

Résumé du cours 1991-92

Le cours de l'année 1991-1992 a poursuivi l'étude, commencée lors du cours précédent, des nouveaux mécanismes de refroidissement laser qui ont été mis en évidence au cours des quatre dernières années. Ont été étudiés plus particulièrement les mécanismes de refroidissement qui font intervenir des effets d'interférence entre plusieurs amplitudes de transition conduisant le système atome + photon d'un même état initial à un même état final. Ces effets d'interférence sont en fait très généraux et se manifestent dans plusieurs autres phénomènes physiques qui ont été décrits et interprétés.

Le cours commence par un bref rappel des résultats essentiels établis lors du cours précédent : existence de plusieurs temps caractéristiques associés à l'évolution du système (durée de vie de l'état excité de l'atome, temps de pompage optique d'un sous-niveau Zeeman à l'autre, temps d'amortissement de la vitesse atomique...); équations d'évolution décrivant la dynamique atomique (équations de Bloch optiques, simples ou généralisées, équations réduites pour la matrice densité de l'état fondamental, obtenues après élimination adiabatique des variables de l'état excité à la limite des faibles intensités et des faibles vitesses, ...); déplacements lumineux des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental et taux de pompage optique d'un sous-niveau à l'autre; séparation de la force moyenne totale agissant sur l'atome en une composante réactive et une composante dissipative; refroidissement « Sisyphe » où, par suite d'une corrélation importante entre les modulations spatiales des déplacements lumineux et des taux de pompage optique, l'atome en mouvement gravit plus souvent des collines de potentiel qu'il n'en descend.

Refroidissement laser $\sigma^+ - \sigma^-$

Le premier mécanisme analysé dans le cours de cette année est celui associé au refroidissement laser $\sigma^+ - \sigma^-$. Une telle dénomination est due à l'utilisation de deux ondes laser, de même amplitude et de même fréquence, se propageant dans des sens opposés le long de l'axe Oz, et de polarisations circulaires respectivement droite (σ^+) et gauche (σ^-).

Le champ laser résultant de la superposition de ces deux ondes σ^+ et σ^- a une amplitude indépendante de z , et une polarisation linéaire qui tourne lorsqu'on se déplace le long de Oz , pour former une hélice de pas égal à la longueur d'onde λ des ondes laser. On en déduit que les déplacements lumineux des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental g sont indépendants de z (il n'y a donc plus de collines de potentiel comme pour l'effet Sisyphé), et que la dégénérescence Zeeman dans g n'est levée que si le moment cinétique J_g de g est supérieur ou égal à 1. C'est la raison pour laquelle on ne considère dans la suite que des transitions optiques partant d'un niveau $J_g = 1$.

L'expression générale de la force moyenne permet de montrer que la force réactive est due à la variation spatiale des fonctions d'onde des sous-niveaux Zeeman de g ayant un déplacement lumineux bien défini, alors que la force dissipative est due à un déséquilibre entre les forces de pression de radiation exercées par les ondes σ^+ et σ^- , ce déséquilibre étant lui-même proportionnel à la différence $\Pi_+ - \Pi_-$ entre les populations des sous-niveaux g_+ et g_- de g , de nombre quantique magnétique $M = +1$ et $M = -1$.

On commence par calculer l'état interne d'un atome au repos en un point z . On détermine pour cela les fonctions d'onde, les énergies et les populations des sous-niveaux de g ayant un déplacement lumineux bien défini. Deux combinaisons linéaires orthogonales des états g_+ et g_- apparaissent alors très naturellement, celles qui sont respectivement couplée et non couplée au sous-niveau e_0 de l'état excité e (de nombre quantique magnétique $M = 0$) par l'hamiltonien d'interaction atome-laser V_{AL}

$$\langle e_0 | V_{AL} | \psi_C \rangle \neq 0 \quad \langle e_0 | V_{AL} | \psi_{NC} \rangle = 0$$

Dans l'état non couplé $|\psi_{NC}\rangle$, les deux amplitudes de transition de g_- vers e_0 , par absorption d'un photon σ^+ , et de g_+ vers e_0 , par absorption d'un photon σ^- , interfèrent destructivement alors que cette interférence est constructive pour l'état $|\psi_C\rangle$.

Pour étudier l'état interne d'un atome en mouvement à la vitesse v le long de Oz , il est commode d'introduire un référentiel $OXYZ$ en mouvement et tournant autour de Oz (qui coïncide avec OZ) et tel que, dans ce référentiel, l'atome soit au repos et soumis à un champ laser de polarisation linéaire fixe. Dans ce nouveau référentiel, le moment cinétique atomique \mathbf{J} est soumis à un couple, dû à la rotation, dont l'effet est identique à celui que produirait un champ magnétique (fictif), parallèle à Oz , et d'amplitude proportionnelle à v , l'hamiltonien d'interaction correspondant s'écrivant $V_{rot} = kvJ_z$ (où k est le module du vecteur d'onde des ondes laser).

La prise en compte de l'effet de V_{rot} permet alors de comprendre l'origine physique de la force totale agissant sur l'atome dans le cas où les ondes laser excitent une transition $J_g = 1 \longleftrightarrow J_e = 2$ (J_e étant le moment cinétique de l'état excité e). La force dissipative se trouve alors être 5 fois plus grande que la force réactive et représente donc l'effet prépondérant. Les seuls éléments de matrice non nuls de V_{rot} relient les états couplé et non couplé $|\psi_C\rangle$ et $|\psi_{\text{NC}}\rangle$

$$\langle \psi_C | V_{\text{rot}} | \psi_{\text{NC}} \rangle = \hbar k v$$

Ces deux états sont séparés par un intervalle d'énergie de l'ordre du déplacement lumineux $\hbar \delta'$. A la limite $k|v| \ll |\delta'|$, l'effet de V_{rot} est de « contaminer » l'état $|\psi_C\rangle$ par l'état $|\psi_{\text{NC}}\rangle$, et réciproquement. Alors que les états $|\psi_C\rangle$ et $|\psi_{\text{NC}}\rangle$ contiennent des proportions égales de g_+ et g_- , il n'en est plus de même des états contaminés. On comprend ainsi comment peut apparaître une différence de populations entre g_+ et g_- , à l'origine d'un déséquilibre entre les forces de pression de radiation exercées par les ondes σ^+ et σ^- . Cette différence de population est en $k v / \delta'$, et est beaucoup plus grande, à basse intensité, que celle associée aux déplacements Doppler opposés des deux ondes σ^+ et σ^- , et qui varie en $k v / \Gamma$, où Γ est la largeur naturelle de l'état excité e (δ' est en effet proportionnel à l'intensité laser I_L et tend vers zéro quand $I_L \rightarrow 0$, alors que Γ est indépendant de I_L).

Configuration Λ - Piégeage cohérent de populations

L'analyse précédente, développée pour une transition $J_g = 1 \longleftrightarrow J_e = 2$, peut être appliquée également à une transition $J_g = 1 \longleftrightarrow J_e = 1$. On trouve alors que, pour un atome immobile en z , toute la population atomique se retrouve, en régime stationnaire dans l'état $|\psi_{\text{NC}}\rangle$, de sorte que la fluorescence s'arrête. L'interprétation d'un tel résultat est que l'état $|\psi_{\text{NC}}\rangle$, qui n'est pas, par construction même, couplé à e_0 , ne peut être couplé à aucun autre sous-niveau Zeeman de l'état excité e , puisqu'il n'y a plus, comme c'était le cas pour la transition $J_g = 1 \longleftrightarrow J_e = 2$, de sous-niveau e_{+2} (ou e_{-2}) qui puisse être atteint à partir de g_+ (ou g_-) par absorption d'un photon σ^+ (ou σ^-). Un atome dans l'état $|\psi_{\text{NC}}\rangle$ ne peut plus absorber de photon. Un tel état est un état piège. Une fois que tous les atomes ont été pompés optiquement dans l'état $|\psi_{\text{NC}}\rangle$, la fluorescence s'arrête.

L'effet du mouvement atomique est alors spectaculaire. La perturbation correspondante V_{rot} contamine l'état $|\psi_{\text{NC}}\rangle$ par l'état $|\psi_C\rangle$ qui, lui, est couplé à e_0 . L'état ainsi contaminé devient donc lui aussi couplé à e_0 , de sorte que pour un atome en mouvement, la fluorescence réapparaît, et ce d'autant plus que la vitesse est plus élevée.

Un tel effet est un cas particulier d'un phénomène plus général, appelé « piégeage cohérent de populations », et apparaissant lorsqu'un système atomi-

que en configuration Λ (c'est-à-dire avec un niveau excité e_0 et deux sous-niveaux inférieurs g_1 et g_2 , non nécessairement dégénérés) est soumis à deux ondes laser de fréquences ω_{L1} et ω_{L2} respectivement proches des fréquences atomiques ω_{e1} et ω_{e2} des transitions $g_1 \longleftrightarrow e$ et $g_2 \longleftrightarrow e$. Comme plus haut, on peut introduire une combinaison linéaire $|\psi_{NC}\rangle$ des états $|g_1\rangle$ et $|g_2\rangle$, plus précisément des états $|g_1, N_1 + 1, N_2\rangle$ et $|g_2, N_1, N_2 + 1\rangle$, où N_1 et N_2 désignent les nombres de photons laser ω_{L1} et ω_{L2} , qui n'est pas couplée à l'état $|e_0\rangle$, plus précisément $|e_0, N_1, N_2\rangle$. Quand la condition de résonance Raman :

$$\omega_{e1} - \omega_{e2} = \omega_{L1} - \omega_{L2}$$

est satisfaite, les deux états $|g_1, N_1 + 1, N_2\rangle$ et $|g_2, N_1, N_2 + 1\rangle$ ont même énergie, de sorte que l'état non couplé $|\psi_{NC}\rangle$ est également un état stationnaire. Une fois que tous les atomes ont été pompés optiquement dans l'état $|\psi_{NC}\rangle$, ils y restent indéfiniment et la fluorescence s'arrête. Par contre, dès que les états $|g_1, N_1 + 1, N_2\rangle$ et $|g_2, N_1, N_2 + 1\rangle$ n'ont plus la même énergie, soit à cause d'un effet Doppler différent sur les ondes ω_{L1} et ω_{L2} , soit à cause d'un balayage des fréquences atomiques ω_{e1} et ω_{e2} , ou laser ω_{L1} et ω_{L2} , l'état $|\psi_{NC}\rangle$ n'est plus un état stationnaire. Un atome, initialement dans l'état $|\psi_{NC}\rangle$, va osciller entre les états $|\psi_{NC}\rangle$ et $|\psi_C\rangle$, et pourra donc absorber de la lumière, dès qu'il a une composante non nulle sur l'état $|\psi_C\rangle$.

Refroidissement au-dessous de l'énergie de recul

Le cours se poursuit par l'étude d'un mécanisme de refroidissement permettant d'abaisser la température des atomes au-dessous de celle correspondant à l'énergie de recul $\hbar^2 k^2 / 2M$ communiquée à l'atome, de masse M , par l'absorption ou l'émission d'un seul photon.

Ce mécanisme repose sur la combinaison de deux effets. Tout d'abord, une sélection des atomes de vitesse très faible. L'excitation d'une transition $J_g = 1 \longleftrightarrow J_e = 1$ par une configuration laser $\sigma^+ - \sigma^-$ fournit un exemple d'un tel effet, puisque les atomes peuvent absorber d'autant moins facilement la lumière que leur vitesse est plus proche de zéro. Les atomes de vitesse très faible sont ainsi sélectionnés. Pour refroidir un ensemble d'atomes, il ne suffit pas cependant de sélectionner une classe de vitesses δv autour de $v = 0$. Il faut également augmenter la densité d'atomes dans cette classe de vitesses. Le deuxième effet utilisé est le changement de vitesse aléatoire que subit un atome après un cycle absorption-émission spontanée. Un atome de vitesse $v > \delta v$ peut à l'issue d'un tel cycle se retrouver avec une vitesse $v < \delta v$. Une telle « marche au hasard » dans l'espace des vitesses (diffusion d'impulsion) peut être considérée comme un pompage optique dans l'espace des vitesses qui transfère les atomes des classes de vitesses absorbantes ($v > \delta v$) vers les classes de vitesses non absorbantes ($v < \delta v$) où ils se retrouvent piégés et s'accumulent.

Si $\delta\nu$ devient plus petit que la vitesse de recul $\hbar k/M$, la longueur d'onde de de Broglie des atomes devient supérieure à la longueur d'onde laser, et un traitement semi-classique des degrés de liberté de translation n'est plus valable. Il faut alors deux nombres quantiques pour préciser l'état de l'atome. Par exemple, l'état $|e_0, p\rangle$ représente un atome dans l'état interne e_0 , avec une impulsion p le long de l'axe Oz . Les grandes lignes d'un traitement entièrement quantique du problème sont esquissées. On montre que les états atomiques se regroupent en famille $F(p)$ de trois états :

$$F(p) = \{|e_0, p\rangle, |g_+, p + \hbar k\rangle, |g_-, p - \hbar k\rangle\}$$

couplés entre eux par absorption et émission induite. Comme dans le traitement semi-classique, on peut introduire une combinaison linéaire $|\psi_{\text{NC}}(p)\rangle$ des états $|g_+, p + \hbar k\rangle$ et $|g_-, p - \hbar k\rangle$ qui n'est pas couplée à l'état excité $|e_0, p\rangle$, alors que la combinaison linéaire orthogonale $|\psi_{\text{C}}(p)\rangle$ l'est. De plus, $|\psi_{\text{NC}}(p)\rangle$ se rapproche d'autant plus d'un état stationnaire que p est plus proche de zéro puisque les énergies cinétiques $(p \pm \hbar k)^2/2M$ des deux états $|g_{\pm}, p \pm \hbar k\rangle$ diffèrent de $2\hbar kp/M$, qui tend vers zéro quand $p \rightarrow 0$. Seul, l'état $|\psi_{\text{NC}}(p=0)\rangle$ est un piège parfait. L'émission spontanée, par les changements aléatoires d'impulsion qu'elle provoque, introduit une redistribution entre les familles $F(p)$ qui permet aux atomes de s'accumuler dans les états $|\psi_{\text{NC}}(p)\rangle$ avec p d'autant plus proche de zéro que le temps d'interaction Θ est plus long. Les résultats de l'intégration numérique des équations de Bloch optiques généralisées sont présentés et interprétés physiquement. Certaines formules analytiques sont établies, comme celle montrant que la température d'équilibre varie en $1/\Theta$, et n'est donc pas bornée inférieurement.

On présente enfin une autre approche du problème, consistant à suivre l'évolution temporelle d'un seul atome, plutôt que de raisonner sur un ensemble statistique d'atomes. On peut montrer en effet que l'évolution temporelle de l'atome est constituée par une suite de périodes d'évolution cohérente séparées par des sauts quantiques se produisant à des instants aléatoires. Il est possible ainsi d'analyser les propriétés statistiques de la suite temporelle formée par les instants où l'atome émet spontanément un photon, et de déterminer en particulier la distribution des intervalles de temps séparant deux émissions spontanées successives. Le principe de la méthode est analysé en détail et des résultats de simulation Monte-Carlo sont présentés, qui permettent de comprendre comment la fluorescence peut s'arrêter pendant un temps très long et comment l'atome arrive dans les états pièges.

Transfert adiabatique de population par utilisation d'états non couplés

On considère de nouveau un système atomique en configuration Λ , avec deux sous-niveaux inférieurs g_1 et g_2 et un sous-niveau excité e_0 , et on suppose maintenant que les amplitudes des deux champs laser de fréquences ω_{L1} et ω_{L2}

qui excitent les transitions $g_1 \longleftrightarrow e_0$ et $g_2 \longleftrightarrow e_0$ varient dans le temps. Soient $\Omega_1(t)$ et $\Omega_2(t)$ les fréquences de Rabi correspondantes, qui sont donc des fonctions du temps. Il s'agit de montrer que, pour des formes appropriées des impulsions $\Omega_1(t)$ et $\Omega_2(t)$, l'atome, initialement dans g_1 , peut passer intégralement dans g_2 à la fin des deux impulsions.

A un instant donné t , il existe un état non couplé à e_0 qui s'écrit :

$$|\psi_{\text{NC}}(t)\rangle = \frac{\Omega_2(t)|g_1\rangle - \Omega_1(t)|g_2\rangle}{\sqrt{\Omega_1^2(t) + \Omega_2^2(t)}}$$

Supposons que les deux impulsions laser $\Omega_1(t)$ et $\Omega_2(t)$ se recouvrent et soient décalées l'une par rapport à l'autre, l'impulsion $\Omega_2(t)$ arrivant sur l'atome avant l'impulsion $\Omega_1(t)$. Au moment où la première impulsion arrive, $\Omega_2 \gg \Omega_1$ et $|\psi_{\text{NC}}(t)\rangle$ se réduit à $|g_1\rangle$. Au moment où la deuxième impulsion quitte l'atome, $\Omega_1 \gg \Omega_2$ et $|\psi_{\text{NC}}(t)\rangle$ se réduit à $|g_2\rangle$. L'état non couplé passe donc continuellement de g_1 à g_2 quand t croit de $-\infty$ à $+\infty$. Cet état non couplé est séparé des autres états (couplés) du système qui sont déplacés en énergie par l'interaction atome-lasers. Si $\Omega_1(t)$ et $\Omega_2(t)$ varient suffisamment lentement, le système atomique peut suivre adiabatiquement l'état non couplé et rester dans cet état, passant ainsi de g_1 à g_2 .

L'équation de Schrödinger qui décrit l'évolution du système est explicitée et les conditions de suivi adiabatique sont précisées. Des résultats expérimentaux récents sont également présentés. Enfin, on montre que cet effet de transfert adiabatique pourrait être utilisé pour faire varier l'impulsion de l'atome de $2n\hbar k$, où n est un entier.

Modèle simple de système amplificateur sans inversion de population

Un tel modèle est lui aussi basé sur le système à trois niveaux g_1, g_2, e_0 considéré plus haut et excité par deux champs laser de fréquences ω_{L1} et ω_{L2} . Des calculs récents, utilisant les équations de Bloch optiques, ont montré que le champ ω_{L1} pouvait être amplifié par un tel système même si, en l'absence du champ ω_{L1} , le sous-niveau g_1 contient plus de la moitié de la population atomique totale. Deux séances ont été consacrées à l'étude d'un tel problème et à l'identification des effets d'interférence quantique responsables d'une telle amplification sans inversion de population.

La méthode utilisée dans le cours consiste à suivre l'évolution temporelle d'un seul atome et à étudier, comme plus haut, les propriétés statistiques de la suite aléatoire de sauts quantiques effectués par un tel atome. Les processus dissipatifs à l'origine de ces sauts quantiques sont, d'une part l'émission spontanée, qui fait passer l'atome de e_0 vers g_i avec un taux Γ_i ($i = 1, 2$) ; d'autre part, l'absorption et l'émission induite d'un rayonnement incohérent à

large bande spectrale, qui font passer l'atome de g_i vers e_0 , ou de e_0 vers g_i , avec un taux R_i ($i = 1, 2$).

Les niveaux d'énergie du système atome + photons laser se groupent en multiplicités $\mathcal{E}(N_1, N_2)$ de dimension 3 (Rappelons que N_1 et N_2 sont les nombres de photons ω_{L1} et ω_{L2}) :

$$\mathcal{E}(N_1, N_2) = \{|0\rangle = |e_0, N_1, N_2\rangle, |1\rangle = |g_1, N_1 + 1, N_2\rangle, |2\rangle = |g_2, N_1, N_2 + 1\rangle\}$$

Le système entre dans $\mathcal{E}(N_1, N_2)$ à partir d'une multiplicité voisine, ou quitte $\mathcal{E}(N_1, N_2)$ vers une multiplicité voisine, par un saut quantique. Entre le saut quantique d'entrée et le saut quantique de sortie, le système évolue de manière cohérente dans $\mathcal{E}(N_1, N_2)$. L'hamiltonien effectif décrivant une telle évolution cohérente, de même que les probabilités des sauts quantiques d'entrée et de sortie sont précisés. On montre que chaque période d'évolution cohérente (i, j), définie par l'état d'entrée i et l'état de sortie j (avec $i, j = 0, 1, 2$), correspond à des variations bien définies ΔN_1 et ΔN_2 des nombres de photons ω_{L1} et ω_{L2} . Une telle étude permet ainsi d'identifier les processus physiques responsables de l'amplification du champ ω_{L1} : effet Raman stimulé $g_2 \rightarrow g_1$ et émission induite $e_0 \rightarrow g_1$; et les processus de perte : effet Raman stimulé $g_1 \rightarrow g_2$ et absorption $g_1 \rightarrow e_0$.

Les propriétés statistiques des périodes (i, j), en particulier leurs probabilités $\mathcal{P}(i, j)$, sont calculées de manière très générale. Des formules analytiques sont établies à la limite des champs faibles :

$$\Omega_1, \Omega_2 \ll \Gamma_1 + \Gamma_2$$

où Ω_1 et Ω_2 sont les fréquences de Rabi associées aux champs ω_{L1} et ω_{L2} , et à la limite où le champ ω_{L1} est considéré comme un champ sonde, dont l'amplitude tend vers zéro :

$$\Omega_1 \ll \Omega_2, \Gamma_1, \Gamma_2, R_1, R_2$$

Les résultats obtenus pour l'amplification du champ ω_{L1} sont en parfait accord avec ceux déduits des équations de Bloch optiques. La méthode suivie ici apporte cependant un éclairage physique nouveau sur les processus faisant varier N_1 .

Tout d'abord, on trouve que la compétition entre les gains et les pertes par effet Raman stimulé ne dépend que des rapports entre les taux d'entrée et de sortie dans les états $|1\rangle$ et $|2\rangle$, ce qui permet de comprendre pourquoi les gains l'emportent sur les pertes si :

$$\Gamma_2 R_1 > \Gamma_1 R_2$$

L'autre résultat intéressant qui apparait est la dissymétrie, due à des effets d'interférence quantique, entre les processus d'absorption se produisant à partir de g_1 et g_2 . A la limite $\Omega_1 \ll \Omega_2$ considérée ici, ces effets d'interférence

ne modifient pas le taux d'absorption à partir de g_2 , ce qui explique pourquoi g_2 peut être vidé par absorption de photons ω_{L2} . Par contre, l'état g_1 est très proche de l'état non couplé, et l'absorption de photons ω_{L1} à partir de l'état g_1 est considérablement réduite. On comprend ainsi comment l'atome peut passer la plus grande partie de son temps dans l'état g_1 , qui devient ainsi plus peuplé que les deux autres états, sans introduire de pertes par absorption qui risqueraient de l'emporter sur l'amplification due aux processus Raman stimulés $g_2 \rightarrow g_1$.

Piégeage cohérent de population et profils de Fano

Le cours se termine par la présentation d'un autre point de vue permettant d'interpréter physiquement le phénomène de réduction du taux d'absorption à partir de l'état g_1 . Ce point de vue consiste à étudier l'amplitude de diffusion d'un photon par l'atome à trois niveaux e_0 , g_1 , g_2 interagissant avec les photons ω_{L2} .

L'amplitude de diffusion est calculée de manière générale à partir de la résolvante de l'hamiltonien. On montre qu'elle est égale à la somme de deux termes, correspondant à des chemins différents pouvant être suivis par le système atome + photons. Le premier chemin correspond à l'absorption simple d'un photon ω_{L1} l'atome passant de g_1 à e_0 . Le deuxième chemin passe intermédiairement par l'état g_2 après un processus Raman stimulé qui fait passer l'atome de g_1 à g_2 . L'absorption d'un photon ω_{L2} porte alors l'atome de g_2 à e_0 .

C'est une interférence destructive entre les amplitudes associées à ces deux chemins qui explique pourquoi le passage de g_1 à e_0 est inhibé quand la condition de résonance Raman entre les niveaux g_1 et g_2 non perturbés est satisfaite. On trouve par contre que la section efficace de diffusion passe par un maximum quand la condition de résonance Raman entre niveaux déplacés par la lumière est satisfaite. La courbe donnant les variations avec ω_{L1} de la section efficace de diffusion présente une allure dissymétrique dont on montre l'analogie étroite avec un profil de Fano. Si l'état e_0 est considéré comme un « continuum » de largeur $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2$, il peut en effet être atteint à partir de g_1 , soit directement, soit indirectement via l'état discret g_2 . Une telle situation correspond bien aux conditions d'apparition d'un profil de Fano.

① Thème choisi

"Interférométrie atomique"

- Plus généralement, étude de phénomènes physiques où la nature ondulatoire des degrés de liberté de translation d'un atome neutre joue un rôle important.

Nécessité d'un traitement quantique du mouvement de l'atome.

- Etude de phénomènes d'interférence, analogues à ceux observés sur la lumière, et où les ondes lumineuses sont remplacées par des ondes de de Broglie associées au centre de masse de l'atome.

② Développements récents ayant permis l'éclosion d'un tel sujetUne nouvelle maîtrise du mouvement atomique.

- Au cours de la dernière décennie, développement spectaculaire de nouvelles méthodes permettant de contrôler aux moyens de faisceaux laser la vitesse et la position d'un atome.

"Manipulation" d'atomes par des faisceaux laser.

- Contrôle de la vitesse \vec{v}

- Direction de \vec{v} : Déflexion de jets atomiques.
- Module $|\vec{v}|$ de \vec{v} : Ralentissement de jets atomiques.
- Dispersion Δv de $|\vec{v}|$: Refroidissement laser.

Découverte de nouveaux mécanismes de refroidissement permettant de franchir la limite Doppler $k_B T_D \approx \hbar \Gamma$ (où Γ est la largeur naturelle du niveau atomique excité e), et même la limite de recul $k_B T_R = E_R = \hbar^2 k^2 / 2m$ (où E_R est l'énergie cinétique de recul de l'atome associée à l'émission ou à l'absorption d'un seul photon).

Obtention de températures de l'ordre du microkelvin.

Espoir d'atteindre des températures de l'ordre de quelques nanokelvins.

- Contrôle de la position \vec{r}

Développement de divers types de pièges permettant de confiner le mouvement de l'atome dans un petit volume spatial.

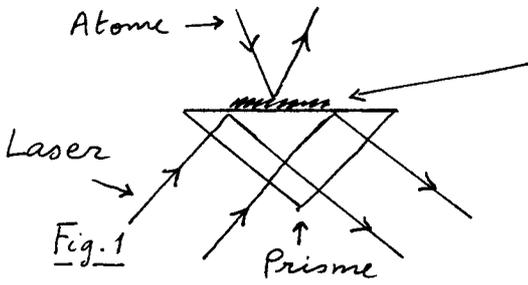
Pièges fonctionnant aussi bien sur des atomes arrêtés à partir d'un jet que sur des atomes dans une cellule.

Développement d'une "optique atomique"

- Invention et mise au point de dispositifs jouant vis à vis des ondes de de Broglie atomiques un rôle équivalent à celui des miroirs, lames séparatrices, lentilles... utilisés pour des ondes lumineuses.

- Exemple de miroirs pour atomes neutres utilisant des ondes évanescentes (avec une fréquence laser ω_L supérieure à la

fréquence atomique (ω_A)

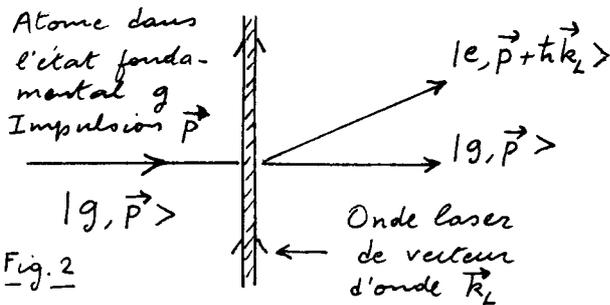


Onde évanescente obtenue par réflexion totale et créant un potentiel (dû aux forces dipolaires) répulsif pour les atomes.

Exaltation possible de l'intensité de l'onde évanescente par utilisation de plasmons.

Espoir de réaliser des "cavités gravitationnelles" pour atomes neutre en utilisant des miroirs paraboliques ayant leur face concave tournée vers le haut.

- Exemple de "lame séparatrice" utilisant les échanges d'impulsion lors de l'absorption d'un photon par l'atome



Après traversée de l'onde laser, l'état de l'atome est une superposition linéaire de l'état $|g, \vec{p}\rangle$ et de l'état $|e, \vec{p} + \hbar \vec{k}_L\rangle$, ou e est l'état excité atomique.

Autres exemples de "lames séparatrices" pour atomes : Diffraction de Bragg d'une onde de de Broglie atomique par le potentiel effectif périodique associé à une onde laser stationnaire - Effet Stern et Gerlach optique

Problème : comment augmenter au maximum la séparation angulaire entre les 2 ondes sortant de la lame ?

- Possibilité d'une "optique dissipative"

Bien qu'étant encore fort peu développée par rapport à l'optique traditionnelle, l'optique atomique a l'avantage de pouvoir combiner des forces conservatives (dérivant d'un potentiel) et des forces dissipatives.

↳ D'où la possibilité de focaliser un jet atomique, tout en diminuant, par refroidissement laser transversal, son ouverture angulaire - Non conservation de l'étendue du faisceau.

- Exemple des "entonnoirs à atomes" ("funnels") utilisant des pièges magneto-optiques transversaux créant des forces de rappel et des forces de friction transversales.

- Exemple de la compression des vitesses longitudinales d'un jet atomique autour de la vitesse moyenne \bar{v} .

La longueur d'onde de de Broglie des atomes du jet est $\lambda_{DB} = \hbar / M \bar{v}$. La "longueur de cohérence" est $\xi = \hbar / M \Delta v$ où Δv est la dispersion des vitesses autour de \bar{v} .

Intérêt d'augmenter au maximum $\bar{v} / \Delta v$, sans perdre des atomes (ce qui serait le cas si l'on utilisait une simple sélection de vitesses pour diminuer Δv). Pas d'aberrations chromatiques.

Développement des techniques de fabrication de microstructures

Fentes très étroites (largeurs de l'ordre du micron) séparées par des distances de l'ordre de quelques microns.
↳ Réalisation de fentes d'Young, de zones de Fresnel, de réseaux pour ondes atomiques.

Meilleure compréhension des méthodes de spectroscopie à haute résolution sans effet Doppler (C. Bordé, Phys. Lett. A 140, 10 (1989))

Il a été réalisé récemment que certaines méthodes de spectroscopie à haute résolution sans effet Doppler reviennent en fait à réaliser un interféromètre atomique : séparation d'un faisceau atomique en 2 faisceaux cohérents, puis recombinaison de ces 2 faisceaux.

↳ D'où l'idée d'utiliser de telles méthodes pour détecter des champs inertiels (liés à la gravité ou à la rotation).

Le fait que l'état interne soit différent dans les deux bras de l'interféromètre et la possibilité d'utiliser une détection des atomes sensible à l'état interne permet d'observer des phénomènes d'interférence même si les paquets d'onde circulant dans les 2 bras de l'interféromètre ne se séparent pas spatialement.

③ Comparaison avec d'autres types d'optique ou d'interférométrie.

Comparaison avec les photons

- Les atomes circulent dans l'interféromètre beaucoup plus lentement que les photons.

Les temps d'interaction sont donc beaucoup plus longs et la sensibilité beaucoup plus élevée, par exemple aux effets inertiels (accélération, rotation, gravitation)

Par contre, la surface enfermée par les bras de l'interféromètre est actuellement beaucoup plus faible pour les interféromètres atomiques que pour les interféromètres optiques (qui peuvent de plus utiliser des fibres optiques formant plusieurs tours).

- Pour les atomes, possibilités de contrôle de l'état interne et de détection sensible à l'état interne. Plus grande variété d'états internes (sous-niveaux Zeeman, hyperfins, excités, métrastables...), alors que pour les photons il n'y a que 2 états de polarisation transverses.

- Dans un interféromètre atomique, il faut éviter tout processus d'émission spontané ou toute collision susceptible de détruire la cohérence spatiale de l'atome. Plus grande fragilité des atomes

- Les flux de photons dans une onde laser sont beaucoup plus élevés que les flux d'atomes dans un jet

Comparaison avec les neutrons

Les interféromètres à neutrons sont les seuls autres interféromètres utilisant des particules neutres, de masse non nulle. Ils ont déjà à leur actif de nombreux résultats fondamentaux.

- Les interféromètres à atomes sont moins coûteux (pas de réacteur à neutrons!) et plus compacts. Les possibilités d'agir sur les atomes (par des forces radiatives) sont plus nombreuses et

La brillance des sources atomiques peut être plus élevée.

- Par contre, les neutrons peuvent pénétrer dans la matière. De plus, par diffraction de Bragg sur des monocristaux, on peut réaliser des écarts angulaires importants entre les 2 bras de l'interféromètre et obtenir ainsi des paquets d'ondes cohérents, séparés spatialement de plusieurs centimètres.

Comparaison avec les électrons

- Dans la perspective de réaliser des microscopes ou des sondes, la longueur d'onde de de Broglie des atomes peut être beaucoup plus petite que celle des électrons, à même énergie (M eV beaucoup plus grand).

Il doit donc être possible de focaliser des faisceaux atomiques avec des rayons focaux très petits (quelques Å), sans endommager l'échantillon avec une énergie de bombardement trop élevée.

Exemple : un atome d'Helium de vitesse $v = 1000 \text{ m/s}$ a une longueur d'onde de de Broglie de 1 \AA et une énergie cinétique de 20 meV , à comparer avec la centaine de keV d'un électron de même longueur d'onde.

- Possibilité d'utiliser des faisceaux atomiques polarisés, mitaillables...

④ Quelques remarques générales à propos des phénomènes d'interférence.

Quels sont les objets qui interfèrent ?

- Schéma général d'un phénomène d'interférence quantique

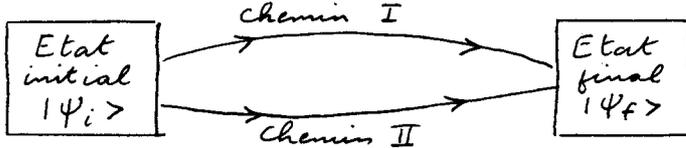


Fig. 3

2 chemins différents I et II conduisent le système quantique d'un même état initial $|\Psi_i\rangle$ à un même état final $|\Psi_f\rangle$. Soient A_I et A_{II} les amplitudes de probabilité correspondantes. La probabilité de transition $|\Psi_i\rangle \rightarrow |\Psi_f\rangle$ est égale à $|A_I + A_{II}|^2 = |A_I|^2 + |A_{II}|^2 + 2 \text{Re } A_I A_{II}^*$

- Très souvent, on interprète un phénomène d'interférence en considérant que les ondes de Maxwell (associées au photon) ou les ondes de de Broglie (associées à une particule) interfèrent.

La notion d'interférence quantique est en fait plus générale. Ce sont les amplitudes de transition de $|\Psi_i\rangle$ à $|\Psi_f\rangle$, c'est à dire les éléments de matrice de l'opérateur d'évolution entre $|\Psi_i\rangle$ et $|\Psi_f\rangle$, qui interfèrent. Et ces amplitudes de transition peuvent faire intervenir plusieurs photons ou plusieurs particules.

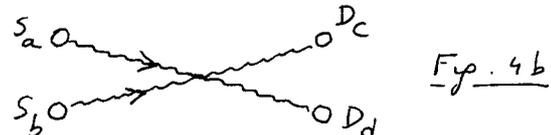
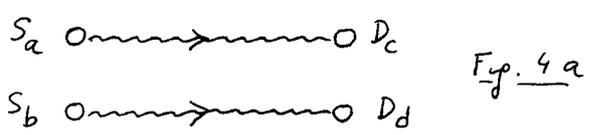
- Exemple d'interférence entre 2 amplitudes de transition faisant intervenir chacune plusieurs photons.

2 atomes sources S_a et S_b émettent chacun un photon. Les 2 photons sont détectés par 2 atomes détecteurs D_c et D_d .

Etat initial : S_a et S_b dans l'état excité e ; D_c et D_d dans l'état fondamental g
 $|\Psi_i\rangle$

Etat final : S_a et S_b dans l'état g ; D_c et D_d dans l'état e
 $|\Psi_f\rangle$

2 chemins permettent de passer de $|\psi_i\rangle$ à $|\psi_f\rangle$ (voir Figs. 4a et 4b)
Le photon émis par S_a peut être réabsorbé par D_c ou D_d , l'autre photon émis par S_b étant réabsorbé par D_d ou D_c .



Les interférences entre les amplitudes de transition associées aux processus des Figures 4a et 4b entraînent que les photodétections enregistrées par D_c au point \vec{r}_c à l'instant t_c et par D_d au point \vec{r}_d à l'instant t_d ne sont pas des événements indépendants. Il y a des corrélations entre ces 2 événements qui sont à l'origine de l'effet Hombury-Brown et Twiss.

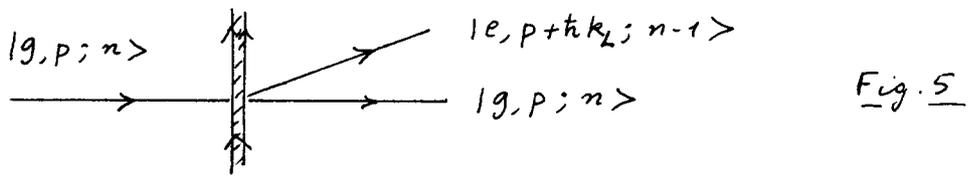
On peut espérer observer un jour sur des atomes (identiques) des effets d'interférence à 2 atomes de ce type.

Peut-on savoir par quel chemin le système passe ?

- Toute tentative de déterminer le chemin I ou II suivi par le système quantique dans un phénomène d'interférence fait disparaître les effets d'interférence.
- Revenons à la figure 2 et supposons que les 2 états $|g, p\rangle$ et $|e, p+\hbar k_L\rangle$ obtenus à la sortie de la lame séparatrice soient ensuite transformés de manière à pouvoir donner un même état atomique final. Des interférences entre les 2 chemins commençant respectivement par les états $|g, p\rangle$ et $|e, p+\hbar k_L\rangle$ peuvent alors apparaître.

Jusqu'ici nous avons traité le champ laser (dans la lame séparatrice) comme un champ extérieur. Que se passe-t-il si l'on traite ce champ comme un système dynamique, susceptible d'évoluer lors de l'interaction avec l'atome ? Pourrait-on utiliser les variations de l'état du champ pour savoir dans quel chemin l'atome s'engage ?

- Supposons par exemple que l'état initial du champ laser soit un état de Fock $|n\rangle$, avec un nombre bien défini n de photons laser. Avant traversée de la lame par l'atome, l'état du système global atome + photons laser est l'état $|g, p; n\rangle$. Les 2 états possibles après traversée de la lame sont alors $|g, p; n\rangle$ et $|e, p+\hbar k_L; n-1\rangle$, puisqu'un photon laser est nécessairement absorbé par l'atome pour passer de g à e .



En mesurant le nombre final, n ou $n-1$, de photons laser, on pourrait donc savoir dans quel chemin le système s'est engagé. Mais les 2 chemins correspondent alors à des états finals orthogonaux du champ, et les 2 amplitudes de transition associées ne peuvent plus interférer.

- En fait, le champ laser est dans un état initial qui est beaucoup plus voisin d'un état cohérent $|\alpha\rangle$ que d'un état de Fock $|n\rangle$. Rappelons que

$$\text{ou } |\alpha\rangle = e^{-|\alpha|^2/2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle \quad (1.1)$$

$$|\alpha|^2 = \langle n \rangle \quad (1.2)$$

est en général très grand devant 1. On a également

$$\alpha(t) = \sqrt{\langle n \rangle} e^{-i(\omega_L t + \varphi)} \quad (1.3)$$

où φ est la phase du champ laser moyen. Comme la dispersion des valeurs de n autour de $\langle n \rangle$ est de l'ordre de $\sqrt{\langle n \rangle} \gg 1$, la variation de n de -1 quand l'atome passe de g à e modifie très peu l'état du champ. On peut montrer (voir Appendice) que les 2 états finals du champ correspondant à l'atome dans l'état $|g, p\rangle$ ou $|e, p + \hbar k_L\rangle$ sont très voisins l'un de l'autre et ne diffèrent que par un facteur de phase. Les 2 amplitudes de transition correspondantes peuvent donc interférer puisque les états finals du champ ne sont pas orthogonaux, mais il n'est plus possible alors, par observation ultérieure de l'état du champ, de déterminer le chemin suivi.

Référence générale récente sur l'interférométrie atomique

Special issue of Applied Physics B : Optics and Interferometry with Atoms - Volume B54, May 1992, J. Mlynek, V. Balyskin and P. Meystre eds.

Appendice

- Effet de l'interaction atome-laser si l'état initial du champ est $|n\rangle$

$$|g, p; n\rangle \rightarrow \lambda |g, p; n\rangle + \mu |e, p + \hbar k_L; n-1\rangle \quad (1.4)$$

λ et μ : fonctions lentement variables de n .

- Etat initial du champ : état cohérent $|\alpha\rangle$. On suppose que l'interaction dure un intervalle de temps très court 2ε autour de t_0

$$|\psi(t_0 - \varepsilon)\rangle = |g, p\rangle \otimes |\alpha(t_0)\rangle = |g, p\rangle \otimes e^{-\langle n \rangle / 2} \sum_n \frac{(\alpha(t_0))^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle \quad (1.5)$$

Après interaction, on a, compte tenu de (1.4)

$$|\psi(t_0 + \varepsilon)\rangle = \lambda |g, p\rangle \otimes |\alpha(t_0)\rangle + \mu |e, p + \hbar k_L\rangle \otimes |\varphi_L(t_0)\rangle \quad (1.6)$$

où l'état final du champ $|\varphi_L(t_0)\rangle$ s'écrit

$$|\varphi_L(t_0)\rangle = e^{-\langle n \rangle / 2} \sum_n \frac{(\alpha(t_0))^n}{\sqrt{n!}} |n-1\rangle \quad (1.7)$$

On a négligé les variations de λ et μ avec n quand n varie de $\pm \sqrt{\langle n \rangle}$ autour de $\langle n \rangle$

- Dans (1.7), on peut écrire

$$\sqrt{n!} = \sqrt{(n-1)!} \sqrt{n} \approx \sqrt{(n-1)!} \sqrt{\langle n \rangle} \quad (1.8)$$

En utilisant (1.3), on obtient alors

$$|\varphi_L(t_0)\rangle \approx \frac{\alpha(t_0)}{\sqrt{\langle n \rangle}} e^{-\langle n \rangle / 2} \sum_n \frac{(\alpha(t_0))^{n-1}}{\sqrt{(n-1)!}} |n-1\rangle = e^{-i(\omega_L t_0 + \varphi)} |\alpha(t_0)\rangle \quad (1.9)$$

ce qui montre que les 2 états finals du champ dans (1.6), $|\alpha(t_0)\rangle$ et $|\varphi_L(t_0)\rangle$, diffèrent par le facteur de phase $e^{-i(\omega_L t_0 + \varphi)}$.