28.10.03

Cours 3

LES PHOTONS : UNE SOURCE DE PERTURBATIONS POUR L'ATOME

Buts de ce cours

- Passer en revue les perturbations subies par un atome lorsque cet atome interagit avec une onde incidente.
 Interprétation physique de ces effets
 Observation expérimentale
- Souligner le parallèle qui existe entre ces perturbations subies par l'atome et celles subies par l'onde.
 Indice de réfraction
- Comparer ces perturbations subies par l'atome aux corrections radiatives de l'électrodynamique quantique. Effet Lamb, g-2
- Montrer que ces perturbations peuvent aussi être utilisées de manière positive.

Manipulation des atomes Préparation de nouveaux états intéressants

Cours 3 : Interaction avec une onde quasi résonnante

- Élargissement et déplacement des niveaux
- Études expérimentales
- Dispersion anormale
- Quelques applications récentes de ces effets

Cours 4 : Interaction avec une onde haute fréquence

- Spin 1/2 couplé à un champ RF haute fréquence
- Électron atomique faiblement lié couplé à un champ laser haute fréquence
- Comparaison avec les corrections radiatives.
 Un nouvel éclairage sur l'effet Lamb et g-2

INTERACTION D' UN ATOME AVEC UNE ONDE QUASI RÉSONNANTE Déplacement et élargissement des niveaux atomiques

Approche suivie pour étudier ce problème

Atome habillé

Atome à 2 niveaux {f,e} couplé à un mode du champ quantique de fréquence ω_{L}

I f, N+1 > : Atome dans f en présence de N+1 photons

I e, N > : Atome dans e en présence de N photons

$$E_{e}-E_{f} = \hbar \omega_{0}$$

$$E_{f,N+1}-E_{e,N} = \hbar \delta$$

$$\delta = \omega_{L} - \omega_{0} = Désaccord$$

$$\langle e, N | V_{AL} | f, N+1 \rangle = (\hbar/2) \Omega_{N+1}$$

$$\Omega_{N+1} = \Omega_{0} \sqrt{N+1}$$

 Ω_0 : Fréquence de Rabi dans le champ du vide



Évolution réduite à l'intérieur de \mathcal{E} (N)

 $\mathcal{E}(N)$: Multiplicité des 2 états { f, N+1 ; e, N }

L'état *e*,*N* est couplé, non seulement à *f*, *N*+1 (par émission induite), mais aussi à *f*,*N*,*k* (par émission spontanée d'un photon *k*).

En utilisant la méthode de la résolvante et des opérateurs de projection, on peut démontrer que l'évolution réduite à l'intérieur de $\mathcal{E}(N)$ est décrite par un Hamiltonien effectif :

$$H_{\rm eff} = \hbar \begin{pmatrix} \delta & \Omega_{N+1}/2 \\ \Omega_{N+1}/2 & -i \, \Gamma/2 \end{pmatrix}$$

 Γ : Largeur naturelle de e, décrivant l'instabilité radiative de e

C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg, Processus d'interaction entre photons et atomes, InterÉditions/ Éditions du CNRS (1988), chapitre III

Taux d'absorption et déplacements lumineux

Comme H_{eff} n'est pas hermitique, ses valeurs propres ne sont pas réelles. La valeur propre qui tend vers $\hbar \delta$ quand $\Omega_{N+1} \rightarrow 0$ peut donc s'écrire:

$$\hbar \left(\delta + \delta_f - i \gamma_f / 2 \right)$$

où δ_f et γ_f sont réels.

 δ_f : Déplacement de l'état f γ_f : Taux de départ de l'état f

- L'interaction avec l'onde incidente déplace donc l'état f. $\delta_{\rm f}$ est appelé « déplacement lumineux »
- Cette interaction « contamine » aussi l'état stable f par l'état instable e et lui confère donc une durée de vie $1/\gamma_f$. γ_f est le taux d'absorption d'un photon

Limite des faibles intensités $\Omega_{N+1} \ll |\delta|$ ou Γ

Un calcul perturbatif de $\delta_{\rm f}$ et $\gamma_{\rm f}$ est alors possible et donne: $\delta_{f} = \Omega_{N+1}^{2} \frac{\delta}{4\delta^{2} + \Gamma^{2}} \qquad \gamma_{f} = \Omega_{N+1}^{2} \frac{\Gamma}{4\delta^{2} + \Gamma^{2}}$

Variations avec l'intensité lumineuse l

 Ω^2_{N+1} est proportionnel à N+1, donc à I_L pour $N \gg 1$ γ_f et δ_f sont donc proportionnels à I_L

Variations avec le désaccord δ

 γ_{f}



Limite
$$|\delta| \gg \Gamma$$

 $\left|\delta_{f}\right| \propto \frac{I_{L}}{4\delta} \gg \gamma_{f} \propto \frac{I_{L}\Gamma}{4\delta^{2}} \propto \left|\delta_{f}\right| \frac{\Gamma}{\delta}$

Interprétation semi-classique

Le champ lumineux monochromatique met en mouvement forcé le dipôle atomique qui acquiert une composante en phase avec le champ et une composante en quadrature, reliées au champ par une polarisabilité dynamique $\alpha(\omega)$. La composante en quadrature avec le champ absorbe de l'énergie. Elle varie avec δ comme une courbe d'absorption. C'est elle qui est responsable du taux d'absorption.

La composante en phase avec le champ donne naissance à une énergie de polarisation dynamique. Elle varie avec δ comme une courbe de dispersion. C'est elle qui est responsable du déplacement lumineux. Cet effet est analogue à l'effet Stark décrivant l'interaction d'un champ électrique statique avec le dipôle statique qu'il induit. δ_f est souvent appelé pour cette raison « effet Stark dynamique ».

Perturbation de l'état excité e

À la limite des faibles intensités, le même calcul de perturbation que celui fait plus haut permet de montrer que l'état excité e subit un déplacement lumineux:

$$\delta_e = -\delta_f$$

et que sa largeur naturelle Γ devient:

$$\Gamma \rightarrow \gamma_e = \Gamma - \gamma_f$$

Les déplacements lumineux de e et f sont donc égaux en valeur absolue et ont des signes opposés.

L'état instable e est contaminé par l'état stable f, et son instabilité radiative diminue.

Cas d'un état fondamental dégénéré

Par exemple, le moment cinétique J_f de f est non nul et il y a plusieurs sous niveaux Zeeman M_f dans f.

Les déplacements lumineux dépendent alors en général de la polarisation de la lumière et varient d'un sous niveau à l'autre.

Exemple simple d'une transition $1/2 \rightarrow 1/2$ (cas de ¹⁹⁹Hg)



Une excitation σ_{-} ne déplace que le seul sous niveau M_f =+1/2 Une excitation σ_{+} ne déplace que le seul sous niveau M_f =-1/2

<u>Cas général d'une transition</u> $J_f \rightarrow J_e$

On peut alors montrer (C. C-T, Thèse, Paris 1962) que les états propres ψ_{α} de la matrice

$$A_{M'_{f}M_{f}} = \sum_{M_{e}} \left\langle M'_{f} \left| \vec{\varepsilon}^{*} \cdot \vec{r} \right| M_{e} \right\rangle \left\langle M_{e} \left| \vec{\varepsilon} \cdot \vec{r} \right| M_{f} \right\rangle$$

où ${\cal E}$ est la polarisation de l'onde lumineuse, sont les sous niveaux fondamentaux qui subissent un déplacement lumineux δ_{α} bien défini

Chaque déplacement lumineux δ_{α} est proportionnel à la valeur propre correspondante q_{α} de la matrice A et au déplacement δ_{f} calculé pour un état fondamental $J_{f}=0$ À un coefficient de proportionnalité prés, la matrice A représente donc l'hamiltonien effectif décrivant la perturbation lumineuse sur la multiplicité fondamentale.

Champs fictifs équivalents à la perturbation lumineuse

La matrice A précédente fait intervenir 2 fois les composantes d'un vecteur *r*. Sa décomposition en opérateurs tensoriels irréductibles $T_q^{(k)}$ ne peut donc contenir que les ordres k=0,1,2.

Le terme k=0 décrit un déplacement d'ensemble de la multiplicité fondamentale.

Le terme k=1 a la même structure que celui décrivant l'interaction avec un champ magnétique statique fictif. Le terme k=2 a la même structure que celui décrivant l'effet Stark produit par un champ électrique statique fictif.

> J. Dupont-Roc, Thèse, Paris, 1972 J. Dupont-Roc, C.C-T, Phys. Rev. <u>A5</u>, 968 (1972)

Premières études expérimentales dans le domaine optique

Pompage optique de ¹⁹⁹Hg sur la transition $1/2 \rightarrow 1/2$ avec une source à décharge (pas de sources laser à l'époque!) remplie de l'isotope ²⁰⁴Hg qui excite de manière résonnante la transition F = $1/2 \rightarrow$ F = 1/2.

Détection optique de la raie de résonance magnétique entre les 2 sous niveaux Zeeman $M_f = \pm 1/2$ de l'état fondamental f de ¹⁹⁹Hg. Raie très étroite car les temps de relaxation dans f sont très longs.

Addition d'un second faisceau perturbateur, avec une source remplie d'un autre isotope (²⁰¹Hg) pour avoir une excitation non résonnante ($\delta \neq 0$). Filtrage de ce faisceau par une cellule remplie de ²⁰⁴Hg pour éliminer toutes les fréquences résonnantes de ce faisceau.

Déplacement lumineux différentiel



Suivant que le second faisceau perturbateur a une polarisation σ_+ ou σ_- , il déplace le seul sous niveau $M_f = -1/2$ ou $M_f = +1/2$, modifiant ainsi l'écart Zeeman entre ces 2 sous niveaux (l'écart Zeeman est très petit devant le désaccord δ du faisceau).

La raie de résonance magnétique dans f, détectée au moyen du premier faisceau, subit donc un déplacement lumineux dont le signe dépend de la polarisation du second faisceau perturbateur. Détection de déplacements très faibles pourvu qu'ils soient de l'ordre de la largeur des raies de résonance magnétique dans f.

Résultats expérimentaux





- Sans 2^e faisceau. $\begin{cases} \bigcirc & \text{Sans } 2^e \text{ faisceau} \\ \times & 2^e \text{ faisceau } \sigma^+. \\ \Delta & 2^e \text{ faisceau } \sigma^-. \end{cases}$

C. Cohen-Tannoudji, C.R.Acad.Sci. 252, 394 (1961)

Variations du déplacement δ_f et de l'élargissement γ_f avec l'écart à résonance δ du faisceau perturbateur

<u>Comment faire varier \delta?</u> (pas de sources accordables)

- Source ¹⁹⁹Hg très chaude émettant une raie très large et résonnante.
- On interpose sur le faisceau émis par cette source une cellule remplie d'un autre isotope (²⁰²Hg), placée dans un champ magnétique B pouvant être balayé.
- La composante σ_+ de cet isotope, déplacée par effet Zeeman, « creuse un trou » d'absorption dans le spectre émis par la source à ¹⁹⁹Hg, trou dont la position peut être variée par balayage de B. On détecte les effets « en négatif » associés à ce trou



Résultats expérimentaux



C. Cohen-Tannoudji, Thèse, Paris, 1962 Annales de Physique, <u>7</u>, 423 et 495 (1962)

Amélioration de l'expérience initiale

Au lieu d'utiliser pour le faisceau perturbateur une lampe de 201 Hg, on utilise une lampe de 204 Hg dans un champ magnétique <u>axial</u>. Les 2 raies σ_{+} et σ_{-} émises par cette lampe sont décalées par effet Zeeman symétriquement par rapport à la raie de 199 Hg.

Les 2 sous niveaux $M_f = \pm 1/2$ sont déplacés avec des signes opposés, ce qui double la modification de l'écart Zeeman et donc le déplacement de la raie de résonance magnétique.

- Effet 2 fois plus grand
- Il n'est plus nécessaire d'utiliser un polariseur et une lame 1/4 d'onde, qui font perdre de la lumière.



Résultats expérimentaux



Déplacements nettement supérieurs à la largeur de raie

J. Dupont-Roc, N. Polonsky, C. Cohen-Tannoudji, A. Kastler C.R. Acad. Sci. <u>264</u>, 1811 (1967)

Précession d'atomes de 199Hg dans le champ magnétique fictif associé à des déplacements lumineux



- Pompage optique en champ nul dans la direction x au moyen de B₁
- On applique soudainement B_2 le long de z avec une polarisation σ_+ . L'effet de B_2 est équivalent à celui d'un champ magnétique statique parallèle à z, autour duquel les spins se mettent à précesser. Détection de cette précession sur la transmission de B_1 .

J. Dupont-Roc, Thèse, Paris, 1972

J. Dupont-Roc, C.C-T, Phys. Rev. <u>A5</u>, 968 (1972)

Limite des fortes intensités

Avec les sources laser, les déplacements lumineux peuvent atteindre plusieurs MHz, voire plusieurs GHz. La fréquence de Rabi $\Omega_{\rm N+1}$ peut être très supérieure à Γ .

Les états propres dans $\mathcal{E}(N)$ de H_{eff} (voir p.3-6) ne sont plus alors proches des états non perturbés f,N+1 et e,N. Par exemple, si $\Omega_{N+1} \gg \Gamma$, ces états propres sont :

$$|1(N)\rangle = (1/\sqrt{2})[|f, N+1\rangle + |e, N\rangle]$$
$$|2(N)\rangle = (1/\sqrt{2})[|f, N+1\rangle - |e, N\rangle]$$

avec des valeurs propres :

 $\pm \hbar \Omega_{N+1}/2 - i \hbar \Gamma/4$

Ces états « habillés » sont des états intriqués du système atome + champ et se partagent en proportions égales l'instabilité radiative de e.

<u>À résonance</u> (δ=0)

Les parties réelles des 2 valeurs propres de Heff sont identiques tant que $\Omega_{N+1} \leq \Gamma$. Dès que $\Omega_{N+1} > \Gamma$, ces 2 parties réelles sont différentes. Au voisinage de résonance, on ne peut plus alors parler de déplacements lumineux, mais plutôt de doublets d'états habillés.

Manifestations physiques de ces doublets d'états habillés:

- Doublet Autler Townes
- Triplet de fluorescence

(voir P.I., chapitre VI)

Loin de résonance ($|\delta| \gg \Gamma$ et Ω_{N+1})

Un calcul perturbatif de l'effet du couplage atome - champ redevient possible et l'on peut de nouveau parler de déplacements lumineux de e et f.

Effet Autler Townes



Doublet de transitions apparaissant sur le spectre d'absorption reliant l'état e à un état c peu couplé au champ laser.

Triplet de Mollow



Modification de la fluorescence sur la transition e-f apparaissant à haute intensité laser. Triplet sur le spectre de fréquences des transitions reliant 2 doublets adjacents.

Déplacements lumineux et spectroscopie à haute résolution

Perturbation des fréquences atomiques que l'on cherche à mesurer avec une très grande précision pour

- réaliser des étalons de fréquence
- mesurer des constantes fondamentales (Ry, α)

S'ils sont inhomogènes spatialement à cause d'une inhomogénéité spatiale de l'intensité lumineuse, les déplacements lumineux peuvent aussi produire un élargissement de la raie étudiée.

Nécessité de tenir compte en détail de tous ces effets dans plusieurs études:

- horloges atomiques à pompage optique
- étude de la transition 1s–2s de l'hydrogène par spectroscopie à 2 photons sans effet Doppler (voir cours 5)

INTERACTION D' UN ATOME AVEC UNE ONDE QUASI RÉSONNANTE

Effet sur le champ Dispersion et absorption

Effets perturbateurs sur le champ

Pour étudier ces effets, nous allons supposer le champ enfermé dans une vraie cavité, et non plus dans une cavité fictive, comme dans le modèle de l'atome habillé (voir P.I. chapitre VI).

Électrodynamique quantique en cavité

Champ initialement dans un état cohérent. On introduit dans la cavité un atome dont la fréquence propre ω_0 est proche de la fréquence ω du champ.

Comment l'amplitude moyenne et la phase moyenne du champ vont-elles être perturbées par l'interaction atome - champ? Comment ces effets varient-ils avec le désaccord $\delta = \omega - \omega_0$?

Dépendance en N de la perturbation

Tous les résultats obtenus plus haut sur les états propres et valeurs propres de H_{eff} dans la multiplicité $\mathcal{E}(N)$ demeurent valables, N étant maintenant le nombre de photons dans la cavité réelle.

À la limite perturbative que nous supposons réalisée ici (N est suffisamment petit), les états propres de H_{eff} sont très proches de f,N+1 et e,N, et l'état f,N+1 subit un déplacement δ_f et un élargissement γ_f , qui dépendent de N (voir p.3-8) et que nous noterons ici plutôt δ_N et γ_N .

$$\delta_{N} = (N+1)\Omega_{0}^{2} \frac{\delta}{4\delta^{2} + \Gamma^{2}} \qquad \gamma_{N} = (N+1)\Omega_{0}^{2} \frac{\Gamma}{4\delta^{2} + \Gamma^{2}}$$

L'état e,N subit un déplacement de signe opposé - $\delta_{\rm N}$

Espacement des niveaux habillés



$$E_{f,N+1} - E_{f,N} = \hbar \left(\boldsymbol{\omega} + \boldsymbol{\delta}_0 \right)$$

 $E_{e,N} - E_{e,N-1} = \hbar(\boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\delta}_0)$

Déplacement de la fréquence du champ dû à la présence de l'atome

L'espacement des niveaux f,N+1 (ou e,N) déplacés par la lumière correspond à la nouvelle fréquence du champ

Atome dans l'état f $\omega \rightarrow \omega + \delta_0$ Atome dans l'état e $\omega \rightarrow \omega - \delta_0$

L'interaction atome - champ déplace donc la fréquence du champ dans la cavité, dans des sens opposés suivant que l'atome est dans f ou dans e.

Si on laisse cette interaction agir pendant un temps T, l'oscillation du champ va acquérir un déphasage ϕ par rapport à l'oscillation libre en l'absence d'interaction

Atome dans l'état f $\phi = + \delta_0 T$ Atome dans l'état e $\phi = - \delta_0 T$

Analogie avec la dispersion anormale

Un faisceau lumineux traversant un milieu matériel d'épaisseur L subit un déphasage proportionnel à L et à la partie réelle de l'indice de réfraction du milieu.

Au voisinage d'une résonance des atomes du milieu, cette partie réelle de l'indice de réfraction varie comme une courbe de dispersion quand on balaie la fréquence du faisceau. C'est le phénomène de dispersion anormale.

L'effet étudié ici dans une cavité est de même nature. Il fait intervenir un seul atome. Le déphasage s'accumule dans le temps et non dans l'espace. Il varie comme une courbe de dispersion quand on balaie la fréquence ω de l'atome

$$\boldsymbol{\phi} = \Omega_0^2 T \frac{\boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\omega}_0}{4(\boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\omega}_0)^2 + \Gamma^2}$$

Amortissement du champ

Atome initialement dans f + champ dans l'état cohérent α $|\psi(0)\rangle = |f\rangle \otimes |\alpha\rangle = \sum_{N=0}^{\infty} \frac{\alpha^{N}}{\sqrt{N!}} e^{-|\alpha|^{2}/2} |f, N\rangle$

À la limite perturbative, chaque état f,N évolue avec une énergie

$$\tilde{E}_{N} = N\hbar\omega + \hbar\delta_{N} - i\hbar\gamma_{N}/2 = N\hbar(\omega + \delta_{0} - i\gamma_{0}/2)$$

Au bout d'un temps t, l'état est devenu

$$\left|\psi(0)\right\rangle = \sum_{N=0}^{\infty} \frac{\alpha^{N}}{\sqrt{N!}} \mathbf{e}^{-|\alpha|^{2}/2} \exp\left[-iN\left(\omega + \delta_{0} - i\gamma_{0}/2\right)t\right] \left|f,N\right\rangle$$
$$\propto \left|f\right\rangle \otimes \left|\alpha \exp\left[-i\left(\omega + \delta_{0} - i\gamma_{0}/2\right)t\right]\right\rangle$$

Le champ est toujours dans un état cohérent, évoluant à la fréquence $\omega + \delta_0$, avec une amplitude amortie avec un taux $\gamma_0/2$, où

$$\gamma_0 = \Omega_0^2 \frac{1}{4(\boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\omega}_0)^2 + \Gamma^2}$$

varie avec le désaccord comme une courbe d'absorption. Effet analogue à celui décrit par la partie imaginaire de l'indice de réfraction.

LES DÉPLACEMENTS LUMINEUX UN OUTIL POUR MANIPULER LES ATOMES

Les déplacements lumineux Un outil pour manipuler les atomes

Les déplacements lumineux peuvent être utilisés pour créer de puits ou des barrières de potentiel pour atomes neutres, des réseaux périodiques de puits de potentiel dont on peut à volonté modifier les paramètres.

La profondeur des puits, la hauteur des barrières, sont faibles. Mais la possibilité d'obtenir des atomes très lents et très froids grâce au refroidissement laser entraîne que ces puits et barrières sont suffisants maintenant pour piéger et réfléchir de tels atomes.

Nous passons en revue quelques unes de ces applications

- Pièges laser
- Miroirs pour atomes
- Réseaux



Gradients spatiaux de l'intensité laser



Faisceau laser focalisé. Désaccord vers le rouge ($\omega_L < \omega_A$)

Le déplacement δ_f de l'état fondamental f est négatif et atteint sa valeur maximale au foyer Puits de potentiel attractif dans lequel les atomes neutres peuvent être piégés s'ils sont suffisamment lents

S. Chu, J. Bjorkholm, A. Ashkin, A. Cable, P.R.L. 57, 314 (1986)

Miroirs pour atomes



Reflection totale d'un faisceau laser donnant naissance à une onde evanescente

Laser désaccordé vers le bleu. Le déplacement est positif et crée une barrière de potentiel U(z) près de la surface

Si l'énergie totale E d'un atome tombant sur la surface est inférieure à la hauteur U_0 de la barrière, l'atome rebondit sur la surface

Miroirs atomiques plans

Miroirs atomiques paraboliques



Mouvement Transversal pas stable 1 or 2 rebonds

Stanford, 1990



Mouvement transversal stable si H < R/2 R: rayon de courbure

Paris, 1993

Principe de l'expérience de Paris



Trampoline pour atomes

Observation de 10 rebonds successifs des atomes sur un miroir concave.



C. Aminoff, A. Steane, P. Bouyer, P. Desbiolles, J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. <u>71</u>, 3083 (1993)

Réseaux pour atomes neutres

Réseau périodique de puits de potentiel créés par les déplacements lumineux associés à une onde laser stationnaire désaccordée de résonance.

Réseau d'atomes piégés dans un potentiel périodique. Analogie avec un cristal.

LKB Gaithersburg Munich



Différences importantes avec un cristal

- L'ordre spatial ne résulte pas des interactions entre atomes, mais d'un potentiel extérieur créé par la lumière.
- Ordres de grandeur tout à fait différents pour la période spatiale : Angstrom pour le cristal, micron pour le réseau.
- Possibilité de faire varier les paramètres du réseau en modifiant les caractéristiques de l'onde laser.

Quelques études récentes sur les réseaux

- Observation par spectroscopie Raman de la structure de bande des niveaux dans le potentiel périodique.
- Oscillations de Bloch d'atomes accélérés dans un potentiel périodique.
- Piégeage d'un condensat dans un réseau et observation de la transition superfluide – isolant de Mott.
 Compétition entre la localisation dans les puits et l'effet tunnel entre puits voisins.

De manière générale, étude sur des milieux dilués, où les interactions sont bien maîtrisées, d'effets habituellement rencontrés en physique du solide.

Une configuration laser intéressante



2 ondes laser de même fréquence, se propageant dans des directions opposées le long de l'axe z, avec des polarisations linéaires e_1 et e_2 faisant entre elles un angle θ .

$$\vec{E}(z) = \left(\vec{e}_1 e^{ikz} + \vec{e}_2 e^{-ikz}\right) e^{-i\omega t} + c.c$$
$$\vec{e}_1 = \cos\frac{\theta}{2} \vec{e}_x + \sin\frac{\theta}{2} \vec{e}_y$$
$$\vec{e}_2 = \cos\frac{\theta}{2} \vec{e}_x - \sin\frac{\theta}{2} \vec{e}_y$$

Une configuration laser intéressante (suite)

Introduisons les polarisations circulaires droite et gauche

 $\vec{e}_{+} = -\left(\vec{e}_{x} + i\,\vec{e}_{y}\right)/\sqrt{2}$ $\vec{e}_{-} = \left(\vec{e}_{x} - i\,\vec{e}_{y}\right)/\sqrt{2}$

Dans cette base, l'onde E(z,t) s'écrit:

 $\vec{E}(z,t) = \sqrt{2} \left[-\vec{e}_{+} \cos\left(kz - \theta/2\right) + \vec{e}_{-} \cos\left(kz + \theta/2\right) \right] e^{-i\omega t} + c.c.$

Superposition de 2 ondes stationnaires de polarisation σ_{+} et σ_{-} et d'intensités proportionnelles à:

$$I_{+} = 2\cos^{2}(kz - \theta/2) = 1 - \cos(2kz - \theta)$$
$$I_{-} = 2\cos^{2}(kz + \theta/2) = 1 - \cos(2kz + \theta)$$

Si le moment cinétique de l'état fondamental f est égal à 1/2,

- un atome dans M_f=-1/2 est soumis au potentiel I₊
- un atome dans M_f =+1/2 est soumis au potentiel I₋

Potentiel dépendant de l'état interne

Allure des potentiels V₊ et V₋

Chacun des 2 potentiels a une périodicité spatiale $\lambda/2$ Ils sont décalés l'un par rapport à l'autre d'une quantité:



Quand on fait varier l'angle θ entre les polarisations des 2 lasers, on fait varier l'écart entre les 2 potentiels V₋ et V₊ où sont piégés les atomes M_f=+1/2 et M_f=-1/2.

Les 2 potentiels coïncident pour $\theta=0$ et $\theta=\pi$. Ils sont en quadrature pour $\theta=\pi/2$ (l'ordre des atomes est alors antiferromagnétique).

Une application possible de cette configuration laser

On part d'une situation (θ =0) où les 2 potentiels V_± coincident et où un atome dans M_f=+1/2 se trouve dans un puits.

Une impulsion $\pi/2$ porte cet atome dans une superposition linéaire de M_f=+1/2 et M_f=-1/2.

On règle alors θ à la valeur $\theta = \pi$. Les 2 potentiels V₊ et V₋ se séparent et les états M_f = ± ½, qui suivent ces potentiels, se retrouvent piégés dans des puits différents.

Une nouvelle impulsion $\pi/2$ transforme l'état interne de chaque atome en une superposition linéaire de M_f=+1/2 et M_f=-1/2. À la fin de cette séquence, l'atome se retrouve, pour chaque état de spin, dans une superposition cohérente de 2 fonctions d'onde localisées dans 2 puits différents qui peuvent ensuite interférer dans une expansion balistique après coupure de V_±

Réalisation récente d'une expérience de ce type à Munich

Séquence d'opérations



O. Mandel, M. Greiner, A. Widera, T. Rom, T. Hänsch, I. Bloch cond-mat/0301168

Autres applications des déplacements lumineux

Refroidissement Sisyphe

Sera décrit dans le cours 9

Compensation de l'effet Doppler par des déplacements Iumineux dépendant de la vitesse

Les déplacements lumineux dépendent du désaccord entre la fréquence laser et le fréquence atomique. Pour un atome en mouvement de vitesse v, la fréquence apparente du laser change, donc le désaccord également , et par suite le déplacement lumineux.

On peut alors s'arranger pour que le déplacement lumineux dépendant de la vitesse v de l'atome compense exactement l'effet Doppler sur une autre transition atomique.

Mécanisme observé et décrit dans: S. Reynaud, M. Himbert,

J. Dupont-Roc, H. Stroke, C. Cohen-Tannoudji, P.R.L. <u>42</u>, 756 (1979)

Une application du déphasage d'un champ produit par son interaction avec un atome

Nous avons vu plus haut que l'interaction non résonnante d'un champ enfermé dans une cavité avec un atome produit un déphasage du champ, égal à + ϕ si l'atome est dans f, - ϕ si l'atome est dans e.

Si l'atome entre dans la cavité dans l'état

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \Big[\big| f \big\rangle + \big| e \big\rangle \Big]$$

l'état du système global atome+champ à l'issue de l'interaction (quand l'atome quitte la cavité) est:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \Big[\big| f, +\phi \big\rangle + \big| e, -\phi \big\rangle \Big]$$

Les états + \operator et - \operator peuvent être « mésoscopiquement » différents.

Superposition d'états mésoscopiquement différents

 $\frac{1}{\sqrt{2}} \left[\left| +\phi \right\rangle \pm \left| -\phi \right\rangle \right]$

L'application d'une impulsion $\pi/2$ sur l'atome qui transforme e et f en des superpositions linéaires de e et f, et la détection de l'atome dans e ou f permettent alors de préparer le champ dans une superposition linéaire de 2 états de phases différentes:

et d'étudier ensuite leur évolution sous l'effet de la dissipation (essentiellement due aux pertes dans la cavité et non à l'émission spontanée à partir de e).

Comment varie le taux de relaxation de la cohérence entre les états + ϕ et - ϕ en fonction de leur « distance »? Problème de la décohérence

M. Brune, E. Hagley, J. Dreyer, X. Maître, A. Maali, C. Wunderlich, J.M. Raimond, S. Haroche, Phys. Rev. Lett. <u>77</u>, 4887 (1996)