ ($j = 1/2, I = 3/2$) donnent chacun 2 niveaux hyperfins $F = 1$ et $F = 2$.

La structure hyperfine de l'état fondamental $6s_{1/2}$ de l'atome de césium ($I = 7/2$) mérite une mention particulière. Les 2 niveaux hyperfins $F = 4$ et $F = 3$ qui résultent de la composition de $j = 1/2$ et $I = 7/2$ sont séparés par un intervalle qui sert à définir la seconde dans le système international d'unités (la fréquence de la transition hyperfine $F = 4 \leftrightarrow F = 3$ est prise égale à $9192631770 \text{ s}^{-1}$ par définition).

c) SPECTRE DE L'ATOME D'HÉLIUM.

Dans l'étude des atomes à plusieurs électrons, il est courant, dans une première étape, de considérer que les électrons se déplacent tous dans le même potentiel central $V(r)$, représentant une sorte de potentiel moyen « vu » par chaque électron. On remplace ainsi l'énergie potentielle coulombienne exacte, V_{Coul} , somme des énergies coulombiennes entre électrons et noyau et entre électrons, par $\sum_i V(r_i)$ (approximation du champ central).

$V(r)$ est choisi de manière à ce que $\sum_i V(r_i)$ représente une approximation aussi bonne que possible de V_{Coul} . On essaie ensuite de tenir compte, dans une deuxième étape, des corrections introduites par l'écart, $V_{Coul} - \sum_i V(r_i)$, entre V_{Coul} et $\sum_i V(r_i)$.

On établit ainsi une hiérarchie à l'intérieur des interactions électrostatiques, en introduisant un terme prépondérant, $\sum_i V(r_i)$, de symétrie élevée (invariant par rotation de chaque électron séparément), et une « perturbation », $V_{Coul} - \sum_i V(r_i)$, de symétrie moins élevée (invariante seulement par rotation globale de tous les électrons).

Appliquons cette démarche à l'atome d'hélium. A l'approximation du champ central, l'invariance de $\sum_i V(r_i)$ par rotation de chaque électron séparément entraîne que les moments ciné-

tiques orbitaux \vec{L}_1 et \vec{L}_2 de chaque électron sont *séparément* des constantes du mouvement. Les niveaux d'énergie du système peuvent être alors repérés par les nombres quantiques $n_1 l_1$ et $n_2 l_2$ des états dans lesquels se trouvent chaque électron. On définit ainsi une « configuration » $(n_1 l_1) (n_2 l_2)$. La fig. 5 a représente par exemple la configuration fondamentale $(1s)^2$ et les 2 premières configurations excitées $(1s) (2s)$ et $(1s) (2p)$ de l'atome d'hélium.

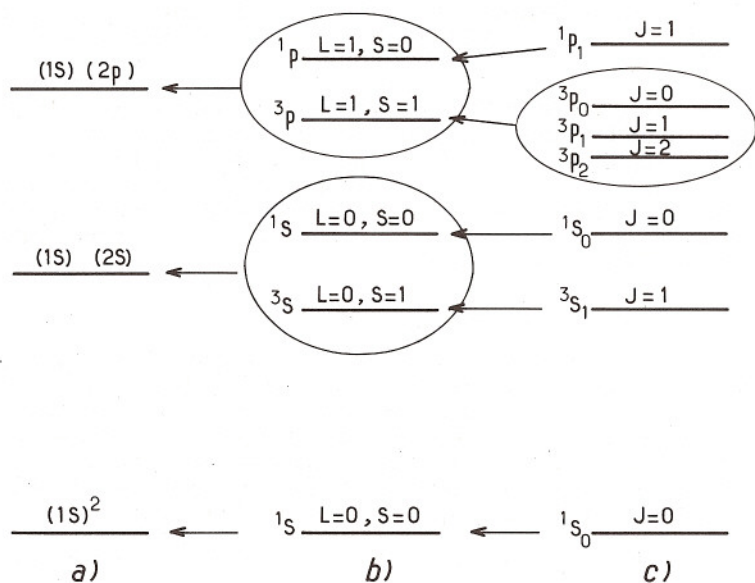


Fig. 5

- Premières configurations de l'atome d'hélium dans l'approximation du champ central.
- Termes spectraux résultant de la différence entre V_{Coul} et le potentiel central.
- Multiplets de structure fine résultant du couplage spin-orbite.
(Les écarts énergétiques ne sont pas à l'échelle).

Introduisons alors la perturbation $V_{Coul} - \sum_i V(r_i)$. Comme V_{Coul} contient la répulsion coulombienne entre les 2 électrons, l'énergie de l'atome n'est plus invariante que dans une rotation globale des 2 électrons, de sorte que la constante du mouvement est maintenant le *moment cinétique orbital total* $\vec{L} = \vec{L}_1 + \vec{L}_2$.

Il est commode également d'introduire le moment cinétique de spin total, $\vec{S} = \vec{S}_1 + \vec{S}_2$, qui est lui aussi une constante du mouvement puisque nous n'avons pas encore introduit les interactions dépendant du spin. Les niveaux d'énergie issus de chaque configuration peuvent donc être repérés par les nombres quantiques L et S relatifs à \vec{L} et \vec{S} (fig. 5 b). Comme s_1 et s_2 valent tous deux $1/2$, S ne peut valoir, d'après (13), que $S = 0$ ou $S = 1$. Les états $S = 0$ et $S = 1$ sont appelés respectivement des états *singulets* et *triplets* (par suite du nombre de valeurs possibles de $S_z = S_{1z} + S_{2z}$). Pour chacune des configurations de la fig. 5 a, l_1 est toujours nul. Il s'ensuit, d'après (13), que L ne peut prendre chaque fois qu'une seule valeur, l_2 , et vaut donc $L = 0$ pour $(1s)^2$ et $(1s)(2s)$, $L = 1$ pour $(1s)(2p)$. Chaque état L, S issu d'une configuration est appelé un *terme* spectral. Les termes $S = 0$ et $L = 0, 1, 2, \dots$ sont notés $^1S, ^1P, ^1D, \dots$, les termes $S = 1$ et $L = 0, 1, 2, \dots$ sont notés $^3S, ^3P, ^3D, \dots$

On voit sur la fig. 5 b qu'à l'intérieur d'une configuration donnée, les états triplets sont toujours plus bas que les états singulets. Ceci est dû au principe de PAULI. En effet, il est possible de montrer que les états de spin $S = 1$ ($S = 0$) sont symétriques (antisymétriques). Il s'ensuit que la partie orbitale de la fonction d'onde doit être antisymétrique pour un état triplet, symétrique pour un état singulet. Les 2 électrons peuvent donc moins s'approcher l'un de l'autre dans un état triplet et c'est ce qui explique pourquoi leur répulsion coulombienne (positive) est moins élevée en moyenne que dans un état singulet. Le même principe de PAULI explique également l'absence d'état triplet dans la configuration fondamentale $(1s)^2$. Un tel état, symétrique pour les spins, doit être antisymétrique du point de vue orbital et est donc nul puisque les 2 électrons sont dans le même état orbital $1s$.

A ce stade, il est possible, comme pour l'atome d'hydrogène, d'introduire les interactions magnétiques liées aux spins des électrons et qui font apparaître une structure fine dans chaque terme spectral (fig. 5 c). Ces interactions sont invariantes dans une rotation globale des électrons et de leurs spins et les niveaux qui apparaissent sont classés par la valeur du nombre quantique J relatif au *moment cinétique électronique total* $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$. Par exemple, pour le terme $(6s)(6p)^3P$, le couplage de $L = 1$ et $S = 1$ donne 3 états $J = 0, 1, 2$, notés $^3P_0, ^3P_1, ^3P_2$. Les niveaux de structure fine issus d'un terme spectral sont appelés des *multiplets*.

L'hélium a 2 isotopes ${}^4\text{He}$ et ${}^3\text{He}$. Le noyau de ${}^4\text{He}$ a un spin nul ($I = 0$) et n'a donc pas de moment cinétique. \vec{J} est le moment cinétique total de l'atome et il n'y a pas de structure hyperfine. Le noyau de ${}^3\text{He}$ a un spin $I = 1/2$. Les multiplets de cet isotope ont donc une structure hyperfine, les niveaux étant repérés par le nombre quantique F relatif au moment cinétique total $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$. Nous n'avons pas représenté ces niveaux sur la fig. 5 pour ne pas trop la compliquer. Indiquons simplement ici que le niveau fondamental 1S_0 ($J = 0$, $I = 1/2$) ne donne qu'un niveau hyperfin $F = 1/2$ et que le magnétisme de cet état est purement nucléaire (puisque $J = 0$).

La démarche précédente peut se généraliser à des atomes plus complexes. Mais la hiérarchie des interactions, et donc l'ordre des compositions des moments cinétiques, peuvent changer. Par exemple, pour un atome lourd, le couplage spin-orbite peut devenir plus important que $V_{Coul} - \sum_i V(r_i)$. Il faut alors tenir compte du couplage spin-orbite pour chaque électron i , avant de tenir compte de $V_{Coul} - \sum_i V(r_i)$. Il faut donc tout d'abord coupler \vec{L}_i et \vec{S}_i pour former \vec{J}_i , puis coupler les \vec{J}_i pour former \vec{J} (couplage dit « $j-j$ »), alors que pour l'hélium, nous avons couplé tout d'abord les \vec{L}_i pour former \vec{L} , les \vec{S}_i pour former \vec{S} , puis \vec{L} et \vec{S} pour former J (Couplage dit « $L-S$ »).

6. Sous-niveaux Zeeman.

Chaque niveau atomique, de moment cinétique total F , a encore une dégénérescence $2F + 1$ liée aux $2F + 1$ valeurs possibles de F_z , $M \hbar$ ($M = -F, -F + 1, \dots, F - 1, F$), qui ne peut plus être levée par aucun couplage interne à l'atome, puisqu'elle est liée à l'invariance par rotation.

On peut lever cette dégénérescence en appliquant un champ extérieur qui réduit la symétrie du problème, par exemple un champ magnétique statique \vec{B}_0 uniforme et parallèle à Oz . Le couplage d'un tel champ avec la composante sur Oz du moment magnétique atomique, proportionnelle à F_z , donne ainsi $2F + 1$ états F, M dont les énergies sont proportionnelles à M et à B_0 . Les états F, M sont appelés *sous-niveaux Zeeman*.

La fig. 6 donne par exemple les énergies des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental de l'hydrogène en fonction de B_0

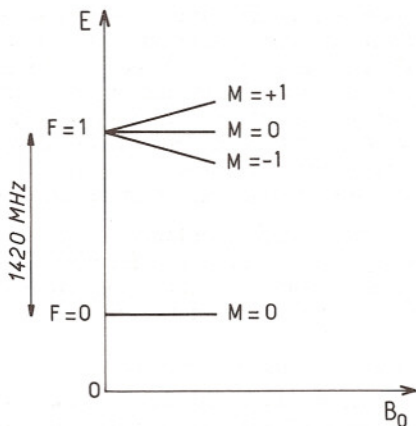


Fig. 6. — Diagramme Zeeman de l'état fondamental $1s_{1/2}$ de l'atome d'hydrogène.

(diagramme Zeeman). En champ nul, on a les 2 niveaux hyperfins $F = 0$ et $F = 1$. Les 2 sous-niveaux $F = 0, M = 0$ et $F = 1, M = 0$ partent avec une pente nulle, puisque le déplacement Zeeman, proportionnel à M , est nul. Par contre, les 2 sous-niveaux $F = 1, M = \pm 1$ ont des pentes non nulles et opposées. Notons que la linéarité des déplacements Zeeman avec B_0 n'est valable qu'en champ B_0 suffisamment faible (tant que le déplacement Zeeman reste petit devant l'écart hyperfin entre $F = 0$ et $F = 1$). La fréquence de la transition :

$$F = 1, M = 0 \leftrightarrow F = 0, M = 0$$

est indépendante du champ B_0 (au 1^o ordre en B_0), et n'est donc, ni élargie par les inhomogénéités éventuelles de B_0 , ni sensible à des champs résiduels non contrôlés. C'est elle qui est utilisée dans le maser à hydrogène. Pour la même raison, c'est la transition $F = 4, M = 0 \leftrightarrow F = 3, M = 0$ entre les 2 niveaux hyperfins de l'atome de césium qui est utilisée dans les horloges atomiques à césium.

7. Emission et absorption de rayonnement.

a) EMISSION SPONTANÉE.

Considérons un atome qui a été porté dans un sous-niveau excité, d'énergie E_2 , par un procédé quelconque (excitation par une impulsion lumineuse, par un choc électronique...), et qui est abandonné à lui-même, en l'absence de tout rayonnement incident.

L'expérience montre que cet atome se désexcite *spontanément* vers des sous-niveaux d'énergie inférieure E_1 (fig. 7), en émettant un photon de fréquence $\nu = (E_2 - E_1)/h$. Un tel processus, qui se produit avec une probabilité par unité de temps $A_{2 \rightarrow 1}$, est appelé *émission spontanée*. Il confère aux sous-niveaux excités une *durée de vie radiative* finie τ_R qui est l'inverse de la probabilité par unité de temps d'émission spontanée d'un photon de E_2 vers *tous* les sous-niveaux situés plus bas que E_2 .

La probabilité d'émission spontanée d'un photon $h\nu$ croît très vite avec ν [$A_{2 \rightarrow 1}$ croît comme ν^3]. L'émission spontanée est donc un phénomène important dans le domaine optique, mais tout à fait négligeable dans le domaine hertzien.

b) ABSORPTION ET ÉMISSION INDUITE.

Supposons maintenant que l'atome soit soumis à un rayonnement électromagnétique, dont la densité spectrale par unité d'intervalle de fréquence au voisinage de $\nu = (E_2 - E_1)/h$ soit $u(\nu)$. Si l'atome est dans le sous-niveau E_1 , il passe, sous l'effet de cette irradiation, dans le sous-niveau E_2 avec une probabilité par unité de temps $B_{1 \rightarrow 2} u(\nu)$ (fig. 7). Le gain d'énergie de l'atome est compensé par une perte d'énergie du rayonnement : l'atome *absorbe* un photon. Par contre, si l'atome est initialement dans le sous-niveau E_2 , il est, sous l'effet du rayonnement $u(\nu)$, « stimulé » à passer dans E_1 avec une probabilité par unité de temps $B_{2 \rightarrow 1} u(\nu)$ (fig. 7). Un tel processus est rappelé *émission induite*. Il correspond à une émission de rayonnement qui n'existe qu'en présence de rayonnement incident et qui s'ajoute à l'émission spontanée décrite par $A_{2 \rightarrow 1}$. Comme nous considérons ici des sous-niveaux E_1 et E_2 non dégénérés, on peut montrer que $B_{1 \rightarrow 2} = B_{2 \rightarrow 1}$.

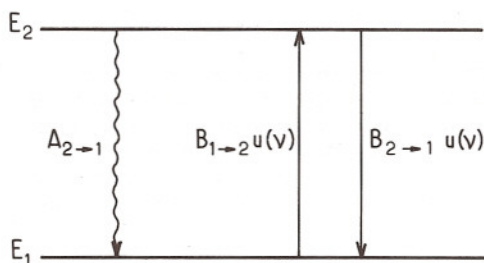


Fig. 7. — Emission spontanée, absorption, et émission induite entre 2 sous-niveaux E_2 et E_1 .

En régime stationnaire, les nombres d'atomes passant de E_2 à E_1 et de E_1 à E_2 sont égaux. On a donc :

$$N_2 [A_{2 \rightarrow 1} + B_{2 \rightarrow 1} u(\nu)] = N_1 B_{1 \rightarrow 2} u(\nu) \quad (16)$$

où N_2 et N_1 sont les populations de E_1 et E_2 . En considérant un système en équilibre thermodynamique, et en écrivant que :

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp \left[-\frac{(E_2 - E_1)}{kT} \right]. \quad (17)$$

EINSTEIN a pu retrouver à partir de (16) la loi de PLANCK pour la densité spectrale $u(\nu)$ du rayonnement du corps noir. C'est ainsi qu'est apparue pour la première fois en physique la notion d'émission induite.

Si le rayonnement incident $u(\nu)$ n'est pas celui du corps noir, les populations d'équilibre N_1 et N_2 sont toujours données par (16), mais ne satisfont plus (17). Il découle alors de (16) que, si l'absorption et l'émission induite l'emportent sur l'émission spontanée, c'est-à-dire si $B u(\nu) \gg A_{2 \rightarrow 1}$, alors les populations d'équilibre N_1 et N_2 sont égales. En d'autres termes, un rayonnement incident suffisamment intense *égalise les populations* des sous-niveaux entre lesquels il induit des transitions résonnantes.

Nous avons considéré précédemment l'effet des processus d'absorption et d'émission induite sur l'atome. Le rayonnement incident est également modifié par ces processus. Il est atténué par les processus d'absorption, amplifié par les processus d'émission induite. Nous reviendrons plus en détail sur le mécanisme de l'amplification au paragraphe C.1, car il joue un rôle fondamental dans le fonctionnement des masers et des lasers.

8. Intensité des transitions. Règles de sélection.

a) TRANSITIONS DIPOLAIRES ÉLECTRIQUES ET MAGNÉTIQUES.

Analysons la manière dont l'atome interagit avec le rayonnement qu'il absorbe ou émet. Négligeons tout d'abord les variations spatiales du champ électromagnétique sur l'étendue de l'atome, ce qui est légitime pour des longueurs d'onde optiques ou hertziennes, λ , très grandes devant les dimensions de l'atome, de l'ordre du rayon de Bohr a_0 . Comme l'atome est globalement neutre, le champ électrique \vec{E} est couplé au *moment dipolaire électrique* \vec{D} de l'atome. Quant au champ magnétique \vec{B} , il est couplé au *moment dipolaire magnétique* \vec{M} (résultant de la distribution de courant et de magnétisation de spin). A des ordres supérieurs en a_0/λ , apparaissent des couplages beaucoup plus petits entre les gradients des champs et les *moments quadripolaires* électriques et magnétiques. Nous les négligerons dans ce qui suit.

Comme D est de l'ordre de $q a_0$, et M de l'ordre de $q a_0 v$ où v est la vitesse de l'électron, les interactions dipolaires électriques et magnétiques sont dans un rapport de l'ordre de :

$$DE/MB \sim E/Bv \sim c/v$$

puisque E/B est de l'ordre de c dans une onde plane. Les interactions dipolaires électriques sont donc les plus importantes en physique atomique.

Une transition entre 2 états E_2 et E_1 est d'autant plus intense que les « coefficients d'Einstein » $A_{2 \rightarrow 1}$ et $B_{1 \rightarrow 2} = B_{2 \rightarrow 1}$ sont plus importants. La mécanique quantique permet de montrer que ces coefficients sont proportionnels au carré du module d'une *amplitude de transition* contenant les éléments de matrice de \vec{D} , \vec{M} ... entre l'état initial et l'état final, que nous noterons désormais $\alpha_2 F_2 M_2$ et $\alpha_1 F_1 M_1$, α représentant les nombres quantiques autres que ceux (FM) relatifs au moment cinétique total.

Une transition est dite dipolaire électrique si l'élément de matrice $\langle \alpha_2 F_2 M_2 | \vec{D} | \alpha_1 F_1 M_1 \rangle$ est non nul. Nous avons vu précédemment que les interactions dipolaires électriques sont beaucoup plus grandes que les autres. Les raies dipolaires électriques sont donc de loin les plus intenses. Si $\langle \alpha_2 F_2 M_2 | \vec{D} | \alpha_1 F_1 M_1 \rangle$ est nul (pour toutes les valeurs de M_2 et M_1), et s'il n'en est pas de même pour $\langle \alpha_2 F_2 M_2 | \vec{M} | \alpha_1 F_1 M_1 \rangle$, la transition est dite dipolaire magnétique.

Les règles de sélection permettent de préciser les conditions pour qu'une transition soit d'un type ou de l'autre. Là encore, des considérations générales de symétrie jouent un rôle très important.

b) RÈGLES DE SÉLECTION LIÉES A L'INVARIANCE PAR RÉFLEXION.

Les moments dipolaires électrique et magnétique \vec{D} et \vec{M} se comportent différemment dans une réflexion par rapport à un point ou par rapport à un plan. \vec{D} est un vrai vecteur (vecteur polaire) qui change de signe dans une telle réflexion, alors que \vec{M} est un pseudovecteur (vecteur axial) qui ne change pas de signe.

Par ailleurs, l'invariance des interactions électromagnétiques dans une réflexion d'espace entraîne que les niveaux d'énergie atomique ont une *parité* bien définie. Les fonctions d'onde

de ces niveaux sont soit paires, soit impaires (elles ne changent pas de signe ou changent de signe dans la transformation $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$). En toute rigueur, on sait maintenant qu'il y a d'autres interactions non invariantes par réflexion à l'intérieur d'un atome, mais nous négligerons ici les effets très faibles de « violation de la parité » que ces interactions produisent, et sur lesquelles nous reviendrons plus loin (paragraphe D.1.c).

On peut alors montrer aisément à partir des propriétés précédentes que l'amplitude dipolaire électrique n'est différente de zéro qu'entre 2 états de parités opposées, alors que l'amplitude dipolaire magnétique n'est différente de zéro qu'entre 2 états de même parité.

Il nous reste à préciser comment trouver la parité d'un niveau. Pour l'atome d'hydrogène, la parité d'un niveau est donnée par la parité de l : les états s, d, \dots sont pairs, les états p, f, \dots sont impairs. Pour un atome à plusieurs électrons, la parité est identique à celle de $\sum_i l_i$. Par exemple, pour l'atome d'hélium, les configurations $(1s)^2, (1s)(2s)$ sont paires, la configuration $(1s)(2p)$ est impaire. Nous n'avons défini que la parité des niveaux obtenus à l'approximation du champ central. Mais ceci est suffisant, car toutes les perturbations introduites ensuite sont invariantes par réflexion et ne changent pas la parité des niveaux.

c) RÈGLES DE SÉLECTION LIÉES A L'INVARIANCE PAR ROTATION.

Les moments dipolaires \vec{D} et \vec{M} se transforment comme des vecteurs dans une rotation (qui conserve le sens des trièdres). Les états initial et final correspondent à des valeurs bien définies $F_2 M_2$ et $F_1 M_1$ des nombres quantiques relatifs à F et F_2 . On peut déduire de ces deux propriétés des règles de sélections très simples sur F_2 et F_1 d'une part, sur M_2 et M_1 d'autre part, pour que les amplitudes dipolaires électrique et magnétique soient non nulles.

Il faut tout d'abord, en ce qui concerne F , que :

$$\Delta F = F_2 - F_1 = -1, 0, +1 \quad (18a)$$

$$F_2 = 0 \iff F_1 = 0 \text{ interdite.} \quad (18b)$$

Ces deux conditions peuvent être réexprimées géométriquement en disant qu'il doit être possible de faire un triangle, éventuellement aplati, avec 3 segments de longueur F_2, F_1, l (pour un atome donné, F_1 et F_2 sont entiers tous les 2, ou demi entiers tous les 2).

Il faut ensuite, en ce qui concerne M , que :

$$\Delta M = M_2 - M_1 = -1, 0, +1. \quad (19)$$

d) ILLUSTRATION SUR QUELQUES EXEMPLES.

Atome d'hydrogène.

Considérons tout d'abord les raies *optiques*. Les transitions dipolaires électriques ne peuvent apparaître qu'entre états de parité opposée (transitions indiquées par des flèches sur la fig. 2) : $1s-2p$ (Lyman α) ; $1s-3p$ (Lyman β) ; $2p-3s$, $2p-3d$, $2s-3p$ (groupe de 3 raies formant Balmer α)... Par contre, les transitions dipolaires magnétiques ne peuvent apparaître qu'entre états de même parité, par exemple $1s$ et $2s$. Comme les transitions dipolaires électriques sont beaucoup plus intenses que les autres, l'état $2p$ est beaucoup plus instable que l'état $2s$ vis-à-vis de l'émission spontanée vers l'état $1s$. La durée de vie de $2p$ est de l'ordre de $2,1 \cdot 10^{-9}$ s, alors que celle de $2s$ est 0,14 s. En fait, l'amplitude dipolaire magnétique entre $2s_{1/2}$ et $1s_{1/2}$ est tellement faible (elle n'est non nulle que par suite des corrections relativistes aux fonctions d'onde), que le mode principal de désintégration de $2s_{1/2}$ vers $1s_{1/2}$ correspond à un processus d'ordre supérieur, dans lequel l'atome subit deux interactions dipolaires électriques et émet 2 photons ν_1 et ν_2 avec :

$$h\nu_1 + h\nu_2 = E(2s_{1/2}) - E(1s_{1/2}) \text{ (émission spontanée à 2 photons).}$$

Par suite de sa longue durée de vie, l'état $2s_{1/2}$ peut être considéré comme un état *métastable*.

Pour illustrer les règles (18), on peut noter que la composante hyperfine $F = 2 \rightarrow F = 0$ de la raie optique $2p_{3/2} - 1s_{1/2}$ (fig. 4 c) est interdite à cause de (18 a), et que la composante $F = 0 \rightarrow F = 0$ de la raie $2p_{1/2} - 1s_{1/2}$ est interdite à cause de (18 b).

Dans le domaine hertzien, de nombreuses transitions dipolaires magnétiques apparaissent entre niveaux de structure fine, hyperfine, entre sous-niveaux Zeeman, issus du même niveau nl , et possédant donc la même parité. En particulier, la transition du maser à hydrogène est une transition dipolaire magnétique. Mentionnons toutefois la transition dipolaire électrique $2s_{1/2} \rightarrow 2p_{1/2}$ entre états de parité opposée, à une fréquence de $1,058 \cdot 10^9$ Hz (déplacement de Lamb sur lequel nous reviendrons plus loin au paragraphe D. 1. a).

Atome d'hélium.

Aucune transition dipolaire électrique ne peut relier la première configuration excitée ($1s$) ($2s$) à la configuration fonda-

mentale $(1s)^2$ de même parité (fig. 5). Les niveaux excités $(1s)(2s)$, 1S_0 et 3S_1 vont donc avoir des durées de vie très longues et peuvent être considérés comme métastables. En fait, pour ^4He , la règle de sélection (18 *b*) interdit toute transition dipolaire entre $(1s)(2s)^1S_0$ et $(1s)^2^1S_0$, et une telle transition ne peut se faire qu'à 2 photons. Par contre, des transitions dipolaires électriques, compatibles avec les règles des paragraphes *b*) et *c*) précédents, peuvent prendre place entre les 2 états excités 1P_1 et 3P_1 de la configuration $(1s)(1p)$ et l'état fondamental 1S_0 .

En fait, pour l'atome d'hélium, une autre règle de sélection, relative au spin total S , apparaît. C'est la règle :

$$\Delta S = 0 \quad (20)$$

interdisant toute transition entre triplet et singulet. Seule existe donc la raie $(1s)(1p)^1P_1 \rightarrow (1s)^2^1S_0$ à 58,4 nm dans l'ultra-violet lointain. Le niveau 3P_1 se désexcite essentiellement vers le niveau $3S_1$, triplet comme lui, et de parité opposée (raie à 1 080 nm) et non vers l'état fondamental singulet. La règle de sélection (20) renforce également la métastabilité de l'état 3S_1 , de $(1s)(2s)$. Il convient toutefois de noter que la règle de sélection (20) n'est qu'approchée. Elle est liée à la forme des fonctions d'ondes approchées, obtenues dans un traitement adapté à la hiérarchie des interactions, et non à des invariances géométriques du type de celles utilisées dans les paragraphes *b*) et *c*) précédents. Elle n'est valable que dans la mesure où le couplage spin-orbite peut être considéré comme très petit vis-à-vis de la répulsion coulombienne entre électrons.

Pour des atomes plus lourds, possédant 2 électrons en dehors de couches pleines, comme l'atome de mercure, la règle de sélection (20) est moins stricte, car le couplage spin-orbite est beaucoup plus important. Le caractère triplet ou singulet des états est alors moins « pur » (on continue cependant à utiliser les notations 1S , 1P , 1D , ... 3S , 3P , 3D ... pour désigner les états). Comme nous en aurons besoin pour la suite, donnons quelques résultats sur les raies de résonance optiques du mercure. Les couches $n = 1$ à $n = 5$ sont pleines. La configuration fondamentale est la configuration $(6s)^2$, la première configuration excitée, $(6s)(6p)$, de parité opposée. Comme pour l'atome d'hélium, 2 niveaux $J = 1$ apparaissent dans cette configuration, les niveaux 1P_1 et 3P_1 (fig. 8), le niveau 3P_1 étant, comme pour l'hélium, situé en dessous de 1P_1 . La règle (20) n'empêche plus maintenant l'état 3P_1 d'être relié à l'état fondamental par une raie à 253,7 nm, qui est cependant beaucoup moins intense que la raie $^1P_1 \rightarrow ^1S_0$ à 185 nm (le niveau 3P_1 , qui a une durée de vie de $1,2 \cdot 10^{-7}$ s est beaucoup moins instable que le niveau 1P_1 qui a une durée de vie de $1,4 \cdot 10^{-9}$ s). Notons enfin que les autres niveaux 3P_2 et 3P_0 de la

configuration $(6s)(6p)$ ne sont pas reliés à l'état fondamental par des transitions dipolaires à cause des règles $(18a)$ et $(18b)$ qui, elles, sont strictes.

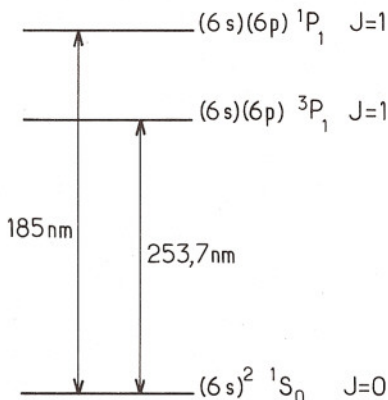


Fig. 8. — Les 2 raies de résonance du mercure à $253,7\text{ nm}$ et 185 nm .

9. Largeur des raies spectrales.

a) LARGEUR DOPPLER.

A cause de l'effet Doppler, la fréquence de la radiation émise ou absorbée par un atome au cours d'une transition entre 2 niveaux d'énergie E_2 et E_1 diffère de $\nu = (E_2 - E_1)/h$ d'une quantité $\nu v/c$ où v est la projection de la vitesse de l'atome sur l'axe d'observation (nous négligeons ici l'effet Doppler du deuxième ordre, en v^2/c^2 , et le décalage lié à l'énergie de recul).

Dans une vapeur atomique, les atomes n'ont pas tous la même vitesse. A la dispersion Δv des valeurs de v est associée une dispersion des fréquences émises ou absorbées par les différents atomes, et par suite une largeur de raie, dite *largeur Doppler*, donnée par :

$$\Delta\nu_D = \nu \frac{\Delta v}{c}. \quad (21)$$

Aux températures usuelles, Δv est de l'ordre de quelques centaines de mètres par seconde, et $\Delta v/c$ est donc de l'ordre de 10^{-6} . Pour une fréquence ν de l'ordre de 10^{15} Hz (fréquence optique), on obtient donc une largeur Doppler de l'ordre du gigahertz (10^9 Hz), alors que pour $\nu = 10^9$ Hz (fréquence microonde), on obtient une largeur Doppler de l'ordre du kilohertz (10^3 Hz).

L'effet Doppler limite donc sérieusement la résolution de la spectroscopie optique puisque la largeur Doppler est de l'ordre des écarts entre les différentes composantes hyperfines ou Zeeman de la raie optique. Il est beaucoup moins gênant par contre en spectroscopie microonde ou hertzienne ($\Delta\nu_D$, proportionnelle à ν , est alors beaucoup plus faible).

b) LARGEUR HOMOGENÈE - LARGEUR NATURELLE.

La largeur Doppler est une largeur *inhomogène* due au fait que la fréquence d'émission ou d'absorption varie d'un atome à l'autre. La raie émise par un atome *donné* a en plus une largeur intrinsèque, dite largeur *homogène* et qui est due aux diverses perturbations subies par l'atome.

Par exemple, les niveaux excités atomiques ont une durée de vie radiative finie τ_R , due aux processus d'émission spontanée vers les niveaux inférieurs. A cette durée de vie finie est associé un élargissement du niveau, inversement proportionnel à τ_R , appelé *largeur naturelle*. Il s'ensuit que la raie reliant 2 niveaux d'énergie a une largeur égale à la somme des largeurs naturelles des 2 niveaux. Ainsi, la raie de résonance optique reliant le niveau fondamental (de durée de vie infinie) au premier niveau excité (de durée de vie τ_R) a une largeur naturelle (à mi-hauteur) égale à :

$$\Delta\nu_N = \frac{1}{2\pi\tau_R}. \quad (22)$$

La raie hertzienne ou microonde reliant 2 sous-niveaux du même état excité a une largeur double, $2\Delta\nu_N$, car les 2 sous-niveaux sont instables et donc élargis. Pour la raie de résonance du sodium $\tau_R = 16 \cdot 10^{-9}$ s et par suite $\Delta\nu_N \simeq 10^7$ Hz. Pour la raie à 253,7 nm de Hg, τ_R est près de dix fois plus long et $\Delta\nu_N$ est de l'ordre de 10^6 Hz. Dans le domaine optique, la largeur naturelle est donc de 100 à 1000 fois plus petite que la largeur Doppler.

L'état fondamental est stable vis-à-vis de l'émission spontanée et n'a donc pas de largeur naturelle. D'autres processus, comme les collisions, contribuent à la largeur homogène des transitions hertziennes ou microondes dans cet état.

B. POMPAGE OPTIQUE ET DOUBLE RESONANCE.

A la fin des années 40, les résonances hertziennes des atomes étaient étudiées essentiellement dans les niveaux fondamentaux (ou métastables) des atomes. Les expériences de RABI et de ses élèves utilisaient des jets atomiques focalisés par des gradients de champ magnétique et détectaient les résonances hertziennes

par des modifications des trajectoires atomiques consécutives au changement d'état interne de l'atome produit par la résonance hertzienne. La découverte, par BLOCH et PURCELL, de la résonance magnétique nucléaire, avait introduit une autre méthode de détection des résonances hertziennes, basée sur la mesure de la puissance hertzienne absorbée par l'échantillon au voisinage de la résonance. La faible valeur de ces puissances absorbées nécessitait cependant de travailler sur des échantillons denses (le plus souvent, solides ou liquides).

L'idée d'utiliser des photons optiques pour détecter les résonances hertziennes allait élargir considérablement le domaine de la spectroscopie hertzienne en rendant possible l'étude des états excités des atomes. De plus, ces méthodes optiques apportaient un gain de sensibilité tel que les résonances hertziennes devenaient aisément détectables sur des échantillons très dilués, comme des vapeurs, où les perturbations dues aux interactions entre atomes sont très faibles.

1. Conservation du moment cinétique total et polarisation des raies optiques.

Les méthodes optiques d'étude des résonances hertziennes des atomes utilisent les échanges de moment cinétique entre atomes et lumière polarisée. Nous commencerons donc par analyser le lien qui existe entre la polarisation d'une onde lumineuse et le moment cinétique des photons qui lui sont associés.

Il existe 3 états de polarisation d'une onde plane pour lesquels la projection, sur un axe donné, Oz , du moment cinétique des photons associés a une valeur bien définie. Si le champ électrique \vec{E} de l'onde lumineuse tourne dans le plan xOy , à la fréquence ν de l'onde, dans le sens *direct* autour de Oz , le moment cinétique des photons le long de Oz vaut :

$$J_z = +\hbar \quad (\text{fig. } 9 a).$$

Une telle polarisation est appelée σ^+ . Si le champ électrique tourne à la fréquence ν dans le plan xOy dans le sens *opposé au sens direct* (polarisation dite σ^-), le moment cinétique des photons vaut $J_z = -\hbar$ (fig. 9 b). Enfin, si le champ électrique oscille à la fréquence ν avec une polarisation *linéaire* parallèle à Oz (polarisation dite π), le moment cinétique des photons le long de Oz est nul (fig. 9 c).

Dans ce qui précède, nous avons défini les polarisations σ^+ , σ^- et π en précisant le mouvement du champ \vec{E} de l'onde par rapport à l'axe Oz le long duquel on projette le moment cinétique des photons, et non par rapport à la direction du vecteur

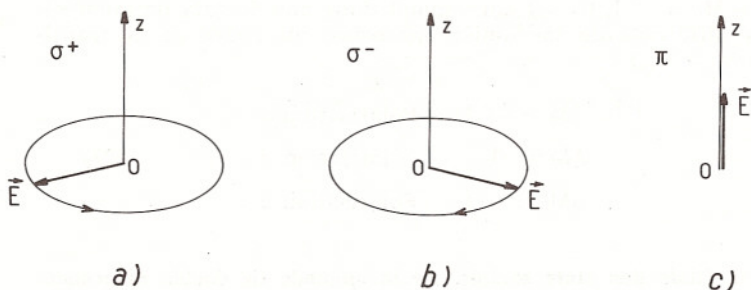


Fig. 9. — Polarisation σ^+ , σ^- et π définies par rapport à l'axe Oz .

d'onde \vec{k} de l'onde. Comme \vec{k} est perpendiculaire à \vec{E} , les polarisations σ^+ et σ^- , pour lesquelles le champ \vec{E} tourne dans le plan xOy , ne peuvent apparaître que pour des ondes se propageant dans le sens de Oz ou dans le sens opposé. De même, la polarisation π ne peut apparaître que pour des ondes de vecteur d'onde \vec{k} perpendiculaire à Oz . Notons cependant que, pour un champ \vec{E} tournant dans le sens direct autour de Oz (polarisation σ^+ par rapport à Oz), \vec{k} peut être, soit parallèle à Oz , soit antiparallèle. Un observateur recevant la lumière voit tourner \vec{E} dans le sens opposé à celui des aiguilles d'une montre dans le premier cas (polarisation dite circulaire gauche), dans le sens des aiguilles d'une montre dans le second cas (polarisation dite circulaire droite). Les polarisations σ^+ et σ^- définies précédemment ne coïncident donc pas nécessairement avec les polarisations circulaires droite et gauche de l'optique.

Considérons maintenant une transition optique reliant un sous-niveau Zeeman M_f d'un état fondamental f à un sous-niveau Zeeman M_e d'un état excité e . Lorsque l'atome passe de M_f à M_e , son moment cinétique total le long de Oz , F_z , passe de $M_f \hbar$ à $M_e \hbar$ (puisque M est le nombre quantique repérant les valeurs de F_z). L'atome gagne donc un moment cinétique $(M_e - M_f) \hbar$. La conservation du moment cinétique global dans les interactions entre matière et rayonnement implique alors que ce gain de moment cinétique corresponde au moment cinétique le long de Oz du photon absorbé au cours de la transition $M_f \rightarrow M_e$. On en déduit que l'absorption d'un photon σ^+ entraîne $M_e - M_f = +1$, celle d'un photon σ^- , $M_e - M_f = -1$, celle d'un photon π , $M_e - M_f = 0$. La règle de sélection $\Delta M =$

$M_e - M_f = +1, 0, -1$ correspond donc aux 3 états de polarisation différents de la lumière absorbée au cours de la transition $M_f \rightarrow M_e$:

$$\begin{aligned} \Delta M = +1 & \quad \text{Polarisation } \sigma^+ \\ \Delta M = 0 & \quad \text{Polarisation } \pi \\ \Delta M = -1 & \quad \text{Polarisation } \sigma^- \end{aligned} \quad (23)$$

2. Etude des états excités par la méthode de double résonance.

Le lien qui existe entre ΔM et la polarisation de la lumière absorbée permet, par un choix convenable de la polarisation de la lumière incidente, de porter un atome dans un sous-niveau Zeeman bien défini de l'état excité. Des transitions hertziennes résonnantes peuvent alors transférer cet atome dans un autre sous-niveau Zeeman de l'état excité à partir duquel il réémettra une lumière de polarisation différente en retombant dans l'état fondamental. En excitant l'atome avec une polarisation donnée et en observant la lumière qu'il réémet avec une *autre* polarisation, on peut donc détecter optiquement les transitions hertziennes que cet atome subit dans l'état excité, pendant la durée de vie radiative τ_R de cet état. Nous analysons dans ce paragraphe cette méthode d'étude des états excités sur le cas simple d'une transition entre un niveau fondamental $J_f = 0$ et un niveau excité $J_e = 1$ (cas de la raie à 253,7 nm des isotopes pairs du mercure).

a) EXCITATION SÉLECTIVE D'UN SOUS-NIVEAU ZEEMAN DE L'ÉTAT EXCITÉ.

La fig. 10 représente le sous-niveau Zeeman $M_f = 0$ de f et les 3 sous-niveaux Zeeman $M_e = -1, M_e = 0, M_e = +1$ de e par des traits horizontaux décalés horizontalement suivant la valeur de M , verticalement suivant la valeur de l'énergie. L'écart entre les 3 sous-niveaux M_e est l'écart Zeeman produit par un champ magnétique \vec{B}_0 parallèle à Oz . Cet écart Zeeman est très petit devant l'écart optique entre f et e (la fig. 10 n'est pas à l'échelle).

Les trois transitions reliant $M_f = 0$ aux trois sous-niveaux M_e de e ont, d'après (23), des polarisations différentes. En choisissant la polarisation de la lumière excitatrice, on peut donc porter l'atome dans tel ou tel sous-niveau M_e . Ainsi, une irradiation en lumière π ($\Delta M = 0$) excite l'atome dans le sous-niveau Zeeman $M_e = 0$ (flèche verticale de la fig. 10).

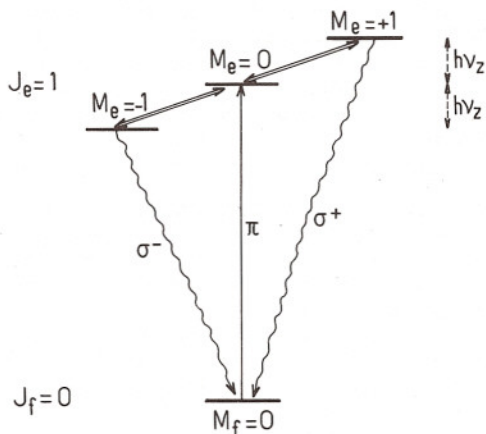


Fig. 10. — Principe de la méthode de double résonance.

b) RÉSONANCE MAGNÉTIQUE DANS L'ÉTAT EXCITÉ.

Une fois porté dans l'état excité, l'atome va y rester un temps moyen de l'ordre de la durée de vie τ_R de cet état. Pendant ce temps, on peut le soumettre à l'action d'une onde hertzienne dont la fréquence ν est voisine de la fréquence ν_Z correspondant à l'écart entre les sous-niveaux Zeeman de l'état excité :

$$\begin{aligned}
 h\nu_Z &= E(M_e = +1) - E(M_e = 0) = \dots \\
 &\dots E(M_e = 0) - E(M_e = -1) \quad (24)
 \end{aligned}$$

(ν_Z est de l'ordre du mégahertz par gauss). Sous l'effet de cette irradiation hertzienne, l'atome effectue des transitions entre l'état $M_e = 0$ et les 2 états $M_e = \pm 1$ avec une efficacité d'autant plus grande que ν est plus proche de ν_Z (doubles flèches de la fig. 10). Ces transitions correspondent à des processus d'absorption et d'émission induite de photons hertziens par l'atome. C'est le phénomène de *résonance magnétique*.

c) DÉTECTION OPTIQUE DE LA RÉSONANCE MAGNÉTIQUE.

Tout passage de l'atome du sous-niveau $M_e = 0$ au sous-niveau $M_e = +1$ ou $M_e = -1$ peut être détecté sur la lumière que réémet spontanément l'atome en retombant dans l'état fondamental (flèches ondulées de la fig. 10). Cette lumière n'a pas en effet la même polarisation suivant que l'atome retombe à partir de $M_e = 0$ ou $M_e = \pm 1$. En excitant les atomes en lumière π et en observant la lumière σ^+ et σ^- qu'ils réémettent

(ou encore la lumière réémise avec une polarisation linéaire, perpendiculaire à Oz , dite polarisation σ), on détecte un signal proportionnel au nombre d'atomes ayant effectué une transition $M_e = 0 \rightarrow M_e = \pm 1$ pendant la durée de vie. Un tel signal varie avec la fréquence ν du champ de radiofréquence de manière résonnante autour de $\nu = \nu_z$ et permet donc une *détection optique* de la résonance magnétique dans l'état excité.

L'expérience décrite ici comporte, tout d'abord une *résonance optique* associée à l'excitation lumineuse et permettant de passer du sous-niveau $M_f = 0$ de l'état fondamental au sous-niveau $M_e = 0$ de l'état excité, ensuite une *résonance magnétique*, induite par l'onde hertzienne, et permettant de passer de $M_e = 0$ à $M_e = \pm 1$, d'où le nom de *double résonance* donné à une telle méthode, qui fut proposée en 1949 par Alfred KASTLER et Jean BROSEL, et démontrée expérimentalement en 1950 par Jean BROSEL et Francis BITTER.

3. Etude des états fondamentaux par la méthode de pompage optique.

Nous considérons, dans ce paragraphe, le cas simple d'un atome ayant 2 sous-niveaux Zeeman dans l'état fondamental, par exemple l'isotope ^{199}Hg ($I = 1/2$) excité sur la composante hyperfine $F_f = 1/2 \leftrightarrow F_e = 1/2$ de la raie 253,7 nm. La fig. 11 représente les 2 sous-niveaux Zeeman $M_f = \pm 1/2$ de f et les 2 sous-niveaux Zeeman $M_e = \pm 1/2$ de e .

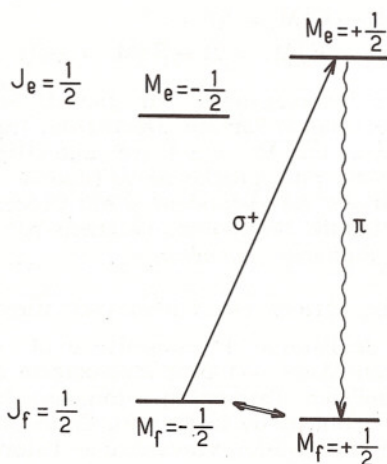


Fig. 11. — Principe du pompage optique.

a) POMPAGE OPTIQUE DE L'ATOME DANS UN SOUS-NIVEAU ZEEMAN BIEN DÉFINI DE L'ÉTAT FONDAMENTAL.

Supposons que la lumière incidente ait une polarisation σ^+ . La seule transition pouvant alors être excitée est celle qui est représentée par la flèche en traits pleins de la fig. 11. Les atomes sont portés du sous-niveau $M_f = -1/2$ au sous-niveau $M_f = +1/2$. A partir de là, ils retombent ensuite dans l'état fondamental par émission spontanée d'un photon. Si le photon réémis a une polarisation π (flèche ondulée de la fig. 11), l'atome retombe dans le sous-niveau Zeeman $M_f = +1/2$, à partir duquel il ne pourra plus absorber de nouveau un photon, puisqu'aucune transition σ^+ ne part de $M_f = +1/2$. En l'absence de tout autre processus (comme des collisions), l'atome restera piégé dans l'état $M_f = +1/2$. Si par contre l'atome réémet un photon σ^+ , il retombe dans le sous-niveau de départ $M_f = -1/2$ à partir duquel il pourra de nouveau absorber un photon σ^+ . Il est clair cependant qu'au bout d'un certain nombre de cycles absorption - émission spontanée, un atome, initialement dans $M_f = -1/2$, finira toujours par retomber dans $M_f = +1/2$ et y restera piégé. Un tel mécanisme, absorption d'un photon σ^+ , émission spontanée d'un photon π , constitue donc en quelque sorte une « pompe optique » qui transfère les atomes du sous-niveau $M_f = -1/2$ au sous-niveau $M_f = +1/2$. Une telle méthode de « pompage optique » a été proposée en 1950 par Alfred KASTLER.

Dans ce qui précède, nous avons négligé tous les « processus de relaxation », comme les collisions sur une paroi, ou les collisions entre atomes, qui provoquent des transitions directes entre les 2 sous-niveaux $M_f = -1/2$ et $M_f = +1/2$ pour rétablir l'équilibre thermodynamique. En présence de tels processus, les populations des 2 sous-niveaux Zeeman $M_f = \pm 1/2$ vont atteindre un équilibre dynamique résultant de la compétition entre le pompage optique qui tend à accumuler les atomes dans le sous-niveau $M_f = +1/2$ et la relaxation qui tend à égaliser les deux populations. Si l'intensité lumineuse est suffisante, c'est le pompage optique qui est prépondérant, et presque tous les atomes seront dans le sous-niveau $M_f = +1/2$, avec la même valeur du moment cinétique, $J_z = \hbar/2$. On dit alors que les atomes sont *polarisés* parallèlement à Oz. Il est clair que si le faisceau lumineux était polarisé en σ^- au lieu de σ^+ , les atomes seraient accumulés dans le sous-niveau $M_f = -1/2$, avec un moment cinétique $J_z = -\hbar/2$. Ils seraient alors polarisés antiparallèlement à Oz.

b) DÉTECTION OPTIQUE DE LA RÉSONANCE MAGNÉTIQUE DANS L'ÉTAT FONDAMENTAL.

Comme il y a une seule transition σ^+ , et qu'elle part du niveau $M_f = -1/2$, il est clair que l'absorption du faisceau lumineux sera proportionnelle au nombre d'atomes se trouvant dans

ce sous-niveau. Toute variation de la population du sous-niveau $M_f = -1/2$ pourra donc être détectée par une variation de l'intensité lumineuse transmise par la cellule contenant les atomes. En particulier, on peut, comme dans l'expérience relative aux états excités, appliquer une onde hertzienne induisant des transitions résonnantes entre les deux sous-niveaux $M_f = \pm 1/2$ (doubles flèches de la fig. 11). Ces transitions tendent à égaliser les populations des deux sous-niveaux, augmentent donc celle du niveau $M_f = -1/2$ qui a été dépeuplé par le pompage optique, ce qui entraîne une augmentation de l'absorption du faisceau lumineux.

4. Caractéristiques importantes de ces méthodes.

a) RÉALISATION DE SITUATIONS HORS D'ÉQUILIBRE.

A l'équilibre thermodynamique à la température T , les populations P_n des niveaux d'énergie E_n sont, d'après la loi de BOLTZMANN, proportionnelles à $\exp(-E_n/kT)$, (voir la formule 17). Les niveaux d'énergie sont donc d'autant plus peuplés qu'ils sont plus bas. Aux températures usuelles ($T \sim 300$ K), kT est très petit devant une énergie optique, très grand devant une énergie hertzienne. Il s'ensuit que l'état fondamental est le seul à être peuplé et que les divers sous-niveaux Zeeman d'un niveau de F donné sont également peuplés.

Une première caractéristique intéressante des méthodes optiques est qu'elles permettent de réaliser des situations hors d'équilibre, où tous les atomes sont polarisés dans la même direction au lieu d'être orientés au hasard, où les populations sont *inversées*, c'est-à-dire où un sous-niveau d'énergie est plus peuplé qu'un autre sous-niveau d'énergie inférieure. Nous reviendrons plus loin sur l'intérêt présenté par de telles situations et sur les possibilités qu'elles ouvrent.

b) SENSIBILITÉ ÉLEVÉE.

Une transition hertzienne entre 2 sous-niveaux Zeeman de l'état atomique excité ou fondamental met en jeu une énergie $h\nu$ très faible. Dans les expériences de résonance magnétique ordinaires, le passage à la résonance est détecté sur la puissance radiofréquence qui est absorbée par l'échantillon. Comme $h\nu$ est très petit, il faut de nombreuses transitions et donc un échantillon atomique très dense.

Dans les expériences de double résonance et de pompage optique, ce n'est pas l'énergie $h\nu$ des photons hertiens absorbés que l'on mesure pour mettre en évidence une transition hertzienne. La détection se fait sur des *photons optiques* (émis ou absorbés) qui transportent une énergie beaucoup plus élevée et dont la polarisation renseigne sur le sous-niveau Zeeman M_e ou M_f

dans lequel l'atome se trouve. Il en résulte une amplification de la sensibilité qui permet de détecter optiquement la résonance magnétique dans les états excités ou fondamentaux des atomes sur des échantillons beaucoup plus dilués, comme des vapeurs, où les interactions entre atomes sont plus faibles et perturbent moins la précision des mesures.

c) RÉOLUTION NON LIMITÉE PAR L'EFFET DOPPLER OPTIQUE.

Bien qu'utilisant des photons optiques, les méthodes décrites précédemment ne sont pas limitées par l'effet Doppler optique. En effet, la sélectivité de l'excitation du sous-niveau Zeeman $M_e = 0$ dans l'expérience de double résonance n'est pas liée à une finesse des raies optiques, qui permettrait de résoudre la raie optique $M_f = 0 \rightarrow M_e = 0$ des 2 autres $M_f = 0 \rightarrow M_e = \pm 1$. En fait, la largeur Doppler des raies d'absorption optiques dans une vapeur est beaucoup plus grande que la séparation Zeeman des 3 raies dans un champ de quelques gauss (séparation de l'ordre du MHz par gauss alors que la largeur Doppler est de l'ordre de 1 000 MHz). C'est la *polarisation* qui permet de différencier une transition par rapport aux deux autres et de l'exciter sélectivement. Il en est de même pour la sélectivité de la détection qui est liée à la polarisation de la lumière émise et non à sa fréquence.

Bien entendu, l'effet Doppler intervient pour la transition de résonance magnétique entre les 2 sous-niveaux Zeeman. Mais comme la fréquence de cette transition est très basse et que l'effet Doppler est proportionnel à la fréquence, la largeur Doppler de la raie de résonance magnétique est négligeable devant les autres causes d'élargissement (largeur naturelle, largeur due aux collisions...).

5. Grands domaines d'application.

Il n'est pas question ici de passer en revue toutes les études basées sur les méthodes optiques que nous venons de décrire. Nous indiquons simplement les types de problèmes qu'elles ont permis d'aborder.

a) MESURES DE STRUCTURE.

La mesure de la *position* des diverses transitions de résonance magnétique observables dans les états excités ou fondamentaux des atomes permet de déterminer plusieurs paramètres importants relatifs à ces états : structures fines, hyperfines, moments magnétiques atomiques, nucléaires... Comme les raies sont très fines, les mesures sont très précises.

b) ETUDE DE PROCESSUS DE RELAXATION.

Dans les états excités, la mesure de la *largeur* des raies de résonance magnétique permet de déterminer la durée de vie des niveaux concernés. Les transferts par collisions entre sous-niveaux Zeeman peuvent être également étudiés (en l'absence de résonance magnétique) sur le taux de polarisation de la lumière réémise après une excitation en lumière polarisée (les doubles flèches de la fig. 10 représentent alors des transferts par collisions).

Dans les états fondamentaux, les méthodes de pompage optique ont été très fructueuses pour étudier divers processus de relaxation. Une fois que les atomes ont été polarisés par pompage optique, on peut en effet arrêter le faisceau de pompage pendant un certain temps τ et laisser les atomes évoluer dans le noir pendant ce temps τ . Il est possible ainsi d'étudier la *cinétique* du retour à l'équilibre thermodynamique et d'en déduire de nombreuses informations sur divers processus physico-chimiques (divers types de collision, adsorption sur une paroi, formation de molécules...).

c) ETUDE DES INTERACTIONS ENTRE L'ATOME ET LE CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE.

Les méthodes optiques ont permis d'étudier toute une série d'effets originaux liés aux *superpositions linéaires d'états quantiques* (effets de cohérence atomique). Si l'atome est dans une superposition linéaire de 2 sous-niveaux Zeeman M_1 et M_2 avec des amplitudes c_1 et c_2 , les propriétés de la lumière qu'il absorbe ou émet ne sont pas seulement sensibles aux probabilités d'occupations $|c_1|^2$ et $|c_2|^2$ de ces états. De nombreux effets d'interférence, proportionnels à $c_1^* c_2$ et $c_1 c_2^*$, ont pu être mis en évidence (modulations de la lumière absorbée ou émise, résonances de croisement de niveaux, battements quantiques, transfert de cohérence d'un atome à l'autre par diffusion multiple, pompage optique transversal, c'est-à-dire polarisation des atomes dans une direction perpendiculaire au champ magnétique...).

Un autre exemple est celui des *transitions à plusieurs photons* qui ont été observées pour la première fois sur des atomes pompés optiquement. L'atome passe d'un sous-niveau Zeeman à l'autre en absorbant simultanément plusieurs photons de radiofréquence.

Mentionnons également la mise en évidence du fait que les niveaux d'énergie d'un atome sont *élargis* et *déplacés* sous l'effet d'une irradiation lumineuse. Ces 2 effets sont les manifestations sur l'atome des processus physiques responsables de l'absorption et de la dispersion de la lumière. Il a été montré également qu'une

onde hertziennne non résonnante pouvait modifier le moment magnétique d'un atome.

d) APPLICATIONS PRATIQUES.

Nous en citerons deux. Tout d'abord les *magnétomètres* à pompage optique utilisant des résonances hertziennes entre sous-niveaux Zeeman d'un même niveau hyperfin d'atomes pompés optiquement. La fréquence de ces résonances est proportionnelle au champ magnétique et permet donc de mesurer ce dernier. Des résonances de croisement de niveaux en champ nul permettent également de détecter et de mesurer des champs très faibles, de l'ordre de quelques 10^{-10} gauss. Un autre exemple est celui des *horloges atomiques* à pompage optique utilisant des transitions entre sous-niveaux $M = 0$ appartenant à des niveaux hyperfins différents, et dont la fréquence, indépendante du champ, sert d'étalon atomique. La simplicité expérimentale des méthodes de pompage optique, utilisant des cellules remplies de vapeur atomique, permet de réaliser des horloges beaucoup plus compactes que celles comportant des jets atomiques et des dispositifs de sélection d'états par gradients de champ.

C. SOURCES LASER ET RENOUVEAU DES METHODES OPTIQUES.

Au cours des années 50 et 60, des amplificateurs et des oscillateurs d'un type nouveau sont apparus en physique. Ce sont les *masers* (dans le domaine microonde) et les *lasers* (dans le domaine optique). Ces sources de rayonnement utilisent les propriétés de l'émission induite dans des milieux atomiques où les populations sont inversées. Alfred KASTLER a toujours refusé qu'on le considère comme l'inventeur du laser. Il est exact en effet que c'est le physicien américain Charles TOWNES qui a eu le premier l'idée d'utiliser l'émission induite pour amplifier des rayonnements et réaliser des oscillateurs. La contribution essentielle d'Alfred KASTLER dans ce domaine de la physique a été de montrer qu'on pouvait utiliser les interactions entre matière et rayonnement pour réaliser des situations hors d'équilibre et des inversions de populations.

Il n'est pas question ici d'entrer dans le détail de la physique des lasers. Nous voulons simplement en donner le principe de manière qualitative. Nous indiquerons ensuite brièvement les caractéristiques essentielles de ces sources lumineuses et les possibilités nouvelles qu'elles mettent à la disposition des physiciens atomistes.

1. Amplificateurs et oscillateurs atomiques.

Considérons un milieu contenant des atomes à 2 niveaux E_1 et E_2 , avec $E_2 - E_1 = h\nu$, et supposons que, par un dispositif

approprié, on maintienne en régime stationnaire N_1 atomes dans le niveau E_1 et N_2 atomes dans le niveau E_2 , $N_2 - N_1$ pouvait être négatif ou positif.

Pour comprendre l'atténuation ou l'amplification d'une onde lumineuse de fréquence ν traversant un tel milieu, nous commencerons par adopter un point de vue ondulatoire. Une onde plane incidente, de vecteur d'onde \vec{k} , met les électrons atomiques en mouvement résonnant forcé à la fréquence ν . Ces électrons rayonnent des ondes sphériques centrées autour de chaque atome. En chaque point de l'espace, le champ total est la somme du champ incident et des champs diffusés par les divers atomes, de sorte que l'intensité lumineuse, proportionnelle au carré du champ total, contient des termes « carrés », représentant l'intensité des rayonnements incident et diffusé, et des termes d'interférence. Dans des directions d'observation autres que la direction avant (direction de l'onde incidente), les termes d'interférence entre l'onde incidente et chaque onde sphérique diffusée varient très vite, et de manière sinusoïdale, avec l'angle entre la direction d'observation et la direction avant. Leur contribution, intégrée sur l'angle solide de détection, est donc nulle. Dans des directions autres que la direction avant, on observe donc essentiellement l'énergie rayonnée par les atomes. Par contre, dans la direction avant (plus exactement dans un angle solide correspondant à l'angle solide de diffraction du milieu atomique), les fronts d'onde de l'onde incidente et des ondes diffusées sont tangents, et la contribution des termes d'interférence n'est plus nulle. Le résultat important du calcul est que cette interférence est destructive si $N_2 < N_1$, de sorte que l'onde transmise par le milieu est *atténuée*, alors que, si $N_2 > N_1$, l'interférence est constructive, et l'onde transmise est *amplifiée*.

Donnons maintenant l'interprétation corpusculaire d'un tel résultat. Les N_1 atomes dans le niveau E_1 absorbent les photons incidents, proportionnellement à N_1 . Quant aux N_2 atomes dans le niveau E_2 , ils sont à l'origine de deux types d'émission. La première est une *émission spontanée* de photons dans toutes les directions autres que la direction des photons incidents. Les N_2 atomes émettent également dans la direction avant, par *émission induite*, des photons identiques aux photons incidents qui stimulent cette émission (même fréquence, même direction, même polarisation). Si $N_2 > N_1$, l'émission induite l'emporte sur l'ab-

sorption et le faisceau transmis contient plus de photons \vec{k} que le faisceau incident. Notons que l'image ondulatoire donnée précédemment montre en plus que le rayonnement d'émission induite a la même phase que le rayonnement incident qui lui donne naissance.

On comprend ainsi l'intérêt que présentent des inversions de population dans les milieux atomiques. Ces milieux sont alors amplificateurs pour des rayonnements dont la fréquence ν coïncide avec celle de la transition pour laquelle une inversion de population a été réalisée. Supposons maintenant qu'un tel milieu atomique amplificateur soit placé dans une *cavité résonnante* accordée à la fréquence $\nu = (E_2 - E_1)/h$ (dans le domaine optique, une telle cavité est du type interféromètre de FABRY-PEROT). Les ondes se réfléchissent plusieurs fois sur les parois de la cavité et subissent une nouvelle amplification à chaque traversée du milieu atomique. Si le gain par amplification après un aller et retour est supérieur aux pertes dues aux réflexions sur les parois de la cavité, le système devient divergent puisque l'amplitude de l'onde tend à croître indéfiniment. L'amplificateur devient un *oscillateur*. Même si aucun signal d'entrée n'est envoyé de l'extérieur, le milieu fournit de lui-même une onde, par amplification du rayonnement toujours présent dans le système (photons d'émission spontanée, rayonnement du corps noir), les non linéarités du gain stabilisant la sortie de l'oscillateur et l'empêchant de « diverger ». On obtient ainsi une source laser.

2. Caractéristiques importantes des sources laser.

a) MONOCHROMATICITÉ.

La largeur spectrale des lasers commerciaux fonctionnant en régime continu est typiquement de l'ordre du mégahertz. Des dispositifs de stabilisation plus élaborés permettent maintenant d'atteindre des largeurs de l'ordre du kilohertz et on espère même pouvoir descendre au niveau du hertz. Le progrès est considérable par rapport aux sources usuelles qui, utilisant en général une décharge dans un gaz, ont une largeur au moins égale à la largeur Doppler, donc de l'ordre du gigahertz.

Les chiffres précédents montrent qu'il est possible d'exciter un atome avec un rayonnement laser qui peut être considéré comme *monochromatique*, puisque la largeur spectrale de ce rayonnement est plus petite, non seulement que la largeur Doppler inhomogène, mais encore que la largeur homogène de la transition atomique (de l'ordre de 10 MHz pour les raies D du sodium).

b) BALAYAGE CONTINU EN FRÉQUENCE.

La plupart des sources laser, notamment les lasers à colorant qui utilisent un milieu amplificateur à large bande, ont une fréquence d'oscillation qui peut être balayée continûment sur un intervalle spectral étendu.

Cette possibilité de balayage est intéressante pour étudier en détail un profil de raie, pour exciter sélectivement un isotope donné d'un élément dont les fréquences de résonance diffèrent légèrement de celles des autres isotopes, ou encore pour exciter sélectivement une transition donnée faisant partie d'un spectre complexe. C'est par exemple le cas des spectres moléculaires par suite de la structure rotationnelle et vibrationnelle des niveaux d'énergie électroniques. Il est alors très intéressant de pouvoir exciter la molécule dans un niveau de rotation et de vibration bien défini.

c) INTENSITÉ ÉLEVÉE.

Les lasers commerciaux fonctionnant en régime *continu* peuvent fournir maintenant des puissances lumineuses de l'ordre de 1 W. Ces puissances lumineuses, concentrées dans un intervalle spectral très étroit et dans un angle solide très petit (ce qui permet de focaliser le rayonnement laser sur des surfaces focales de l'ordre de $100 \mu\text{m}^2$), permettent de soumettre les atomes à des champs lumineux considérablement plus élevés que ceux fournis par des sources usuelles utilisant des décharges dans des gaz. En particulier, il est maintenant très facile (même avec une source laser de quelques milliwatts) de « saturer » une transition optique, c'est-à-dire de provoquer des transitions d'absorption et d'émission induite beaucoup plus fréquentes que les transitions d'émission spontanée, ce qui permet d'égaliser pratiquement les populations des niveaux inférieur et supérieur de la transition optique. Avec des sources usuelles au contraire, même les plus brillantes, l'absorption et l'émission induite restent toujours très faibles devant l'émission spontanée, et la population du niveau excité reste négligeable devant celle du niveau fondamental. Notons d'ailleurs que, par suite du caractère monochromatique de l'irradiation laser, il n'est plus correct de décrire les processus d'absorption et d'émission induite en termes de probabilité de transition par unité de temps (comme dans la formule 16 de la partie A). Les populations des 2 niveaux oscillent, en opposition de phase, avec une fréquence (dite fréquence de RABI) proportionnelle à l'amplitude de l'onde laser. La transition est saturée lorsque l'intensité lumineuse est suffisante pour que l'atome effectue plusieurs oscillations de RABI entre les 2 niveaux avant d'émettre spontanément un photon. On peut alors considérer qu'il passe la moitié de son temps dans l'état excité.

En régime *impulsionnel*, les puissances laser instantanées (au sommet de l'impulsion) peuvent être beaucoup plus élevées (d'autant plus élevées que l'impulsion lumineuse est plus courte) et atteindre couramment des valeurs de 10^6 W (pour des impulsions de 10^{-9} s), 10^9 W (pour des impulsions de 10^{-12} s). Certaines

études, par exemple celles relatives à la fusion contrôlée, stimulent le développement de lasers de puissance encore bien plus élevée. Avec de telles puissances, on peut atteindre des régimes où le champ électrique de l'impulsion laser est de l'ordre du champ électrique liant l'électron atomique au noyau. Il n'est plus possible alors de considérer que le laser excite une seule transition atomique. Des phénomènes nouveaux apparaissent, comme l'ionisation multiphotonique, où l'atome est ionisé par absorption d'un nombre élevé de photons pouvant dépasser la dizaine.

d) IMPULSIONS ULTRABRÈVES.

Nous avons mentionné précédemment la possibilité de disposer d'impulsions lumineuses très brèves de 10^{-9} s (« nanoseconde »), 10^{-12} s (« picoseconde »). La technologie de ces impulsions est maintenant bien maîtrisée. L'utilisation de lasers dits à « modes verrouillés » permet d'obtenir aisément des trains d'impulsions de quelques picosecondes chacune. Des dispositifs plus élaborés permettent même de descendre à moins de 10^{-13} s (la nouvelle unité utilisée est la « femtoseconde » qui vaut 10^{-15} s).

En physique atomique, l'intérêt de telles impulsions est de permettre d'exciter un atome de manière *percussionnelle*, c'est-à-dire en un temps court devant la durée de vie τ_R de l'état excité. L'évolution de l'atome comporte alors deux phases bien distinctes : une phase très brève pendant laquelle il est excité, suivie d'une phase beaucoup plus longue pendant laquelle il se désexcite spontanément en l'absence de tout rayonnement incident. L'observation du rayonnement émis dans cette deuxième phase par un ensemble d'atomes excités à $t = 0$ par une impulsion très brève permet de déterminer l'exponentielle de décroissance radiative de l'état excité et de mesurer ainsi très simplement la durée de vie τ_R . Mentionnons également que des modulations intéressantes apparaissent sur l'exponentielle de décroissance radiative quand l'état excité comporte plusieurs sous-niveaux e_1, e_2 , et que la durée de l'impulsion est plus brève que la période de BOHR associée $h/(E_2 - E_1)$. Ces modulations représentent en quelque sorte des « battements » (appelés battements quantiques) entre 2 composantes d'une raie optique excitées *percussionnellement* à un instant donné et évoluant ensuite librement avec leurs fréquences propres.

Dans des systèmes plus complexes, comme des molécules polyatomiques, ou des centres fluorescents dans des environnements liquides ou solides, les temps de vie et les temps de relaxation sont beaucoup plus courts. Si on veut pouvoir observer le retour à l'équilibre du système, et étudier ainsi sa dynamique (par exemple le transfert d'énergie d'un site à l'autre), il faut pouvoir

l'exciter en un temps plus court que le temps de relaxation, d'où l'intérêt des impulsions ultra-brèves.

3. Spectroscopie optique sans effet Doppler.

Les caractéristiques originales des rayonnements fournis par les sources laser ont stimulé l'invention et la mise au point de nouvelles méthodes d'étude des niveaux d'énergie atomiques et moléculaires. En particulier, la barrière de l'effet Doppler, qui limitait considérablement la précision et la résolution de la *spectroscopie optique*, a été vaincue. Dans ce paragraphe, nous passons en revue quelques exemples de nouvelles spectroscopies optiques « sub Doppler ».

Rappelons que les méthodes de pompage optique et de double résonance décrites précédemment permettent de mesurer les fréquences de transitions hertziennes sans être gêné par la largeur Doppler des photons optiques utilisés pour exciter les atomes et les détecter (paragraphe B. 4. c). Ces méthodes ne permettent pas cependant de mesurer avec précision les fréquences des transitions optiques auxquelles nous nous intéressons maintenant.

a) JETS ATOMIQUES ET FAISCEAUX LASER CROISÉS.

Une méthode particulièrement simple pour éliminer l'effet Doppler consiste à utiliser un jet atomique bien collimaté, dans lequel les vitesses des divers atomes sont pratiquement toutes parallèles à une même direction, et à éclairer ce jet atomique à angle droit par un faisceau laser (fig. 12). On tire profit ici

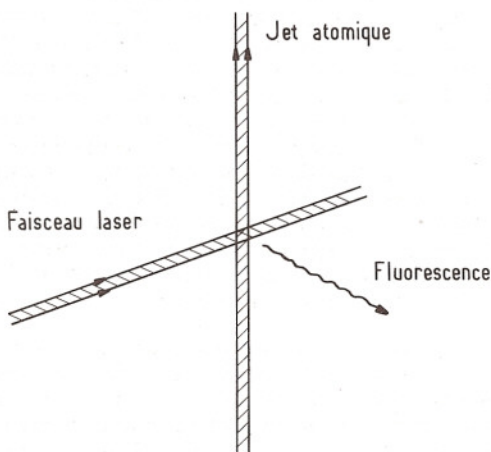


Fig. 12. — Jet atomique et faisceau laser croisés. Lumière de fluorescence émise par le jet.

d'une autre caractéristique importante des sources laser, que nous n'avons pas mentionnée précédemment, et qui est liée à la très faible divergence angulaire des faisceaux laser. L'énergie émise est concentrée, non seulement dans un intervalle spectral très petit, mais également dans un angle solide très petit. Comme les directions de propagation des atomes et des photons sont perpendiculaires, il n'y a plus d'effet Doppler à l'absorption.

L'épaisseur optique d'un jet atomique est en général trop faible pour qu'on puisse détecter aisément une absorption du faisceau laser à la traversée du jet atomique. Par contre, il est beaucoup plus commode d'observer la lumière réémise par les atomes du jet excités par le faisceau laser (lumière de fluorescence). Pour éliminer l'effet Doppler à l'émission, on observe la lumière réémise dans une direction perpendiculaire au jet atomique.

Le nombre d'atomes excités par le laser, et par suite l'intensité de la lumière de fluorescence, sont d'autant plus élevés que la fréquence du laser est plus proche d'une fréquence atomique. En balayant lentement la fréquence du laser et en enregistrant les variations correspondantes de l'intensité de la fluorescence, on peut donc étudier le profil des raies et la structure d'une transition atomique avec une résolution qui n'est plus limitée que par la largeur naturelle $\Delta\nu_N$ des raies, beaucoup plus faible que la largeur Doppler $\Delta\nu_D$.

b) ABSORPTION SATURÉE.

Cette méthode développée par plusieurs physiciens (C. BORDE, T.-W. HANSCH, P. TOSCHEK, V. CHEBOTAYEV...) permet d'obtenir des spectres de raies de largeur $\Delta\nu_N$ très faible, même sur une vapeur atomique où les vitesses des atomes ont pourtant toutes les directions possibles. La fig. 13 *a* en donne le principe.

Un faisceau laser, de fréquence ν_L , est divisé par une lame séparatrice en deux faisceaux, l'un intense, appelé faisceau pompe, l'autre faible, appelé faisceau sonde. Ces deux faisceaux sont renvoyés par deux miroirs M_1 et M_2 à l'intérieur d'une cellule contenant une vapeur atomique, où ils se croisent en formant un tout petit angle (très exagéré sur la figure). Un détecteur photoélectrique mesure l'intensité du faisceau sonde à la sortie de la cellule. Examinons maintenant quelle doit être la vitesse d'un atome donné, de fréquence propre ν_0 , pour qu'il interagisse de manière résonnante avec le faisceau pompe ou avec le faisceau sonde (qui ont tous deux la même fréquence ν_L). En fait, seule compte la projection v de la vitesse sur l'axe suivant lequel les deux faisceaux laser se propagent avec des sens opposés (fig. 13 *b*). L'atome sera en résonance avec le faisceau pompe si sa vitesse v

a une valeur v_p telle que la fréquence ν_L du faisceau pompe, décalée par effet Doppler, coïncide avec ν_0 :

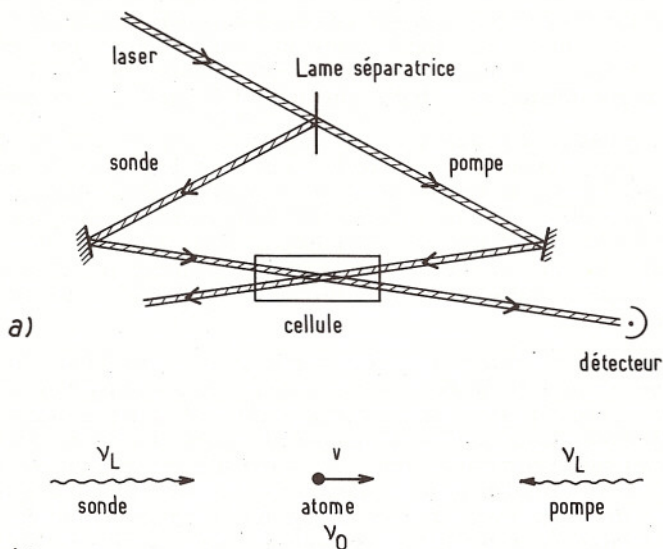


Fig. 13

a) Montage d'absorption saturée.

b) Dispositions relatives des faisceaux pompe et sonde et de la vitesse atomique.

$$\nu_L \left(1 + \frac{v_p}{c}\right) = \nu_0. \quad (25 a)$$

Une condition analogue donne la vitesse v_s pour laquelle un atome sera en résonance avec l'onde sonde :

$$\nu_L \left(1 - \frac{v_s}{c}\right) = \nu_0. \quad (25 b)$$

Si $\nu_L \neq \nu_0$, il est clair d'après (25 a) et (25 b) que $v_p \neq v_s$. Un même atome ne peut être en résonance avec les deux ondes à la fois. Par contre, si $\nu_L = \nu_0$, les équations précédentes donnent $v_p = v_s = 0$. Dans ce cas, l'onde sonde est absorbée de manière résonnante par des atomes qui sont en même temps « saturés » par l'onde pompe, c'est-à-dire sur lesquels l'onde pompe induit des processus résonnants d'absorption et d'émission (induite), tendant à égaliser les populations du niveau fondamental f et du

niveau excité e , et diminuant par suite le pouvoir absorbant de ces atomes vis-à-vis de l'onde sonde.

Supposons maintenant que la fréquence ν_L soit balayée lentement autour de ν_0 . Lorsque $|\nu_L - \nu_0| \gg \Delta\nu_N$, où $\Delta\nu_N$ est la largeur de raie homogène de chaque atome, l'absorption du faisceau sonde est la même que s'il n'y avait pas de faisceau pompe, puisque les 2 faisceaux interagissent avec des atomes différents. Le signal du détecteur, mesurant la lumière du faisceau sonde après traversée de la cellule varie donc avec ν_L comme un profil d'absorption ordinaire, de largeur Doppler $\Delta\nu_D$ (courbe en pointillés de la fig. 14). Par contre, si $|\nu_L - \nu_0| \lesssim \Delta\nu_N$, l'absorption de la sonde est plus faible que s'il n'y avait pas de pompe et l'intensité arrivant sur le détecteur augmente donc rapidement autour de $\nu_L = \nu_0$ pour former un pic étroit « d'absorption saturée » dont la largeur, de l'ordre de $\Delta\nu_N$, est très petite devant la largeur $\Delta\nu_D$ du fond Doppler (courbe en traits pleins de la fig. 14).

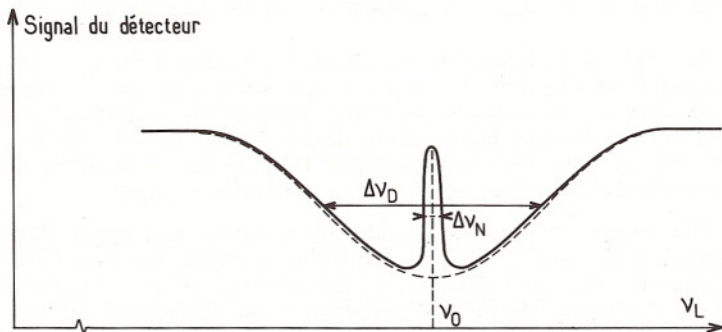


Fig. 14. — Allure d'un signal d'absorption saturée.

Comme $\Delta\nu_N$ peut être 100 à 1 000 fois plus petit que $\Delta\nu_D$, le gain en résolution est considérable par rapport à la spectroscopie d'absorption ordinaire utilisant un seul faisceau. Il est clair également qu'une telle méthode ne pouvait être mise en œuvre avec des sources ordinaires puisqu'elle nécessite un rayonnement qui soit à la fois, monochromatique, de fréquence balayable, et suffisamment intense pour pouvoir saturer une transition atomique.

c) TRANSITIONS A 2 PHOTONS SANS EFFET DOPPLER.

Les deux exemples étudiés précédemment correspondent à des situations où l'atome passe d'un niveau d'énergie à un autre niveau en absorbant ou en émettant un *seul* photon. Si l'intensité lumineuse est suffisamment élevée, des processus multiphoto-

niques apparaissent, dans lesquels *plusieurs* photons sont émis ou absorbés au cours de la transition. Dans ce qui suit, nous limiterons à des transitions à *deux* photons, entre 2 niveaux atomiques E_a et E_b (fig. 15).

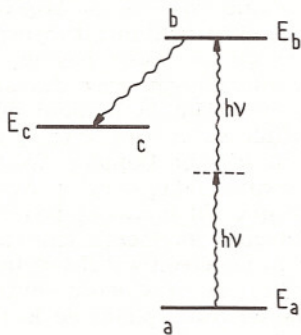


Fig. 15. — Transition à 2 photons entre 2 niveaux a et b . Détection de la transition sur la lumière réémise sur la transition bc .

Les raies à 2 photons sont, comme les raies à 1 photon, élargies par effet Doppler. La conservation simultanée de l'énergie et de l'impulsion globales au cours du processus d'absorption entraîne en effet que la condition de résonance, $E_b - E_a = 2h\nu$, doit être corrigée pour inclure l'effet Doppler (et le décalage dû à l'énergie de recul, très petit dans le domaine optique).

Une suggestion ingénieuse, faite indépendamment par V. CHEBOTAYEV et Bernard CAGNAC, a permis de réaliser des transitions à 2 photons sans effet Doppler. L'idée consiste à faire absorber à l'atome 2 photons de même fréquence ν_L se *propageant en sens inverse*. Comme les impulsions des 2 photons sont alors opposées, l'impulsion globale gagnée par l'atome qui les absorbe est nulle. La vitesse de l'atome ne change donc pas au cours de la transition, et la conservation de l'énergie entraîne alors que l'effet Doppler du premier ordre disparaît. Ce résultat remarquable apparaît encore plus simplement si on analyse les phénomènes dans le référentiel du laboratoire et dans le référentiel de repos de l'atome. La fig. 16 a représente les 2 photons ν_L dans le système du laboratoire, se propageant dans des directions opposées et arrivant sur l'atome dont la vitesse a une valeur v sur l'axe de propagation des 2 photons (la vitesse perpendiculaire à cet axe ne joue que sur l'effet Doppler du deuxième ordre). Dans le référentiel au repos de l'atome (fig. 16 b), l'atome est immobile et les 2 photons ont des fréquences

$\nu_L (1 - \frac{v}{c})$ et $\nu_L (1 + \frac{v}{c})$ (au premier ordre en v/c). La conser-

variation de l'énergie au cours de la transition entraîne alors que :

$$E_b - E_a = h \nu_L \left(1 - \frac{v}{c}\right) + h \nu_L \left(1 + \frac{v}{c}\right) = 2 h \nu_L \quad (26)$$

et donne donc une condition de résonance *indépendante* de tout effet Doppler du premier ordre. Si, au contraire, les deux photons ν_L absorbés avaient la même direction de propagation, par exemple celle du photon de gauche de la fig. 16 a, l'équation 26 devrait être remplacée par :

$$E_b - E_a = 2 h \nu_L \left(1 - \frac{v}{c}\right) \quad (27)$$

et conduirait à une condition de résonance dépendant de v , et donc à une largeur Doppler lors de la moyenne sur v .

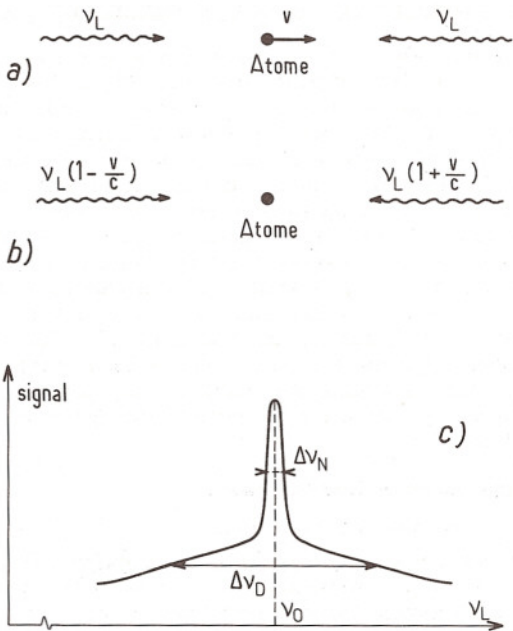


Fig. 16

- a) Fréquences des 2 ondes laser et vitesse de l'atome dans le référentiel du laboratoire.
 b) Fréquences des 2 ondes laser et vitesse de l'atome dans le référentiel au repos de l'atome.
 c) Allure du signal observé sur la lumière émise sur la transition $b c$.

Finalement, lorsqu'une vapeur atomique est irradiée par 2 faisceaux laser de même fréquence ν_L et de directions opposées, et que la fréquence ν_L est balayée lentement autour d'une valeur $(E_b - E_a)/2h$, les variations avec ν_L du nombre de transitions à 2 photons $a \rightarrow b$ qui se produisent, et qui peuvent être détectées en observant par exemple la lumière réémise par les atomes en retombant du niveau b à un niveau inférieur c (fig. 15), ont l'allure représentée sur la fig. 16 c. On obtient un pic étroit, dont la largeur est de l'ordre de la largeur naturelle de b , et qui correspond à l'absorption de 2 photons se propageant en sens inverses, superposé à un fond large, dont la largeur est de l'ordre de la largeur Doppler, et qui correspond à l'absorption de 2 photons du même faisceau laser. Là encore, l'obtention de structures étroites permet un gain de résolution considérable dans le domaine optique.

D. QUELQUES EXEMPLES DE NOUVEAUX THEMES DE RECHERCHE.

Nous décrivons dans cette dernière partie quelques exemples de recherches actuelles utilisant des excitations laser de systèmes atomiques pour soumettre les théories fondamentales à des tests de plus en plus précis et sévères (paragraphe 1), pour explorer des nouveaux systèmes, des nouvelles situations (paragraphe 2), pour augmenter notre maîtrise des divers degrés de liberté d'un atome, et en particulier pour contrôler son mouvement (paragraphe 3). Une telle revue ne peut, bien sûr, être exhaustive, et notre seule ambition est de donner au lecteur une idée générale du type de problèmes qui sont abordés. Plusieurs des exemples qui sont discutés sont relatifs à des travaux qui se poursuivent au Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Ecole Normale Supérieure. Cette « distorsion » s'explique par le fait que, parler du laboratoire qu'il a créé, nous paraît être, dans cet article, une manière de rendre hommage à la mémoire d'Alfred KASTLER.

1. Tests des théories fondamentales.

a) ELECTRODYNAMIQUE QUANTIQUE.

Grâce aux spectroscopies optiques sub Doppler décrites dans le paragraphe C.3, les fréquences des transitions *optiques* du plus simple des atomes, l'atome d'hydrogène, ont été mesurées avec une précision inégalée jusqu'ici. L'étude de la raie Balmer α ($n = 2 \leftrightarrow n = 3$) par spectroscopie d'absorption saturée a permis de gagner près de 2 ordres de grandeur sur la précision de la détermination de la constante de RYDBERG :

$$R = \frac{E_I}{hc} \quad (28)$$

où E_I est l'énergie d'ionisation de l'atome d'hydrogène, donnée en (7).

L'intérêt de l'atome d'hydrogène est que ses niveaux d'énergie peuvent être calculés très précisément, de sorte que la comparaison entre la théorie et l'expérience fournit des tests très sévères des théories fondamentales. Par exemple, l'électrodynamique quantique prédit que l'interaction de l'électron avec les fluctuations d'origine quantique du champ électromagnétique doit déplacer légèrement les états s vers le haut. C'est le « déplacement de Lamb ». Un tel effet est responsable d'un écart de l'ordre de 1 000 MHz entre les états $2s_{1/2}$ et $2p_{1/2}$. La mise en évidence par W. LAMB de cet écart, par des méthodes de spectroscopie micro-onde, à la fin des années 40, a constitué le point de départ de l'électrodynamique quantique moderne. L'état $1s_{1/2}$ subit lui aussi un déplacement de LAMB, mais ce déplacement ne peut être détecté que sur une transition optique, puisqu'il n'y a pas d'autre niveau de structure fine au voisinage de $1s_{1/2}$. La possibilité d'étudier la transition *optique* $1s_{1/2} - 2s_{1/2}$ par des méthodes d'absorption à 2 photons sans effet Doppler a permis à l'équipe de T.-W. HANSCH de mesurer le déplacement de LAMB de l'état $1s_{1/2}$ avec une précision considérablement plus élevée que celles des déterminations antérieures, limitées par la largeur Doppler.

Très récemment, des transitions à 2 photons sans effet Doppler ont été observées sur un autre système fondamental, le *positronium*, qui est un système atomique analogue à l'hydrogène, le proton étant remplacé par un positron e^+ . L'intérêt d'un tel système est qu'il est purement leptonique (il ne contient pas de particule sensible, comme le proton, aux interactions fortes). De plus, il est formé d'une particule liée à son antiparticule. On conçoit donc aisément que l'étude à haute résolution du positronium soit importante pour tester l'électrodynamique.

Mentionnons également l'étude d'autres systèmes hydrogénoïdes, comme les *atomes muoniques*, constitués d'un noyau positif et d'un muon négatif μ^- lié à ce noyau. Pour de tels systèmes, le déplacement de LAMB entre $2s_{1/2}$ et $2p_{1/2}$ tombe dans le domaine optique. L'étude de cette transition par spectroscopie laser a permis à ZAVATTINI, au C.E.R.N., de tester les modifications de la loi de Coulomb à très courte distance par suite des effets de « polarisation du vide ». L'électrodynamique quantique prédit en effet que toute charge électrique, en particulier celle du noyau, est entourée d'un nuage de paires « virtuelles » électron-positron qui apparaissent de manière transitoire sous l'effet du champ électrique produit par la charge. L'effet d'écran partiel produit par ce nuage de paires, dont les dimensions sont de l'ordre de la longueur d'onde de Compton $\lambda_c = \hbar/mc$, environ 100 fois plus petite que le rayon de Bohr a_0 , n'est pas le même

suivant qu'on est à une distance du noyau plus grande ou plus petite que λ_c . Dans un atome ordinaire, la distance moyenne entre l'électron et le noyau, de l'ordre de a_0 , est très grande devant λ_c , et l'électron « voit » surtout la charge nucléaire écrantée. Par contre, comme la masse du muon est environ 200 fois plus élevée que celle de l'électron, la distance moyenne entre le muon et le noyau est, dans un atome muonique, 200 fois plus petite que a_0 . Elle devient donc inférieure à λ_c , et le muon est alors beaucoup plus sensible à la charge non écrantée du noyau.

b) VIOLATION DE LA PARITÉ EN PHYSIQUE ATOMIQUE.

Au cours des années 70, un progrès décisif a été accompli en physique théorique, l'unification des interactions électromagnétiques et des interactions faibles (responsables de la radioactivité β), qui se retrouvent maintenant décrites dans le cadre d'une même théorie. Le modèle de GLASHOW, WEINBERG, SALAM prédit notamment que les interactions « électrofaibles » entre un noyau et un électron (fig. 17) sont dues, non seulement à l'échange d'un photon entre les 2 particules (interaction électromagnétique de la fig. 17 a), mais également à l'échange d'un « boson intermédiaire neutre » Z_0 , de masse très élevée (interaction faible de la fig. 17 b).

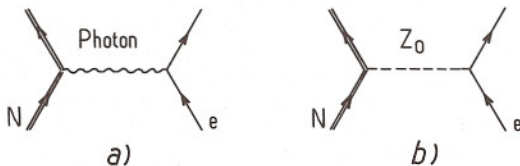


Fig. 17

- a) Echange d'un photon entre un noyau et un électron.
 b) Echange d'un boson intermédiaire neutre Z_0 entre un noyau et un électron.

Contrairement à l'interaction électromagnétique, l'interaction faible de la fig. 17 b n'est pas invariante par réflexion. On dit qu'elle « viole la parité ». De manière plus précise, l'existence des processus de la fig. 17 b entraîne que si 2 expériences physiques sont préparées de manière à ce qu'elles soient images l'une de l'autre dans un miroir, les résultats de ces 2 expériences ne sont pas images l'un de l'autre dans le même miroir. En d'autres termes, l'image, dans un miroir, d'un mouvement physique possible n'est pas un autre mouvement possible. Ces prédictions théoriques ont reçu des confirmations expérimentales à haute

énergie. Des effets de violation de la parité ont été observés sur la diffusion d'électrons polarisés sur des deutons. De plus, les bosons neutres Z_0 (et les autres bosons chargés W^+ , W^- qui interviennent dans la radioactivité β) ont été observés récemment au C.E.R.N., et leurs masses mesurées (de l'ordre de 100 fois la masse du proton) ont été trouvées en très bon accord avec les prédictions théoriques.

En physique atomique, la distance moyenne entre l'électron et le noyau, de l'ordre du rayon de Bohr a_0 , est considérablement plus grande que la portée de l'interaction faible de la fig. 17 *b*, de l'ordre de \hbar/M_0c (où M_0 est la masse du boson Z_0), et il semble donc, à première vue, exclu de pouvoir mettre en évidence les effets de violation de la parité dus à l'échange du boson Z_0 . Pourtant, dès 1973, Claude et Marie-Anne BOUCHIAT ont souligné qu'il devait être possible de surmonter cette difficulté en travaillant sur des atomes lourds (ils ont montré en effet que la contribution du processus de la fig. 17 *b* croît comme le cube, Z^3 , du numéro atomique), et sur des transitions « interdites » du point de vue électromagnétique (de manière à inhiber l'interaction électromagnétique, et à augmenter l'importance relative de l'interaction faible).

Pour décrire les phénomènes de manière plus précise, revenons à la notion d'amplitude de transition (paragraphe 8 de la partie A) et considérons une transition qui, en l'absence d'interaction faible, est dipolaire magnétique, par exemple la transition $6s_{1/2} - 7s_{1/2}$ de l'atome de césium. L'amplitude dipolaire

magnétique, $\langle 6s_{1/2} | \vec{M} | 7s_{1/2} \rangle$ caractérise, pour cette transition, l'importance des interactions électromagnétiques. Nous l'appellerons donc « amplitude électromagnétique ». Elle est, dans ce cas, considérablement réduite, dans la mesure où la transition $6s_{1/2} \leftrightarrow 7s_{1/2}$ est, non seulement dipolaire magnétique (donc peu intense), mais également entièrement due à des corrections relativistes aux fonctions d'onde (en l'absence de ces corrections, l'amplitude serait nulle). La présence, dans l'équation de SCHRÖDINGER, de termes correctifs, dus aux processus faibles de la fig. 17 *b*, entraîne que les niveaux d'énergie de l'atome n'ont plus une parité bien définie (les interactions à l'intérieur de l'atome ne sont plus invariantes par réflexion). Les états $6s_{1/2}$ et $7s_{1/2}$ sont donc très légèrement « contaminés » par des états np , de parité opposée, sous l'effet des termes correctifs associés à l'échange du boson Z_0 . Il s'ensuit que le moment dipolaire électrique \vec{D} , qui avait un élément de matrice nul entre les états non contaminés ($\langle 6s_{1/2} | \vec{D} | 7s_{1/2} \rangle = \vec{0}$), acquiert un élément de matrice petit, mais non nul, entre les états contaminés (que nous

noterons $6 \tilde{s}_{1/2}$ et $7 \tilde{s}_{1/2}$). L'amplitude $\langle 6 \tilde{s}_{1/2} | \vec{D} | 7 \tilde{s}_{1/2} \rangle$, qui n'est non nulle que par suite des interactions faibles, caractérise donc l'importance, pour cette transition, des interactions faibles. Nous l'appellerons « amplitude faible ». On peut d'ailleurs se demander si la contamination des fonctions d'onde ne serait pas également responsable de l'apparition d'un moment dipolaire électrique permanent dans un état donné. En fait, la symétrie de renversement du sens du temps, à laquelle obéissent les 2 processus de la fig. 17, entraîne que la valeur moyenne de \vec{D} dans un état donné est nulle.

Finalement, les effets de violation de la polarité introduits par les interactions faibles n'apparaissent que sur les amplitudes reliant 2 états différents et se traduisent par le fait qu'une transition, initialement dipolaire magnétique pure, devient également très légèrement dipolaire électrique. Expérimentalement, ce caractère mixte de la transition doit se manifester par une différence d'absorption pour des ondes σ^+ et σ^- (dichroïsme circulaire), ou par une rotation du plan de polarisation d'une onde polarisée linéairement (pouvoir rotatoire), l'importance de ces effets étant reliée au rapport des amplitudes faible et électromagnétique, ce qui permet de comprendre l'intérêt qu'il y a à utiliser des atomes lourds (pour augmenter au maximum l'amplitude faible) et des transitions interdites (pour diminuer au maximum l'amplitude électromagnétique).

Effectivement, une expérience de ce type a pu être réalisée sur la transition $6 s_{1/2} - 7 s_{1/2}$ du césium par Marie-Anne BOUCHIAT, Lionel POTTIER et leurs élèves. L'utilisation d'une source laser intense et monochromatique permet, malgré l'intensité très faible de la transition, de porter un nombre suffisant d'atomes du niveau fondamental $6 s_{1/2}$ au niveau excité $7 s_{1/2}$, et d'observer la lumière de fluorescence que ces atomes réémettent ensuite en retombant dans l'état $6 p_{1/2}$ (fig. 18). L'étude de la polarisation de cette lumière de fluorescence et de son comportement en présence d'un champ électrique statique appliqué aux atomes a permis de mettre en évidence sans ambiguïté des effets de violation de la parité liés aux interactions faibles. Compte tenu de la simplicité de l'atome de césium (un seul électron en dehors de couches pleines), il est possible de calculer avec précision les effets attendus dans le cadre du modèle de GLASHOW, WEINBERG, SALAM. La confrontation de ces prédictions théoriques avec les résultats expérimentaux fournit une vérification quantitative de ce modèle dans le domaine des basses énergies qui est celui de la physique atomique. Des contraintes sérieuses peuvent être également fixées sur d'autres modèles qui ont été proposés.

Mentionnons enfin que d'autres expériences analogues, sur d'autres atomes comme le bismuth ou le thallium, ont été réalisées par d'autres groupes dans le monde, à Oxford, Seattle, Berkeley, Novosibirsk, Moscou.

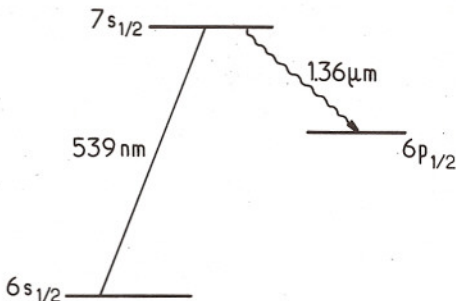


Fig. 18. — Transition $6s_{1/2} - 7s_{1/2}$ de l'atome de césium à 539 nm. Détection sur la transition $7s_{1/2} - 6p_{1/2}$ à 1,36 μm.

c) TESTS DU CARACTÈRE QUANTIQUE DE LA LUMIÈRE.

L'étude de la lumière de fluorescence émise par un jet atomique irradié en permanence par un faisceau laser résonnant et intense (expérience de la fig. 12) a suscité une réflexion importante sur le processus d'émission spontanée, sur les propriétés quantiques du rayonnement émis qui différencient fondamentalement ce rayonnement d'un champ classique fluctuant. Il est apparu ainsi que les photons émis successivement au cours du temps par un atome donné n'étaient pas répartis au hasard dans le temps, mais étaient « *dégroupés* », et suivaient une statistique « *subpoissonnienne* » (la variance du nombre de photons émis pendant un intervalle de temps donné étant inférieure à la moyenne de ce nombre). L'observation de tels effets a constitué en fait la première démonstration expérimentale du caractère quantique de la lumière dans le domaine optique.

Un autre développement intéressant a été l'étude des corrélations de polarisation de 2 photons émis dans une cascade radiative par un atome qui a été porté dans le niveau supérieur de la cascade par une excitation appropriée (bombardement électronique, excitation laser). De telles expériences réalisées par J. CLAUSER, E. FRY, R. THOMSON, et plus récemment par Alain ASPECT à l'Institut d'Optique, ont permis d'éliminer l'hypothèse des « *variables cachées locales* » (violation des inégalités de BELL) et de donner une base expérimentale à la notion de non séparabilité quantique. En d'autres termes, aussi éloignés qu'ils soient l'un de l'autre, les 2 photons doivent être toujours considérés comme une seule entité, et les corrélations qui existent entre eux n'ont pas d'équivalent classique.

2. Exploration de nouveaux systèmes, de nouvelles situations.

a) ETATS ATOMIQUES GÉANTS.

Les sources laser ont permis de préparer, avec une efficacité et une sélectivité suffisantes, des atomes dans des états très excités, dont le nombre quantique principal n est très élevé, de l'ordre de quelques dizaines, et qui sont donc très proches de la limite d'ionisation. Ces états sont appelés « états de Rydberg ». Ils sont excités, soit directement à partir de l'état fondamental, soit par échelons. Par exemple, pour le sodium, une première excitation laser intense fait passer une proportion importante des atomes du niveau fondamental $3s$ vers le niveau de résonance $3p$. Une deuxième excitation transfère ensuite une grande partie des atomes ainsi excités vers un état encore plus excité ns ou nd , qu'on peut choisir à volonté en balayant la fréquence du deuxième laser.

Les états de RYDBERG sont caractérisés par une dimension très grande, de l'ordre de $a_0 n^2$, où a_0 est l'orbite de BOHR. Cette dimension peut donc devenir de l'ordre du micron pour n approchant la centaine. Il s'ensuit que les moments dipolaires électriques de transition entre un état n et un état voisin $n \pm 1$ ont des valeurs très élevées, entraînant un couplage très fort des états de RYDBERG au rayonnement et aux champs extérieurs. Comme de plus l'énergie de liaison, $-E_I/n^2$, est très faible [voir (6)], un champ électrique de quelques volts par centimètre est suffisant pour casser l'atome en l'ionisant. C'est d'ailleurs par une telle « ionisation de champ » que les états de RYDBERG sont le plus souvent détectés avec une sensibilité très élevée.

De nombreuses expériences portent actuellement sur l'étude des états de RYDBERG, à Paris (équipe de Serge HAROCHE), à Orsay (équipe de Sylvain LIBERMAN), au M.I.T. (équipe de D. KLEPPNER), à Stanford (équipe de T. GALLAGHER), à Munich (équipe de H. WALTHER)... Le très fort couplage des états de RYDBERG au rayonnement a permis récemment à Serge HAROCHE et à ses élèves de mettre en évidence des effets collectifs (superradiance) et des oscillations maser dans des cavités millimétriques avec des nombres d'atomes (quelques unités) considérablement plus faibles que ceux habituellement nécessaires pour observer de tels effets. L'émission spontanée d'un photon par un atome excité dans un état de RYDBERG et enfermé dans une cavité très peu amortie, qui renvoie en permanence sur l'atome le photon que ce dernier émet, pose également des problèmes très intéressants qui sont étudiés par de nombreux groupes. Mentionnons enfin que leur dimension très grande donne aux états de RYDBERG un diamagnétisme très important, et que l'étude de leur effet Zeeman pose des problèmes intéressants dans la mesure où le couplage avec

le champ magnétique extérieur peut devenir de l'ordre de ou plus grand que le couplage coulombien entre l'électron et le noyau qui sont très éloignés l'un de l'autre.

b) SPECTROSCOPIE LASER D'ISOTOPES RADIOACTIFS.

La comparaison des fréquences d'une raie optique donnée pour une série d'isotopes d'un même élément fournit des informations intéressantes sur la physique du noyau. La position du centre de gravité des diverses composantes hyperfines de la raie optique est en effet sensible à la distribution de charges à l'intérieur du noyau. Le déplacement de ce centre de gravité d'un isotope à l'autre, appelé « *déplacement isotopique* », permet de suivre la manière dont les nucléons s'organisent dans le noyau, lorsque le nombre de neutrons change. En particulier, on s'attend à des variations importantes au voisinage d'un nombre « magique » de nucléons (correspondant au remplissage d'une couche nucléaire).

La spectroscopie laser à haute résolution a fait progresser considérablement ce domaine de recherche et des résultats spectaculaires ont été obtenus sur les alcalins par des équipes de 2 laboratoires français (laboratoire Aimé COTTON et René BERNAS) utilisant les installations du C.E.R.N. pour produire des longues séries d'isotopes par des réactions nucléaires consécutives au bombardement de cibles appropriées par des protons de haute énergie. L'expérience consiste à irradier à angle droit un jet atomique contenant tous les isotopes par un faisceau laser monochromatique dont on balaie la fréquence. Il est possible ainsi d'exciter sélectivement chacun des isotopes et de détecter le passage à la résonance par des méthodes combinant le pompage optique, la déflexion par un gradient de champ magnétique, et la spectroscopie de masse (de manière à identifier l'isotope étudié). De longues séries de plusieurs dizaines d'isotopes ont été ainsi étudiées sur le sodium, le rubidium, le césium. Mentionnons également l'observation, pour la première fois, des raies optiques d'un élément très peu abondant, le francium. Tous ces résultats, joints à ceux obtenus par d'autres groupes (en particulier celui de OTTEN) sur d'autres éléments comme le mercure, fournissent des données très utiles pour l'élaboration des modèles nucléaires.

c) FLUIDES QUANTIQUES POLARISÉS.

Le développement des méthodes de pompage optique laser permet maintenant d'obtenir des gaz d'hélium 3 *fortement polarisé*. Dans l'état fondamental ($1s$)² 1S_0 de He, le moment cinétique électronique est nul ($J = 0$), et le moment cinétique total se réduit à celui du noyau ($I = 1/2$). L'orientation obtenue par pom-

page optique dans l'état fondamental est donc une orientation purement nucléaire. Notons d'ailleurs que le pompage optique ne se fait pas sur la raie de résonance $^1S_0 - ^1P_1$, qui est trop loin dans l'ultraviolet ($\lambda = 58,4$ nm), mais entre l'état métastable 3S et l'état 3P (fig. 5). Un laser à centres colorés excite la transition correspondante à $\lambda = 1,08$ μm . Ce sont des collisions d'échange de métastabilité entre un atome métastable et un atome dans l'état fondamental qui permettent de transférer en permanence dans l'état fondamental la polarisation obtenue par pompage optique dans le niveau métastable.

Un autre développement important dans ce domaine a été la possibilité de conserver une polarisation importante des atomes d'hélium 3 à basse température grâce à l'utilisation d'enduits cryogéniques. Les parois internes de la cellule sont recouvertes à basse température d'une couche solide de gaz rare ou d'hydrogène moléculaire ou même d'une couche d'hélium superfluide, et il s'avère que les atomes d'hélium 3 (qui restent à l'état gazeux) se désorientent très peu lors des collisions qu'ils subissent sur ces enduits (alors qu'ils sont totalement désorientés sur une paroi de verre nue).

L'intérêt physique d'un tel système est que les atomes d'hélium 3 sont des fermions, et qu'un gaz de fermions polarisés à basse température doit être le siège d'effets quantiques macroscopiques liés au principe de PAULI. Considérons en effet 2 atomes d'hélium 3, polarisés dans la même direction et entrant en collision. Le principe de PAULI leur interdit de s'approcher trop près l'un de l'autre, car ils seraient alors dans le même état quantique (en un même point et avec la même orientation de spin). Plus précisément, 2 particules de spin $1/2$, polarisées dans la même direction, sont dans un état triplet de spin ($S = 1$). Comme ces particules sont des fermions et qu'un état triplet de spin est symétrique, le principe de PAULI impose à la partie spatiale de la fonction d'onde d'être antisymétrique. Il s'ensuit que les particules ne peuvent entrer en collision qu'avec un moment cinétique orbital relatif l impair ($l = 1, 3, \dots$), ce qui les oblige à rester à une distance l'une de l'autre au moins égale à la longueur d'onde de DE BROGLIE $\lambda_{DB} = h/mv$. Comme à basse température v est petit, λ_{DB} peut être grand et en particulier supérieur à la portée r_0 du potentiel d'interaction entre 2 atomes d'hélium. Tout se passe alors comme si les atomes n'interagissaient plus entre eux, et le gaz polarisé apparaît, par suite du principe de PAULI, comme un vrai gaz parfait d'atomes « transparents les uns aux autres ». Le libre parcours moyen est modifié et toutes les propriétés de transport (viscosité, conductivité thermique...) doivent changer de manière spectaculaire en fonction du taux de polarisation. Tous ces phénomènes sont étudiés en détail dans

l'équipe de Franck LALOE, Claire LHUILLIER et Michèle LEDUC, et des résultats positifs ont déjà été obtenus sur la diffusion de spin.

Mentionnons également des recherches analogues sur des atomes d'hydrogène polarisés à basse température. Ces atomes sont des bosons et non des fermions, et de nombreux groupes étudient ce système avec l'espoir d'observer une *condensation de Bose-Einstein*.

3. Contrôle du mouvement d'un atome par des faisceaux laser.

a) PRESSION DE RADIATION.

Un atome irradié par une onde plane résonnante de vecteur d'onde \vec{k} et absorbant un photon gagne une impulsion $\hbar \vec{k}$. Lorsque l'atome retombe ensuite dans l'état fondamental par émission spontanée, il reperd une impulsion $\hbar \vec{k}_i$ où \vec{k}_i est le vecteur d'onde du photon réémis. En fait, la direction d'émission spontanée est aléatoire, les probabilités d'émission dans les directions \vec{k}_i et $-\vec{k}_i$ étant égales. Il s'ensuit que l'impulsion reperdue lors du processus d'émission spontanée est nulle *en moyenne*, et que le bilan global d'impulsion pour l'atome lors d'un cycle absorption-émission spontanée est un gain égal à $\hbar \vec{k}$, auquel correspond une vitesse, dite vitesse de recul, égale à $v_r = \hbar k/M$ (où M est la masse de l'atome). Pour un atome de sodium excité sur les raies D, on trouve $v_r = 3$ cm/s.

Une telle vitesse de recul est négligeable devant les vitesses thermiques de l'ordre de 1 000 m/s. Il convient cependant de noter que l'intensité élevée des sources laser permet de recommencer le cycle précédent un grand nombre de fois par seconde. Ainsi, si la transition atomique est saturée (paragraphe C. 2. c), l'atome passe environ la moitié de son temps dans l'état excité, de sorte que le nombre moyen de cycles absorption-émission spontanée

par unité de temps est de l'ordre de $\frac{1}{2 \tau_R}$, où τ_R est la durée

de vie de l'état excité (dans une onde plane, les cycles absorption-émission induite ne contribuent pas au bilan d'impulsion atomique, car l'impulsion gagnée par l'atome lors de l'absorption du photon est exactement reperdue lors de l'émission induite qui a lieu dans la même direction). Il s'ensuit que la variation de vitesse atomique par unité de temps, c'est-à-dire encore l'accélération atomique, est égale, dans une onde laser intense, à $\gamma = \hbar k/2M \tau_R$. Comme $\tau_R = 16 \cdot 10^{-9}$ s pour le sodium, on trouve que, même si $\hbar k/M$ ne vaut que 3 cm/s, γ est de l'ordre de 10^6 m/s², c'est-à-dire 10^5 fois l'accélération de la pesanteur. La force correspondante est appelée force de pression de radiation.

b) RALENTISSEMENT ET IMMOBILISATION D'UN JET ATOMIQUE PAR PRESSION DE RADIATION.

La pression de radiation a été utilisée dès le début des années 70, au Laboratoire Aimé COTTON, pour défléchir un jet atomique irradié perpendiculairement par un faisceau laser.

D'autres expériences ont été tentées depuis, dans lesquelles le jet atomique et le faisceau laser se propagent dans des directions opposées, l'objectif poursuivi étant de ralentir, et éventuellement d'immobiliser les atomes. On se heurte alors à la difficulté de l'effet Doppler. La pression de radiation ne ralentit en effet qu'une classe d'atomes, ceux dont la vitesse est telle qu'elle leur permet d'être en résonance avec l'irradiation laser. De plus, dès qu'ils sont suffisamment ralentis, ces atomes sortent de résonance, également par effet Doppler, et ne subissent plus l'effet du laser. Deux méthodes ingénieuses ont été développées par 2 équipes américaines et une équipe soviétique pour surmonter cette difficulté. La première, mise au point par W. PHILLIPS et H. METCALF, consiste à appliquer aux atomes un champ magnétique variant dans l'espace, de manière à produire un déplacement Zeeman de la fréquence atomique qui varie le long de la trajectoire et qui est ajusté pour compenser en chaque point la variation d'effet Doppler due au ralentissement. Un tel dispositif permet ainsi à l'atome de rester constamment en résonance avec le laser. La deuxième méthode, mise au point par J. HALL, consiste à balayer temporellement la fréquence du laser pour compenser à chaque instant la variation d'effet Doppler due au ralentissement. Les deux méthodes ont donné des résultats positifs, et des densités d'atomes, de l'ordre de $10^6/\text{cm}^3$, avec des vitesses comprises entre 8 m/s et -8 m/s ont été obtenues très récemment.

c) REFROIDISSEMENT RADIATIF.

La pression de radiation n'est pas seulement utile pour ralentir des atomes. Elle permet également de diminuer de manière spectaculaire la dispersion des vitesses autour de leur valeur moyenne, c'est-à-dire encore de *refroidir* les degrés de liberté de translation.

Décrivons en particulier un dispositif très simple, imaginé par T.-W. HANSCH et A. SCHAWLOW, et permettant de réaliser une *force de friction*, opposée à la vitesse atomique et proportionnelle à cette vitesse. L'idée consiste à soumettre les atomes à 2 ondes laser progressives, de même intensité, se propageant en sens inverse le long de Oz (fig. 19), et dont la fréquence est légèrement désaccordée en dessous de la fréquence atomique. Pour un atome de vitesse nulle, les deux pressions de radiation s'équi-

librent. Par suite de l'effet Doppler, un atome de vitesse v_z se rapproche de résonance pour l'onde vers laquelle il se dirige (onde de droite de la fig. 19 a). Le ralentissement produit par cette onde l'emporte alors sur l'accélération produite par l'autre, dont la fréquence apparente s'éloigne de résonance par effet Doppler (onde de gauche de la fig. 19). La force globale, proportionnelle à v_z pour v_z faible, est donc une force de friction le long de Oz , quel que soit le signe de v_z . Il suffit d'ajouter deux autres paires d'ondes planes le long de Ox et Oy , pour obtenir un amortissement de la vitesse dans les trois directions.

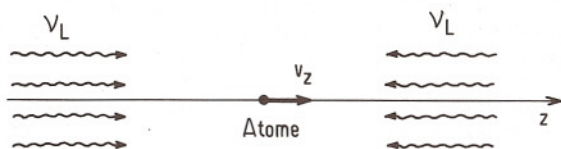


Fig. 19. — Principe du refroidissement radiatif.

La description simple que nous venons de donner ne considère que les forces moyennes et ignore les fluctuations d'impulsion liées au caractère discret et aléatoire du processus d'émission spontanée. Ces fluctuations sont à l'origine d'un échauffement de l'atome qui limite le refroidissement radiatif dû à la force de friction. Les températures limites que l'on peut estimer théoriquement sont de l'ordre d'une fraction de 10^{-3} K, ce qui montre l'efficacité du refroidissement. Des températures de l'ordre de 10^{-3} K sur des ions piégés et soumis à un refroidissement laser, ont été effectivement observées par plusieurs équipes, celles de P. TOSCHEK à Heidelberg, celle de H. DEHMELT à Seattle, celle de D. WINELAND à Boulder. Il est clair qu'à ces températures, les vitesses des ions sont très faibles, et l'effet Doppler optique complètement négligeable.

Mentionnons enfin que l'article original d'Alfred KASTLER sur le pompage optique, datant de 1950, contenait déjà des suggestions de refroidissement radiatif (sous le nom d'effet « lumino-frigorifique »). Alfred KASTLER proposait de refroidir (ou d'échauffer) par pompage optique les *degrés de liberté internes* des atomes, en accumulant les atomes dans un sous-niveau inférieur (ou supérieur), et d'utiliser ensuite les collisions entre atomes pour transférer ce refroidissement (ou cet échauffement) des *degrés de liberté internes* aux *degrés de liberté de translation*. L'utilisation des lasers permet aujourd'hui d'agir directement sur les degrés de liberté de translation.

d) PIÉGEAGE D'ATOMES NEUTRES.

Une fois que les atomes ont été ralentis et refroidis, il devient très tentant d'essayer de les piéger, c'est-à-dire d'essayer de les confiner dans une petite région de l'espace.

Pour des particules chargées, comme les ions, un tel piégeage a déjà été réalisé par des configurations appropriées de champs électriques ou magnétiques qui agissent directement sur la charge. H. DEHMELT et son équipe ont même réussi à piéger et à détecter un électron unique.

Pour des atomes neutres, le problème est plus difficile. Plusieurs méthodes sont actuellement envisagées. Des *gradients* de champ magnétique statique peuvent attirer l'atome vers des régions de champ nul. Une autre idée consiste à utiliser une onde laser focalisée, légèrement désaccordée en dessous de la fréquence atomique, pour attirer l'atome vers la région focale, où l'intensité est maximale. Dans ce dernier cas, la force qui agit sur l'atome n'est pas la force de pression de radiation, mais une force dite dipolaire, due à des processus d'absorption dans une direction et d'émission induite dans une *autre* direction (l'onde laser focalisée est une superposition d'ondes planes).

Il est clair que la maîtrise du mouvement d'un atome ouvre des perspectives nouvelles. Des résultats spectaculaires ont d'ores et déjà été obtenus sur des ions piégés et refroidis. Plusieurs équipes, notamment celles de H. DEHMELT, P. TOSCHEK et D. WINE-LAND, ont pu observer un ion *unique* piégé grâce à la lumière de fluorescence que cet ion réémet sous l'effet de l'irradiation laser qui le refroidit. Un nouveau type de spectroscopie est en train de naître, consistant à opérer sur un seul ion, un seul atome, pratiquement immobile dans une petite région de l'espace, et qu'on peut observer aussi longtemps qu'on le désire en ayant rendu négligeables toutes les perturbations liées à l'effet Doppler ou à des collisions contre une paroi ou d'autres atomes.

BIBLIOGRAPHIE

Physique Atomique et Mécanique Quantique.

- [1] B. CAGNAC, J.-C. PEBAY-PEYROULA, *Physique Atomique*, Vol. 1 et 2. Dunod, Paris 1971.
- [2] C. COHEN-TANNOUJJI, B. DIU, F. LALOE, *Mécanique quantique*, Vol. 1 et 2. Hermann, Paris 1973.

Pompage optique et double résonance.

- [3] J. BROSSEL : *Le pompage optique*. Cours donné à l'Ecole d'Eté de Physique Théorique des Houches, session 1964, dans « *Optique et Electronique Quantique* », édité par C. DE WITT, A. BLANDIN, C. COHEN-TANNOUJJI (Gordon and Breach, 1965).
- [4] Conférences présentées aux Journées de Physique (Lyon - novembre 1966). Bulletin de l'Union des Physiciens n° 499, 1967.
- [4 a] A. KASTLER : *Le pompage optique*.
- [4 b] C. COHEN-TANNOUJJI : *Pompage optique et interaction entre un atome et le champ électromagnétique*.
- [4 c] J. MARGERIE : *Applications technologiques du pompage optique*.
- [5] A. KASTLER : *Cette étrange matière*. Stock (Paris, 1976).

Spectroscopie laser.

- [6] *Spectroscopie laser à très haute précision. Spectroscopie à 2 photons sans effet Doppler* (Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Ecole Normale Supérieure). Images de la Physique 1976 - Supplément au n° 24 du Courrier du C.N.R.S., p. 22.
- [7] *Ionisation multiphonique des atomes* (Service de physique atomique, C.E.N. Saclay). Images de la Physique 1977 - Supplément au n° 26 du Courrier du C.N.R.S., p. 35.
- [8] B. CAGNAC : *La spectroscopie laser*. Le Courrier du C.N.R.S. n° 50, 1983, p. 41.
- [9] B. CAGNAC : *Les lasers vainqueurs de l'agitation thermique*. Le Courrier du C.N.R.S. n° 51, 1983, p. 11.
- [10] J. ETCHEPARRE, A. MIGUS, A. ANTONETTI : *Les lasers femto-secondes ; principes, caractérisation et applications*. Images de la Physique 1984 - Supplément au n° 55 du Courrier du C.N.R.S., p. 36.

Spectroscopie à haute résolution de l'atome d'hydrogène.

- [11] T.-W. HANSCH, A.-L. SHAWLOW, G.-W. SERIES : *The Spectrum of Atomic Hydrogen*. Scientific American, mars 1979. Traduit en français dans Pour la Science, mai 1979.

Violation de la parité en physique atomique.

- [12] *Recherche d'une violation de la parité en physique atomique* (Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Ecole Normale Supérieure). Images de la Physique 1979 - Supplément au n° 35 du Courrier du C.N.R.S., p. 38.
- [13] C. BOUCHIAT, M.-A. BOUCHIAT, L. POTTIER : *Observation d'une violation de la parité dans l'atome de césium*. Images de la Physique 1983 - Supplément au n° 51 du Courrier du C.N.R.S., p. 17.
- [14] D. TARNOWSKI : *Les courants neutres dans les atomes. Une performance expérimentale*. La Recherche (mars 1983).
- [15] M.-A. BOUCHIAT, L. POTTIER : *An atomic preference between left and right*. Scientific American, juin 1984. Traduit en français dans Pour la Science, août 1984.

Fluorescence de résonance.

- [16] C. COHEN-TANNOUJDI : *Atoms in strong resonant fields*. Ecole d'Eté des Houches 1975 in *Frontiers in Laser Spectroscopy*, ed. by R. BALIAN, S. HAROCHE, S. LIBERMAN (North Holland, 1977).
- [17] S. REYNAUD : *La fluorescence de résonance : étude par la méthode de l'atome habillé*. Annales de Physique 8 (1983), p. 315.

Inégalités de Bell.

- [18] B. D'ESPAGNAT : *The quantum theory and reality*. Scientific American (novembre 1979). Traduit en français dans Pour la Science (janvier 1980).
- [19] A. ASPECT, P. GRANGIER : *Une prévision étonnante de la mécanique quantique à l'épreuve de l'expérience*. Images de la Physique 1984 - Supplément au n° 55 du Courrier du C.N.R.S., p. 7.

Etats de Rydberg.

- [20] S. HAROCHE : *Des Atomes géants*. La Recherche (septembre 1978). *Le rayonnement des Atomes géants*. La Recherche (février 1982).
- [21] *La Superradiance* (Laboratoire Aimé Cotton - Paris Sud). Images de la Physique 1980-1981 - Supplément au n° 39 du Courrier du C.N.R.S., p. 65.

- [22] D. KLEPPNER, M. LITTMAN, M. ZIMMERMAN : *Highly excited atoms*. Scientific American (mai 1981). Traduit en français dans Pour la Science (juillet 1981).
- [23] J.-M. RAIMOND, S. HAROCHE : *Atomes de Rydberg dans une cavité microonde. Comment modifier l'émission spontanée*. Images de la Physique 1984 - Supplément au n° 55 du Courrier du C.N.R.S., p. 13.

Isotopes radioactifs.

- [24] *Spectroscopie à haute résolution d'isotopes radioactifs du sodium* (Laboratoires Aimé Cotton et René Bernas, Orsay). Images de la Physique 1976 - Supplément au n° 24 du Courrier du C.N.R.S., p. 27.
- [25] S. LIBERMAN : *Lumière sur le francium*. La Recherche (septembre 1978).

Fluides quantiques polarisés.

- [26] *Un nouvel état pour ^3He : l'état nucléairement orienté* (Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'E.N.S., Institut Laue Langevin). Images de la Physique 1979 - Supplément au n° 35 du Courrier du C.N.R.S., p. 5.

Forces radiatives.

- [27] *Vers l'observation des propriétés d'un ion isolé immobile dans l'espace* (Laboratoire de l'Horloge Atomique du C.N.R.S., Université Paris - Sud). Images de la Physique 1982 - Supplément au n° 46 du Courrier du C.N.R.S., p. 68.
- [28] C. COHEN-TANNOUJJI : *Cours au Collège de France 1982-1983 et 1983-1984*. Polycopiés.
- [29] J. DALIBARD : *Immobiliser les atomes à coup de lumière laser*. La Recherche (juillet - août 1985).
-