

Introduction générale

Résumé du cours 1990-91

Le cours de l'année 1990-1991 est le premier d'une série de deux cours consacrés à l'étude de nouveaux mécanismes de refroidissement laser. Au cours des trois dernières années, les températures obtenues dans les expériences de refroidissement laser d'atomes neutres ont été abaissées par plusieurs ordres de grandeur. Un certain nombre d'explications ont été proposées pour rendre compte de ces percées. L'objet du cours a été de passer en revue les développements récents dans ce domaine, d'analyser les mécanismes physiques nouveaux qui ont été mis en évidence et de préciser les nouvelles limites qui sont associées à ces mécanismes.

Les divers temps caractéristiques

Le cours commence par un bref rappel des divers temps caractéristiques qui apparaissent dans l'évolution de l'atome couplé, d'une part au champ laser, d'autre part au champ quantique du vide. Une distinction est faite entre les temps internes, qui concernent l'évolution des degrés de liberté internes de l'atome dans le système du centre de masse (par exemple, les populations des divers sous-niveaux atomiques dans l'état excité et l'état fondamental, ou les cohérences entre ces sous-niveaux), et les temps externes qui caractérisent la vitesse de variation des degrés de liberté de translation.

Le temps interne le plus évident est la durée de vie radiative $\tau_R = 1/\Gamma$ de l'état excité e , Γ étant la largeur naturelle de e . Les premières théories du refroidissement laser n'ont considéré que ce temps interne τ_R , qui se trouve être beaucoup plus court que le temps externe typique $T_{\text{ext}} = \hbar/E_R$ où $E_R = \hbar^2 k^2 / 2M$ est l'énergie de recul de l'atome de masse M , émettant ou absorbant un photon d'impulsion $\hbar k$.

On montre alors que, lorsque l'atome a plusieurs sous-niveaux Zeeman g_m , $g_{m'}$, ... dans l'état fondamental, de nouveaux temps internes apparaissent, qui

sont les temps de pompage optique τ_p d'un sous-niveau g_m à l'autre $g_{m'}$, par des cycles comportant l'absorption d'un photon laser suivie de l'émission d'un photon de fluorescence. Le point important est que ces temps internes dépendent de l'intensité laser I_L . A faible intensité, τ_p est d'autant plus long que I_L est faible. Le fait que des temps internes puissent devenir comparables ou même plus longs que les temps externes joue un rôle crucial dans les

nouveaux mécanismes de refroidissement laser. Il permet en effet de comprendre pourquoi l'état interne d'un atome en mouvement peut ne plus suivre adiabatiquement les variations du champ laser « vu » par l'atome en mouvement, ce qui donne naissance à des forces de friction importantes.

Description de la dynamique atomique

Pour préciser l'idée précédente, la première étape consiste à reprendre les équations de base décrivant la dynamique de l'atome dans l'onde laser en les généralisant au cas où l'atome possède plusieurs sous-niveaux dans l'état fondamental.

Plusieurs types d'équations peuvent être envisagées suivant que l'on s'intéresse à un traitement semi-classique, où seuls les degrés de liberté internes sont quantifiés, le mouvement du centre de masse étant traité classiquement, ou à un traitement entièrement quantique, où tous les degrés de liberté sont quantifiés. Les équations d'évolution correspondantes pour la matrice densité atomique, « équations de Bloch optiques » dans le premier cas, « équations de Bloch optiques généralisées » dans le second, sont rappelées. Les termes nouveaux, liés à la dégénérescence Zeeman dans l'état fondamental, sont précisés et analysés.

Les équations ainsi obtenues sont plus complexes que celles correspondant au cas simple où l'atome n'a qu'un seul sous-niveau dans l'état fondamental. Il est possible néanmoins d'introduire de nouvelles approximations adaptées aux nouveaux mécanismes de refroidissement laser et de retrouver ainsi des équations simples et des images physiques claires.

Ainsi, pour obtenir des temps d'évolution interne longs, comme les temps de pompage optique, il convient d'utiliser des intensités lumineuses faibles. On peut alors, dans les équations du mouvement, éliminer adiabatiquement tous les éléments de matrice densité faisant intervenir l'état excité et obtenir ainsi des équations réduites qui ne concernent plus que la matrice densité dans l'état fondamental. Par ailleurs, aux très faibles vitesses v auxquelles conduisent les nouveaux mécanismes de refroidissement, le déplacement Doppler kv des raies atomiques devient négligeable devant la largeur naturelle Γ de l'état excité, de sorte qu'il devient légitime de restreindre les calculs à l'ordre 0 en kv/Γ .

Déplacements lumineux et pompage optique

Les équations simplifiées ainsi obtenues à la limite des faibles intensités et des faibles vitesses sont analysées et interprétées en détail. Elles montrent que l'évolution de la matrice densité atomique dans l'état fondamental est régie par deux types de termes : des termes « réactifs » décrivant une évolution hamiltonienne et des termes « dissipatifs » analogues à ceux associés à un processus de relaxation.

L'effet des termes réactifs peut être analysé en termes de « déplacements lumineux » des sous-niveaux de l'état fondamental g . Ces déplacements lumineux dépendent de la polarisation et de l'intensité de l'onde laser. Ils varient en général d'un sous-niveau de g à l'autre. Si la polarisation ou l'intensité de l'onde laser varient dans l'espace, on obtient ainsi une série de surfaces de potentiel auxquelles sont associées des forces agissant sur l'atome et dépendant de l'état interne dans g .

Les termes dissipatifs des équations d'évolution de la matrice densité atomique décrivent les transferts entre sous-niveaux de l'état fondamental induits par l'excitation lumineuse (pompage optique). Ils comportent des termes de départ, décrivant comment l'atome quitte l'état fondamental par absorption de photons, et des termes de retour décrivant comment l'atome retourne dans l'état fondamental par émission spontanée de photons de fluorescence.

Les paramètres δ' et Γ' qui décrivent respectivement l'importance des processus réactifs et dissipatifs n'ont pas la même dépendance vis-à-vis du désaccord $\delta = \omega_L - \omega_A$ entre la fréquence laser ω_L et la fréquence atomique ω_A . A grand désaccord ($|\delta| \gg \Gamma$), ce sont les processus réactifs qui prédominent : les déplacements lumineux δ' sont plus grands que les taux de pompage optique Γ' , la situation inverse ($|\delta'| \ll \Gamma'$) étant réalisée à faible désaccord.

Force réactive et force dissipative

La force radiative moyenne $\vec{\mathcal{F}}$ exercée sur l'atome par l'onde laser dépend des cohérences optiques, c'est-à-dire des éléments non diagonaux de la matrice densité entre l'état fondamental et l'état excité de l'atome. A la limite des faibles intensités et des faibles vitesses, il est possible, à partir des équations de Bloch optiques, d'éliminer adiabatiquement les cohérences optiques et de réexprimer $\vec{\mathcal{F}}$ en fonction de la seule matrice densité dans l'état fondamental. On montre que l'expression ainsi obtenue pour $\vec{\mathcal{F}}$ comporte deux types de termes, respectivement proportionnels aux paramètres δ' et Γ' introduits précédemment.

La partie de $\vec{\mathcal{F}}$ proportionnelle à δ' est la force réactive $\vec{\mathcal{F}}_{\text{react}}$. Elle est égale, au signe près, à la valeur moyenne du gradient spatial de l'hamiltonien

effectif H_{eff} décrivant les déplacements lumineux des sous-niveaux de l'état fondamental g . Deux contributions apparaissent donc dans $\vec{\mathcal{F}}_{\text{react}}$: celle associée aux gradients des valeurs propres de H_{eff} (déplacements lumineux) ; celle associée aux gradients des fonctions propres de H_{eff} . En développant l'onde laser en ondes planes, on montre que les processus physiques à l'origine de $\vec{\mathcal{F}}_{\text{react}}$ sont des processus de redistribution de photons entre les différentes ondes planes $\mu, \nu \dots$ formant l'onde laser. Ainsi, l'onde μ peut être absorbée par la partie réactive du moment dipolaire induit par l'onde ν , alors que l'onde ν est amplifiée par la partie réactive du moment dipolaire induit par l'onde μ . De tels processus correspondent à un transfert de photon de l'onde μ à l'onde ν . Comme l'impulsion associée n'est pas la même dans les deux ondes, il s'ensuit que l'impulsion du champ varie de $\hbar(\vec{k}_\nu - \vec{k}_\mu)$, et par suite celle de l'atome de la quantité opposée, ce qui permet de comprendre l'origine de la force subie par l'atome.

La partie de $\vec{\mathcal{F}}$ proportionnelle à Γ' est la force dissipative $\vec{\mathcal{F}}_{\text{dissip}}$. L'expression de $\vec{\mathcal{F}}_{\text{dissip}}$ comporte des termes « carrés », ne faisant intervenir qu'une seule onde μ , et décrivant la pression de radiation due à l'impulsion des photons qui sont absorbés par unité de temps dans l'onde μ . Apparaissent aussi des termes « rectangles », faisant intervenir deux ondes μ et ν et associés à l'absorption d'une onde par la partie dissipative du moment dipolaire induit par l'onde ν . Contrairement à ce qui se passe pour $\vec{\mathcal{F}}_{\text{react}}$, ces effets d'interférence entre une paire d'ondes μ et ν ne correspondent pas à une redistribution de photons : si l'onde μ est davantage absorbée à cause de la présence de l'onde ν , l'onde ν est également davantage absorbée (et non amplifiée) à cause de la présence de l'onde μ . On montre enfin que, pour une configuration laser formée de deux ondes planes se propageant dans des directions opposées (« mélasse optique » à une dimension), les termes d'interférence entre les deux ondes planes se compensent exactement, de sorte que $\vec{\mathcal{F}}_{\text{dissip}}$ se réduit à la somme des deux pressions de radiation exercées séparément par les deux ondes.

Le refroidissement « Sisyphe »

Le cours de cette année se termine par la présentation, sur un modèle très simple, de l'un des nouveaux mécanismes les plus importants de refroidissement laser, appelé refroidissement « Sisyphe » parce que l'atome en mouvement monte plus de côtes de potentiel qu'il n'en descend.

On commence par présenter le modèle utilisé qui est un modèle très simple de « mélasse optique » à une dimension. Les deux ondes laser se propageant en sens inverse le long de l'axe Oz ont des polarisations linéaires orthogonales, de sorte que la polarisation de l'onde résultante varie spatialement le long de Oz sur des distances de l'ordre de la longueur d'onde λ des ondes

laser, variant tous les $\lambda/8$ d'une polarisation linéaire à une polarisation circulaire (droite ou gauche) ou vice versa. Par ailleurs, la transition atomique étudiée relie un niveau fondamental g de moment cinétique $J_g = 1/2$ à un niveau excité e de moment cinétique $J_e = 3/2$, de sorte que l'état fondamental ne comporte que deux sous-niveaux Zeeman $g_{+1/2}$ et $g_{-1/2}$.

L'hamiltonien effectif décrivant les déplacements lumineux apparaissant dans l'état fondamental $J_g = 1/2$ est particulièrement simple. Ses états propres sont indépendants de z et coïncident avec les états propres $g_{+1/2}$ et $g_{-1/2}$ de la composante suivant Oz du moment cinétique atomique. Quant à ses valeurs propres, elles oscillent en opposition de phase pour les deux états $g_{+1/2}$ et $g_{-1/2}$ avec une amplitude U_0 qui apparaît comme étant la profondeur des puits de potentiel associés aux déplacements lumineux. On montre également que la symétrie de l'excitation est telle que les deux pressions de radiation exercées séparément par les deux ondes laser s'équilibrent exactement, de sorte que la force dissipative s'annule exactement. La seule force qui subsiste est donc la force réactive et elle est due uniquement aux gradients spatiaux des déplacements lumineux.

Les taux de pompage optique entre les deux sous-niveaux $g_{+1/2}$ et $g_{-1/2}$ sont également calculés. Le résultat important qui ressort d'une telle étude est la corrélation très forte qui existe entre les variations spatiales des déplacements lumineux de chaque sous-niveau et le taux de pompage optique à partir de ce sous-niveau. On trouve que, pour un désaccord δ négatif ($\omega_L < \omega_A$), le pompage optique s'effectue préférentiellement du sous-niveau le plus élevé vers le sous-niveau le moins élevé. Au sommet des collines de chaque courbe de potentiel, le taux de pompage optique vers l'autre sous-niveau, qui se trouve alors au fond d'une vallée de potentiel, est maximum, alors que le taux de pompage optique du fond d'une vallée vers le sommet d'une colline est nul.

La propriété précédente permet alors de comprendre très simplement le mécanisme de refroidissement « Sisyphé ». Par suite du temps fini τ_p requis par le pompage optique, l'atome en mouvement a le temps de gravir la colline de potentiel correspondant à un sous-niveau Zeeman donné et d'atteindre le sommet de cette colline où il a alors une probabilité maximum d'être transféré par pompage optique au fond de la vallée de potentiel correspondant à l'autre sous-niveau Zeeman. A partir de ce point, il doit de nouveau gravir une colline de potentiel avant de pouvoir subir un nouveau cycle de pompage optique. A chaque montée, l'énergie cinétique de l'atome est diminuée au profit de son énergie potentielle, l'accroissement d'énergie potentielle étant ensuite dissipé lors du cycle de pompage optique par le photon de fluorescence émis spontanément qui emporte une énergie supérieure à celle du photon laser absorbé (processus Raman anti-Stokes).

L'image simple précédente est confirmée par une étude quantitative du processus de refroidissement. Plusieurs paramètres importants sont calculés : valeur minimale de U_0 pour laquelle le refroidissement Sisyphe l'emporte sur l'échauffement associé au recul suivant l'émission spontanée des photons de fluorescence, coefficient de friction à faible vitesse qui se trouve être indépendant de l'intensité lumineuse, coefficient de diffusion de l'impulsion, température T à l'état d'équilibre qui se trouve être telle que $k_B T \sim U_0$. Tous ces résultats sont établis dans la limite où les temps internes (temps de pompage optique τ_p) restent courts devant les temps externes (période d'oscillation Ω_{osc}^{-1} de l'atome au fond des puits de potentiel associés aux déplacements lumineux). Quelques indications sont données sur la manière de traiter l'autre cas extrême ($\Omega_{osc} \tau_p \gg 1$) où l'atome a le temps d'effectuer plusieurs oscillations dans un puits de potentiel correspondant à un sous-niveau avant d'être pompé optiquement vers l'autre sous-niveau.

Rappel de quelques résultats importants

I-4

① - Pourquoi est-il intéressant d'avoir plusieurs sous-niveaux fondamentaux?

- Le mécanisme de refroidissement le plus simple : l'effet Doppler

$\omega_L < \omega_0$
~~~~~>  
Laser

$\omega_0$   
● →  $v$   
Atome

$\omega_L < \omega_0$   
~~~~~<  
Laser

Par effet Doppler, l'atome se rapproche de résonance pour l'onde laser se propageant en sens opposé de sa vitesse, s'éloigne de résonance pour l'autre onde $\rightarrow$ Déséquilibre entre les pressions de radiation exercées par les 2 ondes $\rightarrow$ force de friction opposée à la vitesse v

- Limite théorique de la température obtenue pour un atome à 2 niveaux g, e

$$k_B T \sim \hbar \Gamma = \frac{\hbar}{\tau_R} \quad (1.1)$$

Γ : largeur naturelle de e $\tau_R = \frac{1}{\Gamma}$ = durée de vie radiative de e

Compétitions entre le refroidissement laser et l'échauffement dû aux fluctuations des échanges d'impulsions entre atomes et photons.

- Paramètre sans dimension caractérisant le refroidissement Doppler.

$$\mathcal{E} = \frac{k v}{\Gamma} = \frac{\text{effet Doppler}}{\text{largeur naturelle}} \quad (1.2)$$

$$\mathcal{E} = 2\pi \frac{v \tau_R}{\lambda} = 2\pi \frac{\text{Distance parcourue pendant le temps "interne" } \tau_R}{\text{Longueur caractérisant les variations du champ laser}} \quad (1.3)$$

La 2^{ème} écriture (1.3) de $\mathcal{E}$ fait apparaître $\mathcal{E}$ comme un paramètre de "non-adiabaticité", caractérisant la facilité avec laquelle l'atome, avec son temps interne τ_R , peut réagir aux variations du champ laser liées à son mouvement.

- Comment allonger les temps internes et comment augmenter ainsi les effets de retard et de non adiabaticité responsables en fin de compte de la friction?

Si l'atome a plusieurs sous-niveaux fondamentaux, de nouveaux temps internes apparaissent qui sont les temps de pompage optique τ_p d'un sous-niveau à l'autre, par des cycles absorption - émission spontanée. A faible intensité, τ_p est inversement proportionnel à l'intensité laser I_L et devient donc de plus en plus long quand I_L diminue.

Autre effet important de l'excitation lumineuse : déplacements lumineux des sous-niveaux de g , qui dépendent de la polarisation de la lumière au point où se trouve l'atome, qui varient en général d'un sous-niveau à l'autre, et qui sont proportionnels à I_L .

- Exemple simple de mécanisme de refroidissement laser basé sur le pompage optique et les déplacements lumineux et étudié en détail dans le cours 1990-91 : l'effet "Sisyphes".

Utilisation d'une configuration laser conduisant à des gradients spatiaux importants de la polarisation du champ laser. Les déplacements lumineux des sous-niveaux varient alors rapidement dans l'espace et de manière différente d'un sous-niveau à l'autre,

De même, les temps de pompage optique d'un sous-niveau à l'autre varient aussi dans l'espace avec la même périodicité que les déplacements lumineux.

Le point important est que les 2 modulations spatiales, celle des déplacements lumineux et celle des temps de pompage optique, sont fortement corrélées dans certains cas, ce qui peut conduire à une situation où l'atome en mouvement, monte plus de collines de potentiel qu'il n'en descend (comme le héros de la mythologie grecque).

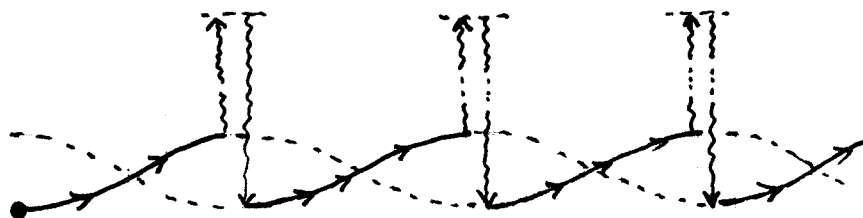


Fig. 1

② Quelques paramètres physiques importants

Caractérisation du champ laser

$$\vec{E}_L(\vec{r}, t) = \vec{E}_L^+(\vec{r}) e^{-i\omega_L t} + \vec{E}_L^-(\vec{r}) e^{i\omega_L t} \quad (1.4)$$

ω_L : fréquence $\vec{E}_L^+$ (resp. $\vec{E}_L^-$) : composante de fréquence positive (resp. négative)

$$\vec{E}_L^+(\vec{r}) = \frac{1}{2} \vec{E}(\vec{r}) \vec{E}_L(\vec{r}) \quad \vec{E}(\vec{r}) \cdot \vec{E}^*(\vec{r}) = 1 \quad (1.5)$$

$\vec{E}(\vec{r})$: vecteur polarisation au point $\vec{r}$ (normé).

$E_L(\vec{r})$: amplitude du champ laser en $\vec{r}$.

Caractérisation de la transition atomique

$\begin{matrix} \uparrow \\ \hbar\omega_0 \\ \downarrow \end{matrix} \quad \begin{matrix} e \equiv |e, m\rangle \\ g \equiv |g, \mu\rangle \end{matrix} \quad \begin{matrix} \text{sous-niveaux de } e, \text{ supposés dégénérés} \\ \text{sous-niveaux de } g, \text{ supposés dégénérés} \end{matrix}$

Fig. 2

$$P_e = \sum_m |e, m\rangle \langle e, m| \quad P_g = \sum_\mu |g, \mu\rangle \langle g, \mu| \quad (1.6)$$

- Opérateur dipôle atomique $\vec{d}$, impair

$$\begin{cases} \vec{d}^+ = P_e \vec{d} P_g & \text{Partie montante de } \vec{d} \\ \vec{d}^- = P_g \vec{d} P_e & \text{Partie descendante de } \vec{d} \end{cases}$$

- En général, les m et les μ sont les nombres quantiques magnétiques relatifs aux moments cinétiques J_e et J_g de e et g

Théorème de Wigner-Eckart pour les "composantes standard" $\vec{E}_q \cdot \vec{d}^+$ de $\vec{d}^+$ ($q = +1, 0, -1$).

$$\vec{E}_{\pm 1} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{E}_x \pm i\vec{E}_y) \quad \vec{E}_0 = \vec{E}_z \quad (1.7)$$

$$\langle J_e, m | \vec{E}_q \cdot \vec{d}^+ | J_g, \mu \rangle = \mathcal{D} \langle J_e, m | J_g, 1, \mu, q \rangle \quad (1.8)$$

$\mathcal{D}$: élément de matrice réduit, indépendant des nombres quantiques magnétiques m, μ, q

$\langle J_e, m | J_g, 1, \mu, q \rangle$: Coefficients de Clebsch-Gordan

Il est commode de poser

$$\vec{J}^+ = \mathcal{D} \hat{J}^+$$

I-6

(1.9)

où $\hat{J}^+$ est un opérateur vectoriel sans dimension, dont les éléments de matrice sont des coefficients de Clebsch-Gordan.

Caractérisation du couplage atome-champ laser

- Fréquence de Rabi $\Omega_1(\vec{r})$

$$\hbar \Omega_1(\vec{r}) = - \mathcal{D} E_L(\vec{r}) \quad (1.10)$$

- Paramètre de saturation $s(\vec{r})$

$$s(\vec{r}) = \frac{\Omega_1^2(\vec{r})/2}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (1.11)$$

$$\delta = \omega_L - \omega_0 = \text{Désaccord entre fréquences laser et atomique} \quad (1.12)$$

$s \gg 1 \rightarrow$ Population de e importante

$s \ll 1 \rightarrow$ " " " " négligeable -

- Hamiltonien d'interaction atome-champ laser
(à l'approximation du "champ tournant")

$$\begin{aligned} V_{AL} &= - \vec{J}^+ \cdot \vec{E}_L^+(\vec{r}) e^{-i\omega_L t} - \vec{J}^- \cdot \vec{E}_L^-(\vec{r}) e^{i\omega_L t} \\ &= - \hbar G^+(\vec{r}) e^{-i\omega_L t} - \hbar G^-(\vec{r}) e^{i\omega_L t} \end{aligned} \quad (1.13)$$

$$G^\pm(\vec{r}) = \vec{J}^\pm \cdot \vec{E}_L^\pm(\vec{r}) / \hbar \quad (1.14)$$

③ Evolution de l'atome dans l'état inférieur à la limite $s \ll 1$

Principe du calcul

- Limite semiclassique

$\vec{R}$, opérateur position du centre de masse, est traité classiquement

$$\vec{R} \rightarrow \vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{v}_0 t \quad (1.15)$$

Justification : Longueur de cohérence spatiale de l'atome ξ très petite devant la longueur d'onde du laser λ .

- Equations de Bloch optiques pour l'opérateur densité atomique

$$\frac{d\sigma}{dt} = \underbrace{\frac{1}{i\hbar} [H_A + V_{AL}, \sigma]}_{\text{Evolution hamiltonienne}} + \underbrace{\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{\text{em.spont.}}}_{\text{Relaxation due à l'émission spontanée}} \quad (1.16)$$

$$H_A = \frac{\vec{p}^2}{2M} + \hbar \omega_0 P_e = \text{Hamiltonien atomique} \quad (1.17)$$

- Elimination adiabatique des cohérences optiques $\sigma_{eg} = P_e \sigma P_g$ et $\sigma_{ge} = P_g \sigma P_e$, et de la matrice densité dans l'état excité $\sigma_{ee} = P_e \sigma P_e$ qui ont des constantes de temps propres très courtes, de l'ordre de τ_R , et qui suivent donc adiabatiquement l'évolution beaucoup plus lente de la matrice densité dans l'état fondamental $\sigma_{gg} = P_g \sigma P_g$.

Obtention d'équations d'évolution réduite, plus simples, ne portant plus que sur σ_{gg} .

Effets réactifs et effets dissipatifs

I-7

2 types de termes dans $d\sigma_{gg}/dt$

(i) Termes d'évolution hamiltonienne (réactifs) proportionnels à

$$\delta'(\vec{r}) = \delta \frac{\delta(\vec{r})}{2} \quad (1.18)$$

(ii) Termes de relaxation (dissipatifs) proportionnels à

$$\Gamma'(\vec{r}) = \Gamma \frac{\delta(\vec{r})}{2} \quad (1.19)$$

Effets réactifs : Déplacements lumineux

$$\left(\frac{d\sigma_{gg}}{dt} \right)_{\text{react}} = \frac{1}{i\hbar} [H_{\text{eff}}, \sigma_{gg}] \quad (1.20)$$

$$H_{\text{eff}} = \hbar \delta'(\vec{r}) \Lambda(\vec{r}) \quad (1.21)$$

$$\Lambda(\vec{r}) = P_g (\vec{E}^*(\vec{r}) \cdot \hat{d}) P_e (\vec{E}(\vec{r}) \cdot \hat{d}) P_g = (\vec{E}^*(\vec{r}) \cdot \hat{d}^-) (\vec{E}(\vec{r}) \cdot \hat{d}^+) \quad (1.22)$$

$H_{\text{eff}}(\vec{r})$: Hamiltonien effectif dont les valeurs propres sont les déplacements lumineux en $\vec{r}$ et dont les états propres sont les sous-niveaux de g ayant un déplacement lumineux bien défini.

$$\Lambda(\vec{r}) |g_\alpha\rangle = \lambda_\alpha |g_\alpha\rangle \quad (1.23)$$

$$\lambda_\alpha \text{ réel } \geq 0$$

Les déplacements lumineux $\hbar \delta' \lambda_\alpha$ ont tous le même signe, celui de δ , sont proportionnels à $\Omega_c^2 \sim I_c$, et varient avec δ comme une courbe de dispersion.

Effets dissipatifs : Pompage optique.

$$\left(\frac{d\sigma_{gg}}{dt} \right)_{\text{dissip}} = \left(\frac{d\sigma_{gg}}{dt} \right)_{\text{départ}} + \left(\frac{d\sigma_{gg}}{dt} \right)_{\text{retombée}} \quad (1.24)$$

$$\left(\frac{d\sigma_{gg}}{dt} \right)_{\text{départ}} = - \frac{\Gamma'(\vec{r})}{2} \{ \Lambda(\vec{r}), \sigma_{gg} \}_+ \quad (1.25)$$

où $\{A, B\}_+ = AB + BA$ (anticommutateur)

Les termes de départ décrivent comment l'état fondamental se vide par absorption de photons. En projetant l'équation (1.25) dans la base des états propres $|g_\alpha\rangle$ de Λ [voir (1.23)], on obtient

$$\left(\frac{d}{dt} \langle g_\alpha | \sigma | g_\alpha \rangle \right)_{\text{départ}} = - \lambda_\alpha \Gamma' \langle g_\alpha | \sigma | g_\alpha \rangle \quad (1.26)$$

$\lambda_\alpha \Gamma'$: temps de départ bien défini à partir de g_α

$$\left(\frac{d}{dt} \langle g_\alpha | \sigma | g_{\alpha'} \rangle \right)_{\text{départ}} = - \frac{1}{2} (\lambda_\alpha + \lambda_{\alpha'}) \Gamma' \langle g_\alpha | \sigma | g_{\alpha'} \rangle \quad (1.27)$$

$$\left(\frac{d\sigma_{gg}}{dt} \right)_{\text{retombée}} = \Gamma'(\vec{r}) \sum_{q=-1,0,+1} (\vec{E}_q^* \cdot \hat{d}^-) (\vec{E}(\vec{r}) \cdot \hat{d}^+) \sigma_{gg} (\vec{E}^*(\vec{r}) \cdot \hat{d}^-) (\vec{E}_q \cdot \hat{d}^+) \quad (1.28)$$

Les termes de retombée décrivent comment l'état fondamental se remplit avec des atomes subissant un cycle absorption - émission spontanée

La combinaison des 2 termes décrit la "relaxation" de l'état fondamental associée au pompage optique.

④ Force radiative moyenne à la limite semiclassique

I-8

Principe du calcul

- A la limite semiclassique (longueur de cohérence spatiale $\xi \ll \lambda$) on peut montrer que la force moyenne $\vec{F}$ agissant sur l'atome vaut

$$\vec{F}(\vec{r}, t) = - \langle \vec{\nabla} V_{AL}(\vec{r}, t) \rangle \quad (1.29)$$

- $\vec{F}$ s'exprime en fonction de $\langle \vec{d}^{\pm} \rangle$, donc en fonction de cohérences optiques σ_{eg} et σ_{ge} .

A la limite $\delta \ll 1$ (faibles saturations), les cohérences optiques suivent adiabatiquement l'évolution lente de l'état fondamental et peuvent être réexprimées en fonction de σ_{gg} .

On trouve alors que $\vec{F}$ est une somme de 2 termes

$$\vec{F} = \vec{F}_{\text{react}} + \vec{F}_{\text{dissip}} \quad (1.30)$$

dont l'interprétation physique est la suivante

Force réactive

- Expression de $\vec{F}_{\text{react}}$ $\vec{F}_{\text{react}} = - \langle \vec{\nabla} H_{\text{eff}} \rangle \quad (1.31)$

- En écrivant $H_{\text{eff}} = \sum_{\alpha} \hbar \delta' \lambda_{\alpha} |g_{\alpha}\rangle \langle g_{\alpha}| \quad (1.32)$

on voit que $\vec{F}_{\text{react}}$ est une somme de 2 contributions liées

- aux gradients des déplacements lumineux
- aux gradients des fonctions d'onde des sous-niveaux $|g_{\alpha}\rangle$ de g ayant un déplacement lumineux bien défini

- La force associée aux gradients des déplacements lumineux est celle qui intervient dans l'effet Sisyphus

- La force associée à des gradients de fonctions d'onde est liée à des transferts de population d'un sous-niveau à l'autre. Ces transferts sont dus à des transitions non adiabatiques induites par le mouvement de l'atome et font varier l'énergie moyenne de l'atome.

- On peut montrer enfin que la force réactive provient de processus de redistribution qui ne font pas varier le nombre total de photons laser, mais qui les font passer de l'une des ondes planes formant l'onde laser à l'autre : absorption dans une onde plane μ et émission induite dans une autre onde plane ν .

Force dissipative

- Si on développe l'onde laser en ondes planes

$$\vec{E}_L^{\pm}(\vec{r}) = \sum_{\mu} \vec{E}_{\mu}^{\pm}(\vec{r}) \quad \text{avec} \quad \vec{E}_{\mu}^{\pm}(\vec{r}) \sim e^{\pm i \vec{k}_{\mu} \cdot \vec{r}} \quad (1.33)$$

et qu'on introduit les opérateurs

$$G_{\mu}^{\pm} = \vec{d}^{\pm} \cdot \vec{E}_{\mu}^{\pm} / \hbar \quad (1.34)$$

on trouve que $\vec{F}_{\text{dissip}}$ s'écrit

$$\vec{F}_{\text{dissip}} = \sum_{\mu} \hbar \vec{k}_{\mu} \frac{\Gamma}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \langle G_{\mu}^{-} G_{\mu}^{+} \rangle + \sum_{\text{paires } \mu, \nu} \hbar (\vec{k}_{\mu} + \vec{k}_{\nu}) \frac{\Gamma/2}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} [\langle G_{\nu}^{-} G_{\mu}^{+} \rangle + \langle G_{\mu}^{-} G_{\nu}^{+} \rangle] \quad (1.35)$$

- Le 1^{er} terme ($\sum_{\mu}$) décrit la force associée à l'impulsion des photons absorbés dans chaque onde. Somme des pressions de radiation exercée par les diverses ondes.
- Le 2^{ème} terme ($\sum_{\mu \neq \nu}$) décrit des effets d'interférence entre les ondes μ et ν . Il ne correspond pas à une redistribution. Si l'onde μ est davantage absorbée à cause de la présence de l'onde ν , l'onde ν est également davantage absorbée (et non amplifiée) à cause de la présence de l'onde μ .
Dans une mélasse optique à 1 dimension $\vec{k}_{\mu} = -\vec{k}_{\nu}$ et ce 2^{ème} terme est nul.

Thème général du cours 1991-92

"Interférences quantiques sans les interactions photon-atome"

- On commencera par étudier un certain nombre de mécanismes de refroidissement laser, non abordés l'an dernier, et faisant intervenir, au lieu de l'effet Sisyphus, des effets d'interférence entre plusieurs amplitudes de transition conduisant le système photon + atome d'un même état initial à un même état final
 - Refroidissement $\sigma^+ - \sigma^-$.
 - Refroidissement en dessous de l'énergie de recul par piégeage cohérent sélectif en vitesse.
- On montrera ensuite que ces effets d'interférence se manifestent également dans d'autres phénomènes physiques qui seront décrits et interprétés
 - Transfert adiabatique de populations par piégeage cohérent.
 - Mécanismes d'oscillation laser ne nécessitant pas une inversion de population.