

Résumé du cours 1993-94 (Le cours 1994-95 n'a pas eu lieu)

Le cours 1993-1994 a poursuivi l'étude, commencée lors du cours précédent, de l'interférométrie atomique. Il s'agit de décrire et d'analyser des expériences récentes permettant d'observer des phénomènes d'interférence, analogues à ceux qui sont bien connus en optique, et où les ondes lumineuses sont remplacées par les ondes de de Broglie associées au centre de masse d'un atome.

Le cours commence par un bref rappel du formalisme théorique mis en place dans le cours précédent et reposant sur les intégrales de chemin de Feynman. On redonne l'expression du propagateur quantique permettant de décrire la propagation de la fonction d'onde d'une particule, et on étudie un certain nombre de situations simples (limite semiclassique, Lagrangiens quadratiques en coordonnées et vitesses) où la phase du propagateur est aisément calculable en fonction d'une intégrale de chemin évaluée le long d'une trajectoire classique. Une telle approche est particulièrement bien adaptée à l'analyse d'expériences d'interférométrie atomique en présence de champs extérieurs ayant une variation spatiale suffisamment lente (comme le champ de gravitation) ou de champs inertiels, apparaissant par exemple dans un référentiel en mouvement de rotation. Le déphasage entre les deux bras de l'interféromètre peut alors être écrit sous la forme d'une intégrale de chemin évaluée le long d'une trajectoire classique fermée. Pour des champs extérieurs ou inertiels suffisamment faibles, il est même possible d'utiliser la trajectoire libre, c'est-à-dire non perturbée par le champ.

### *Diffraction d'ondes de de Broglie atomiques par des réseaux de fentes*

Une telle approche est tout d'abord appliquée au problème de la diffraction d'une onde plane de de Broglie par un réseau de fentes périodiquement espacées. Les angles de diffraction sont calculés en fonction de la longueur

d'onde de de Broglie  $\lambda$  de la particule incidente et de la distance  $d$  entre deux fentes successives.

Deux séries d'expériences réalisées, l'une au M.I.T. sur des atomes de Sodium, l'autre à Constance sur des atomes d'Hélium métastable, sont alors décrites car elles ont permis de mettre en évidence ces phénomènes de diffraction. On analyse également une troisième série d'expériences utilisant des réseaux circulaires de fentes concentriques (zones de Fresnel) et permettant de focaliser des ondes de de Broglie atomiques.

L'utilisation de trois réseaux de fentes, identiques et équidistants, permet de réaliser un interféromètre atomique à division d'amplitude. Le premier réseau  $R_1$  décompose l'onde atomique incidente en deux ondes cohérentes qui sont diffractées par le deuxième réseau  $R_2$  et viennent finalement se recombinaison sur le troisième réseau  $R_3$ . Un tel interféromètre a été réalisé récemment au M.I.T. Il a l'avantage d'être achromatique. De plus, pour des fentes suffisamment rapprochées sur chaque réseau, et des distances suffisamment grandes entre  $R_1$  et  $R_2$  (ou  $R_2$  et  $R_3$ ), la séparation des deux faisceaux atomiques incidents au niveau de  $R_2$  peut être supérieure à leur largeur. Il est possible alors d'insérer une cloison entre les deux faisceaux et de perturber de manière différente les atomes qui passent par l'un ou l'autre chemin, une telle perturbation étant détectée par un déplacement des franges observées à la sortie de l'interféromètre. Deux résultats récents obtenus au moyen d'un tel interféromètre sont alors décrits. L'un concerne la polarisation de l'état fondamental de l'atome de Sodium qui a pu être mesurée en appliquant un champ électrique sur l'un des deux côtés de la cloison, l'autre la mesure de la partie réelle de l'amplitude de diffusion vers l'avant lors de collisions des atomes de Sodium avec un gaz rare introduit sur l'un des deux côtés de la cloison.

### *Diffraction d'ondes de de Broglie atomiques par des ondes laser stationnaires quasi-résonnantes*

Un atome traversant à angle droit une onde laser stationnaire quasi-résonnante subit une perturbation périodique dans l'espace. Il s'agit là d'une situation analogue à celle rencontrée lors de la traversée d'un réseau de fentes équidistantes. Le cours se poursuit par une analyse des différents phénomènes de diffraction qui peuvent être observés dans de telles conditions. L'étude est tout d'abord restreinte au cas où la durée  $T$  de traversée de l'onde stationnaire par l'atome est suffisamment brève pour que tout processus d'émission spontanée d'un photon par l'atome puisse être négligée.

### *Considérations générales*

On commence par analyser les conséquences des principes de conservation. Comme les seuls processus possibles sont des absorptions et émissions induites

de photons laser par l'atome, l'impulsion de ce dernier ne peut varier que par des multiples entiers  $n$  de l'impulsion  $\hbar k_L$  d'un photon laser,  $n$  étant pair si l'atome, partant de l'état fondamental  $g$ , se retrouve dans l'état  $g$  à l'issue du processus,  $n$  étant impair si l'atome, partant de  $g$ , se retrouve dans l'état excité  $e$ . Lorsque  $n$  est pair, le processus physique correspond à une redistribution de photons entre les deux ondes progressives formant l'onde laser :  $n/2$  photons disparaissent d'une onde progressive pour réapparaître dans l'autre. Ces processus de redistribution sont prépondérants par rapport aux autres quand le désaccord de fréquence  $\delta = \omega_L - \omega_A$  entre la fréquence laser  $\omega_L$  et la fréquence atomique  $\omega_A$  est suffisamment grand.

Comme l'onde laser est monocromatique de fréquence  $\omega_L$ , l'énergie du champ laser ne change pas au cours d'un processus de redistribution. L'énergie  $n\hbar\omega_L/2$  des  $n/2$  photons qui disparaissent d'une onde est égale à celle,  $n\hbar\omega_L/2$  des  $n/2$  photons qui réapparaissent dans l'autre onde. La conservation de l'énergie globale entraîne alors que l'impulsion finale  $\mathbf{p}_f$  de l'atome doit avoir le même module que l'impulsion initiale  $\mathbf{p}_i$ , puisque l'énergie de l'atome, qui se réduit à l'énergie cinétique, est proportionnelle à  $p^2$ . L'extrémité des vecteurs impulsion  $\mathbf{p}_f$  de l'atome, à l'issue de la traversée de l'onde, doit donc être située sur la même sphère que le vecteur  $\mathbf{p}_i$  décrivant l'impulsion initiale.

Une telle analyse conduit alors tout naturellement à distinguer deux régimes limites. Le premier correspond à une onde laser très focalisée, avec un rayon focal  $w_0$  très petit. L'impulsion des photons laser a alors une dispersion de l'ordre de  $\delta p \sim \hbar/w_0$  dans la direction perpendiculaire à la direction de propagation moyenne des ondes laser. Comme  $\mathbf{p}_i$  et  $\mathbf{p}_f$  diffèrent de  $n$  fois l'impulsion  $\hbar k_L$  d'un photon laser (avec  $n$  pair), et que  $\hbar k_L$  peut varier légèrement en direction, les extrémités de  $\mathbf{p}_i$  et  $\mathbf{p}_f$  peuvent être situées sur la même sphère, quelle que soit la direction initiale de  $\mathbf{p}_i$  (dans un certain intervalle angulaire autour d'une direction moyenne perpendiculaire à la direction de l'onde laser). Un tel régime, correspondant à des largeurs de traversée  $w_0$  de l'onde laser très faibles, est appelé « régime de Raman-Nath ». L'autre régime correspond à des largeurs de traversée  $w_0$  suffisamment grandes pour qu'on puisse considérer que tous les photons laser ont une impulsion laser  $\hbar k_L$  exactement parallèle à la direction  $\kappa$  de l'onde laser. Les impulsions  $\mathbf{p}_i$  et  $\mathbf{p}_f$  qui diffèrent d'un nombre pair de fois  $\hbar k_L$  doivent donc être symétriques par rapport à  $\kappa$ . La diffraction ne peut alors se produire que pour certaines directions bien définies de  $\mathbf{p}_i$  comme dans la diffraction de Bragg par un cristal. C'est pourquoi un tel régime est appelé « régime de Bragg ».

### *Régime de Raman-Nath*

On montre tout d'abord que l'approximation à la base d'un tel régime consiste à négliger l'énergie cinétique de l'atome le long de l'onde laser ou, ce qui revient au même, à négliger le déplacement de l'atome le long de l'onde

laser au cours de la traversée de l'onde laser. La situation est alors tout à fait analogue à celle de la diffraction par un réseau de phase mince en optique.

Pour calculer le déphasage  $\Phi(z)$  en chaque point  $z$  de traversée, il est commode d'utiliser la base des états de l'atome « habillé » par les photons laser. Un tel calcul est exposé en détail et conduit à des expressions analytiques pour les amplitudes des ondes diffractées, faisant intervenir des fonctions de Bessel. Les expressions obtenues sont interprétées physiquement et confrontées aux résultats expérimentaux obtenus au M.I.T. sur des atomes de Sodium.

### *Régime de Bragg*

Dans la diffraction de Bragg d'ordre le plus bas,  $p_i$  et  $p_f$  diffèrent de  $2\hbar k_L$ . On montre que les états atomiques correspondants sont couplés par un processus Raman stimulé résonnant. A ce processus résonnant est associée une oscillation de Rabi dont la fréquence est calculée. L'effet des couplages des états initial et final avec d'autres états excités non résonnants est également évalué de manière à déterminer à quelle condition un tel couplage ne brouille pas l'oscillation de Rabi. Ces considérations sont généralisées à des processus de Bragg d'ordre supérieur, où  $p_i$  et  $p_f$  diffèrent de  $4\hbar k_L$ ,  $6\hbar k_L$ ... L'étude expérimentale du régime de Bragg est également présentée.

L'approche théorique utilisée pour le régime de Bragg s'applique également à l'étude des « Dopplérons », qui sont des processus résonnants où l'atome passe de l'état fondamental  $g$  à l'état excité  $e$  par un nombre impair de processus d'absorption et d'émission stimulée.

### *Lame séparatrice magnéto-optique*

On revient au régime de Raman-Nath et on décrit une proposition récente de T. Pfau, C. S. Adams et J. Mlynek conduisant à des séparations angulaires mieux définies pour les ondes diffractées obtenues après traversée de l'onde laser.

Le schéma proposé utilise un effet Zeeman et une configuration laser présentant un gradient de polarisation. L'idée essentielle est qu'une telle configuration donne naissance à des niveaux d'énergie pour l'atome habillé variant de manière triangulaire avec la position  $z$  de traversée de l'onde laser, et non pas de manière sinusoïdale. Le calcul des intensités des ondes diffractées pour un tel réseau de phase mince conduit alors à un spectre d'intensités très resserré autour de deux valeurs opposées. Un tel dispositif pourrait donc jouer le rôle d'une lame séparatrice pour ondes de de Broglie permettant d'obtenir une séparation angulaire importante et bien définie.

## *Effet Stern et Gerlach optique*

Dans les expériences analysées plus haut, l'extension latérale du paquet d'ondes atomique incident, le long de l'onde laser, est grande devant la longueur d'onde laser  $\lambda$ . Une autre situation intéressante est celle d'un paquet d'ondes incident très localisé, d'extension latérale très petite devant  $\lambda$ . Dans certaines conditions, un tel paquet d'ondes incident peut se séparer en deux paquets d'ondes cohérents se propageant avec des vitesses opposées le long de l'onde laser. C'est l'effet Stern et Gerlach optique.

Pour ce problème également, il est utile d'introduire les niveaux d'énergie de l'atome habillé par les photons laser. Au point de traversée, on a 2 niveaux dont les énergies présentent des gradients de signes opposés le long de l'onde laser. Si l'atome est dans une superposition linéaire des deux états correspondants, les forces s'exerçant sur chacune des deux composantes du paquet d'ondes vont être de signes opposés et le paquet d'ondes incident va se séparer en deux parties. On présente en détail un tel calcul et on précise le critère de non-adiabacité qui, lorsqu'il est satisfait, entraîne que l'atome entrant dans l'onde laser ne suit pas adiabatement le niveau habillé se raccordant par continuité à l'état fondamental  $g$  en dehors de l'onde laser. C'est dans de telles conditions que l'atome peut traverser l'onde laser en étant préparé dans une superposition linéaire des deux niveaux habillés et que l'effet Stern et Gerlach optique peut alors être observé.

Une expérience récente réalisée à Constance est également décrite. Elle a permis d'observer pour la première fois l'effet Stern et Gerlach optique et de vérifier ses principales caractéristiques.

## *Transition entre le régime diffractif et le régime diffusif*

Le cours se poursuit par la présentation d'un modèle simple élaboré dans notre laboratoire et permettant de comprendre simplement comment le mouvement d'un atome dans une onde laser est perturbé quand la durée d'interaction  $T$  devient suffisamment grande devant la durée de vie radiative  $\tau_R$  de l'état excité  $e$  pour que les processus d'émission spontanée, ignorés dans ce qui précède, ne puissent plus être négligés. En l'absence d'émission spontanée, l'évolution du système atome + champ laser est purement Hamiltonienne, et la traversée de l'onde laser transforme l'onde de de Broglie incidente en une superposition d'ondes de de Broglie cohérentes entre elles : c'est le « régime diffractif ». L'autre limite, où la durée d'interaction  $T$  est suffisamment longue devant  $\tau_R$  pour que de nombreux processus d'émission spontanée aient le temps de se produire, correspond à une situation où le mouvement de l'atome, analogue à un mouvement Brownien, peut être décrit en termes de force moyenne et de coefficient de diffusion de l'impulsion.

C'est le « régime diffusif ». Le problème posé est de comprendre comment on passe continûment d'un régime à l'autre quand on fait croître la durée d'interaction  $T$ .

Le modèle simple utilisé pour aborder ce problème est celui de la traversée d'une onde laser stationnaire par un atome dans le régime de Raman-Nath, aucune restriction n'étant cependant faite sur les valeurs relatives de  $T$  et  $\tau_R$ . A partir des équations du mouvement, une expression analytique simple est obtenue pour le propagateur de la fonction de Wigner représentant l'état du centre de masse de l'atome. Ce propagateur  $G(x, q, T)$  peut être interprété comme une « quasi-probabilité » de transfert d'impulsion  $\hbar q$  pour un atome traversant l'onde stationnaire au point  $x$ . On montre alors qu'un tel propagateur permet de comprendre de manière synthétique plusieurs effets physiques étudiés généralement avec des formalismes différents : diffraction d'une onde de Broglie et effet Stern et Gerlach optique (à la limite  $T \ll \tau_R$ ), force moyenne et coefficient de diffusion de l'impulsion (à la limite  $T \gg \tau_R$ ), transition du régime diffractif au régime diffusif et destruction progressive des cohérences spatiales (pour  $T \sim \tau_R$ ), statistique du nombre de photons de fluorescence émis pendant un temps donné  $T$  (pour  $T \sim \tau_R$  et  $T \gg \tau_R$ ).

#### *Effets d'interférence quantique pour un atome situé à un nœud d'une onde stationnaire*

Un atome situé à un nœud d'une onde stationnaire ne « voit » pratiquement pas de lumière et émet donc très peu de photons de fluorescence. La théorie standard des forces radiatives prévoit cependant, dans le régime diffusif, un coefficient de diffusion de l'impulsion de l'atome, aussi important aux nœuds qu'aux ventres. On présente une approche simple, développée au laboratoire, permettant de résoudre un tel paradoxe.

L'approche suivie consiste à partir d'excitations élémentaires du mode du champ de rayonnement correspondant à l'onde laser stationnaire. Chacun des photons associés à ces excitations élémentaires est dans une superposition linéaire de deux états d'impulsions opposées. On étudie alors la diffusion d'un tel photon par un atome dont l'état est décrit par un paquet d'ondes très localisé au voisinage d'un nœud du mode correspondant à l'état stationnaire. Une expression analytique est obtenue pour l'état du système atome + champ à l'issue du processus de diffusion. L'étude de cette expression permet alors d'interpréter physiquement la diffusion d'impulsion « anormale » comme étant due à une interférence quantique entre deux amplitudes de diffusion de photon par l'atome, l'une vers l'avant, l'autre vers l'arrière. Une telle approche permet également de comprendre l'importance des corrélations quantiques qui s'établissent entre l'atome et le champ et de montrer qu'elles sont responsables de l'apparition d'une redistribution de photons entre les

deux ondes progressives formant l'onde stationnaire, corrélée avec l'impulsion atomique. C'est une telle redistribution qui est responsable de la diffusion d'impulsion atomique, et non pas la diffusion des photons incidents vers les modes initialement vides du champ de rayonnement.

### *Effets Aharonov-Bohm scalaire et vectoriel* *Généralisations à des particules neutres*

En 1959, Aharonov et Bohm ont proposé des expériences d'interférométrie sur des ondes de de Broglie électroniques, démontrant l'importance du rôle joué par les potentiels scalaire et vecteur en mécanique quantique. Dans ces schémas expérimentaux, l'électron traverse des régions de l'espace où les champs électrique et magnétique sont rigoureusement nuls, alors que les potentiels scalaire et vecteur ne le sont pas. Aharonov et Bohm montrent alors que ces potentiels peuvent donner naissance à un déphasage entre les fonctions d'onde se propageant dans les deux bras de l'interféromètre, déphasage qui se traduit par un déplacement des franges d'interférence. Ce déphasage est de nature topologique : il ne dépend pas de la forme exacte des chemins suivis dans les deux bras de l'interféromètre. Il est également indépendant de la vitesse des particules. Le cours 1993-1994 se termine par une présentation des effets Aharonov-Bohm scalaire et vectoriel et par une discussion des possibilités de généraliser de tels effets à des particules neutres comme des neutrons ou des atomes.

Dans l'effet Aharonov-Bohm scalaire, l'électron traverse, dans les deux bras de l'interféromètre, des cylindres creux equipotentiels entre lesquels on applique une différence de potentiel  $V$  pendant un certain intervalle de temps  $T$  au cours duquel les paquets d'ondes électroniques sont entièrement contenus à l'intérieur des cylindres. L'électron ne « voit » alors aucun champ électrique et n'est soumis à aucune force électrique pendant toute la durée de l'expérience. Il apparaît cependant un déphasage  $\Phi$  entre les deux bras égal à  $-qVT/\hbar$  où  $q$  est la charge de l'électron. On présente un argument de Furry et Ramsey montrant qu'un tel déphasage est essentiel pour préserver la cohérence interne de la mécanique quantique. Sans un tel déphasage, il serait en effet possible de déterminer par quel chemin l'électron passe (en mesurant par exemple la charge induite sur un cylindre par le passage à l'intérieur d'une particule chargée), sans perturber le système de franges observables à la sortie de l'interféromètre.

L'effet Aharonov-Bohm scalaire, tel qu'il a été proposé en 1959, n'a pas été encore observé. Récemment, de nouvelles expériences, généralisant un tel effet à des particules neutres, ont été réalisées. Ces expériences, effectuées sur des neutrons et des atomes d'hydrogène, sont passées en revue et décrites. Elles diffèrent de l'effet Aharonov-Bohm scalaire original dans la mesure où

la particule se propage dans des régions où les champs sont non nuls, et pas seulement les potentiels. Par contre, elles partagent avec l'effet Aharonov-Bohm scalaire un certain nombre de propriétés importantes qui ont motivé leur réalisation : absence de force agissant sur le centre de masse de la particule, insensibilité du déphasage à la vitesse de la particule, et par suite possibilité d'observer des franges même si la différence de marche associée au déphasage Aharonov-Bohm est supérieure à la longueur de cohérence des paquets d'ondes.

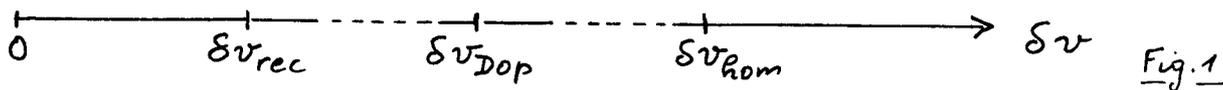
Dans l'effet Aharonov-Bohm vectoriel, les deux bras de l'interféromètre à électron enferment un solénoïde très long alimenté par un courant. Le champ magnétique  $B$  n'est non nul qu'à l'intérieur du solénoïde et aucune force magnétique ne s'exerce donc sur l'électron qui évolue à l'extérieur du solénoïde. Le potentiel vecteur est cependant non nul dans cette région et il fait apparaître un déphasage  $\Phi$  entre les deux bras de l'interféromètre égal à  $qF/\hbar$  où  $F$  est le flux du champ  $B$  à travers la surface enfermée entre ces deux bras.

Un effet analogue au précédent a été proposé pour des particules neutres par Aharonov, Anandan et Casher. Il concerne des particules neutres possédant un moment magnétique  $\mu$  et évoluant dans un champ électrique statique  $E$  dont la configuration est telle qu'aucune force électrique ne s'exerce sur le centre de masse de la particule. Un certain nombre de résultats concernant la dynamique d'un moment magnétique dans un champ électrique sont établis et discutés physiquement. Ils permettent de préciser les caractéristiques importantes de l'effet Aharonov-Anandan-Casher et de souligner les analogies et différences entre un tel effet et l'effet Aharonov-Bohm vectoriel. Des expériences récentes, ayant permis d'observer un tel effet sur des neutrons et des molécules TIF, sont également passées en revue.

Thème général : Atomes ultrafroids - Approches statistiques et perspectives nouvelles.

① Etat actuel du refroidissement laser

a - Quelques repères importants sur l'échelle des vitesses



Largeur homogène  $\Delta v_{hom}$

$$k \Delta v_{hom} \approx \Gamma \quad (1.1)$$

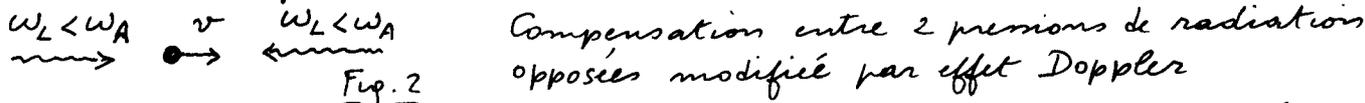
$$k = 2\pi/\lambda_{laser}$$

$\Gamma$  = Largeur naturelle du niveau excité  $e$

$\Delta v_{hom}$  : Largeur du trou creusé dans un profil Doppler large par une excitation laser monochromatique (Spectro. sub-Doppler)

Limite Doppler  $\Delta v_{Dop}$

- Principe du refroidissement Doppler (Hansch, Schawlow, Wineland, Dehmelt)



- Limite due à l'échauffement produit par l'émission spontanée (Wineland - Itano - Gordon - Ashkin - Letokhov - Minsgin - Pavlik).

$$M \Delta v_{Dop}^2 \approx \hbar \Gamma \quad (1.2)$$

$$\frac{\Delta v_{Dop}}{\Delta v_{hom}} \approx \sqrt{\epsilon} \quad (1.3)$$

$$\epsilon = \frac{E_R}{\hbar \Gamma} = \frac{\hbar^2 k^2 / 2M}{\hbar \Gamma} \ll 1 \quad (1.4)$$

Limite associée au recul  $\Delta v_{rec}$

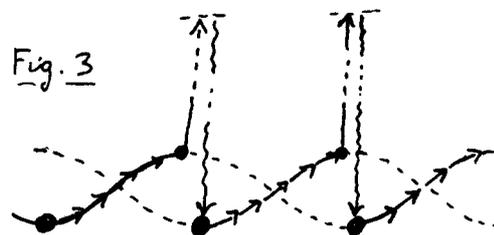
$$\Delta v_{rec} = \hbar k / M \quad (1.5)$$

$\Delta v_{rec}$  : vitesse de recul de l'atome (de masse  $M$ ) lors de l'émission ou de l'absorption d'un seul photon (d'impulsion  $\hbar k$ ).

-  $\Delta v_{rec}$  est la limite des méthodes de refroidissement sub-Doppler, beaucoup plus efficaces que le refroidissement Doppler, apparues à la fin des années 80 (Gaithersburg, Paris, Stanford)

Exemple : refroidissement Sisyphé (Paris)

Par suite de corrélations entre les modulations spatiales de déplacements lumineux et de taux de pompage optique, l'atome en mouvement gravit plus souvent des collines de potentiel qu'il n'en descend (voir cours 90-91)



b - Le refroidissement subrecul

Définition

$$0 < \Delta v < \Delta v_{rec} \iff \delta p < \hbar k \quad (1.6)$$

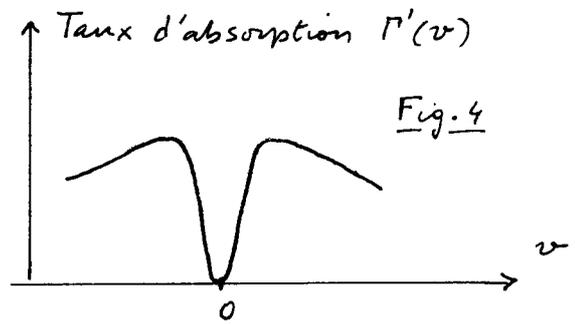
$$\delta p < \hbar k \rightarrow \hbar / \delta p > \hbar / \hbar k \rightarrow \lambda_{deBroglie} = \hbar / \delta p > \lambda_{laser} = 2\pi / k \quad (1.7)$$

Les atomes deviennent délocalisés dans l'onde laser.

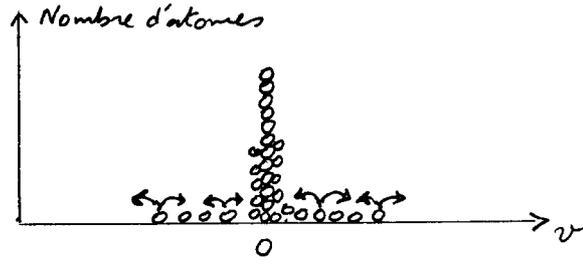
Principe général des méthodes de refroidissement subrecul.

Combinaison de 2 effets :

(i) Filtrage dans l'espace des vitesses bloquant l'absorption de lumière par les atomes  $v \approx 0$ .  
↳ Suppression pour ces atomes ultrafroids du recul aléatoire consécutif à la réémission spontanée de photons.



(ii) Recyclage des atomes.  
Pompage optique des atomes dans l'espace des vitesses transférant les atomes des états  $v \neq 0$  (où ils absorbent de la lumière) vers les états  $v \approx 0$  où ils se retrouvent piégés et s'accumulent.



Les 2 méthodes subrecul actuellement démontrées

(i) VSCPT ("Velocity Selective Coherent Population Trapping") - Paris 1988.  
(voir cours 91-92)

Filtrage : blocage de l'absorption par interférence quantique destructive entre 2 amplitudes d'absorption (introduction, grâce à l'effet Doppler, d'une sélectivité en vitesse dans les états "noirs" découverts à Pise en 1976).

Recyclage : Marche au hasard dans l'espace des  $v$  - Diffusion d'impulsion due aux photons émis spontanément par les atomes  $v \neq 0$ .

(ii) Raman Stanford 1992 - Paris 1994

Filtrage : Impulsions Raman dont le profil spectral est ajusté pour ne pas exciter les atomes  $v \approx 0$ .

Recyclage : Transferts d'impulsion associés aux impulsions Raman poussant les atomes vers  $v = 0$  dans l'espace des  $v$ .

C - Les problèmes posés par le refroidissement subrecul.

Exemples de problèmes

- Les 2 méthodes précédentes ont été démontrées d'abord à 1 dimension. Peut-on les étendre à 2 et 3 dimensions ?
- Peut-on améliorer VSCPT en introduisant une friction qui augmente l'efficacité du recyclage ? Importante pour le passage à 2D et 3D, car une marche au hasard pure dans l'espace des  $v$ , devient de plus en plus inefficace, quand la dimension de l'espace augmente, pour ramener les atomes vers  $v = 0$ .
- Comment allonger le temps d'interaction  $\Theta$  entre atomes et laser ? Peut-on étendre ces méthodes à des atomes piégés ?
- Quelles sont les limites de ces méthodes aux temps longs ( $\Theta \rightarrow \infty$ ) ? Jusqu'où peut-on diminuer la largeur  $\delta v$  de la distribution des vitesses ? Vers quelle valeur tend la proportion d'atomes refroidis ? Augmente-t-on la densité dans l'espace des phases ?
- Pour des conditions expérimentales données, par exemple pour une valeur donnée de  $\Theta$ , comment optimiser le refroidissement ? Quelle est la meilleure stratégie ?

## Les difficultés d'une analyse quantitative.

- Nécessité d'un traitement complètement quantique ( $\lambda_{\text{de Broglie}} > \lambda_{\text{Laser}}$ )
- Difficultés rencontrées par les méthodes traditionnelles de l'optique quantique (équations de Bloch optiques) aux temps longs ( $\Theta \rightarrow \infty$ ):
  - Discrétisation de plus en plus fine de l'impulsion atomique, qui devient nécessaire à cause de l'apparition de structures de plus en plus étroites dans la distribution d'impulsion quand  $\Theta \rightarrow \infty$ .
  - Intervalle total à prendre en compte sur l'axe des  $p$  qui devient de plus en plus grand à cause de la diffusion en impulsion qui croît quand  $\Theta \rightarrow \infty$ .

↳ Impossibilité de résoudre numériquement les équations de Bloch optiques à la limite  $\Theta \rightarrow \infty$ , et donc de déterminer de cette façon les limites ultimes du refroidissement subrecoil.

Nécessité de nouvelles approches plus globales et plus performantes.

## ② Etat actuel du piégeage d'atomes neutres

### a - Pourquoi est-il important de piéger des atomes neutres ?

- Temps de confinement plus longs, permettant un refroidissement plus efficace, une précision plus élevée.
  - Possibilité d'atteindre des densités atomiques  $n$  plus élevées.
- But poursuivi par plusieurs équipes : atteindre les régimes de dégénérescence quantique  $n \lambda_{\text{de Broglie}}^3 > 1$

### b - Pourquoi faut-il au préalable refroidir les atomes ?

- La profondeur  $U$  des pièges pour atomes neutres est très faible (inférieure au degré Kelvin), bien plus faible que celle des pièges à ions (où on peut agir sur la charge de l'ion). Le refroidissement laser des atomes permet de diminuer suffisamment l'énergie cinétique désordonnée des atomes pour qu'ils puissent rester piégés dans un puits de potentiel de profondeur faible.
- Le développement des méthodes de refroidissement laser permettant d'atteindre des températures de plus en plus basses explique le foisonnement des nouvelles méthodes de piégeage qui ont été proposées et démontrées au cours des dernières années.

### c - Pièges dissipatifs et pièges non dissipatifs

2 grandes catégories de pièges suivant qu'existent ou non des forces de friction (dissipatives) superposées aux forces de rappel assurant le piégeage des atomes

#### Exemples de piège dissipatif

#### (i) Piège magnéto-optique ou MOT ("Magneto Optical Trap")

- Proposition à 1D (J. Dalibard 1986) - Extension à 3D et démonstration (Bell-MIT 1987)
- le plus couramment utilisé dans le monde.
- Utilise la pression de radiation résonnante exercée par des ondes laser convergemment polarisées en présence d'un gradient de champ magnétique
- Combine piégeage et friction (Doppler et sub-Doppler). Fonctionne en cellule relativement profonde et de grand volume

#### (ii) Réseaux optiques brillants (Paris, Garching, Munich)

Atomes piégés dans un réseau périodique de micropuits de potentiel.

## Exemples de pièges non dissipatifs :

### (i) Pièges magnétostatiques (sans lumière).

Gradients de champ magnétique  $\vec{B}$ . Configurations présentant un minimum du module  $|\vec{B}|$  de  $\vec{B}$ . Les atomes dont l'énergie magnétique croît avec  $|\vec{B}|$  ("Low-field seekers") sont attirés vers les minima de  $|\vec{B}|$ .

Gaithersburg (1985), MIT (1987), Amsterdam (1988)

### (ii) Gradients d'intensité d'une onde laser très désaccordée de résonance

Suivant le signe du désaccord  $\delta = \omega_L - \omega_A$  entre la fréquence laser  $\omega_L$  et la fréquence atomique  $\omega_A$ , les atomes sont attirés ( $\delta < 0$ ) vers les régions de haute intensité ou repoussés hors de ces régions ( $\delta > 0$ )

- Foyer d'une onde laser très désaccordée (Bell 1986)
- Cavité gravitationnelle : atomes rebondissant sur le "mur" associé à une onde évanescente à la surface d'un miroir (Stanford, Paris, Gaithersburg)
- Réseaux optiques noirs ou gris (Paris, Munich, Constance)

## d - Problèmes posés par les pièges

### Limitations de densité

Diffusion multiple qui introduit une répulsion effective entre atomes, ou collisions mettant en jeu des états excités avec des grandes sections efficaces. Phénomènes apparaissant essentiellement dans des pièges dissipatifs comme le MOT.

Solutions : Ménager une région de l'espace où les atomes sont protégés des effets néfastes de la lumière. Trou dans le faisceau de repompage. Les atomes sont maintenus temporairement dans un niveau hyperfin non résonnant où leur densité peut croître.

Piège "Dark spot" (Dark Spontaneous - Force Optical Trap)  
(MIT 1993)

### Perturbations des niveaux d'énergie

Inévitable : L'absence de monopôle (comme la charge globale d'un ion) nécessite, pour piéger un atome neutre, de distordre ses niveaux d'énergie interne.

Inconvénients pour les mesures de haute précision ou les tentatives de généraliser les méthodes de refroidissement subséquent à des atomes piégés.

### Solutions possibles

- Couper brusquement les champs de piégeage.

Il n'est pas toujours facile de couper brusquement un champ magnétique. Intérêt des pièges comme le TROP ("Trap Relying on Optical Pumping - Paris 1994), pièges dissipatifs basés sur le pompage optique et n'utilisant pas de champ magnétique.

- Faire en sorte que les différences d'énergie entre sous-niveaux fondamentaux ne varie pas d'un point à l'autre dans le piège (condition de résonance Raman non modifiée par le piégeage)

Pièges laser très désaccordés ou pièges électrostatique combinant déplacements lumineux et déplacements Stark (Paris 1995)

### Fuites dans les pièges magnétostatiques

Transitions non adiabatiques de Majorana faisant passer, au voisinage d'un zéro de  $|\vec{B}|$ , les atomes dans un niveau non piégeant.

Solutions possibles

- Utiliser des configurations de champ sans zéros pour  $|\vec{B}|$   
Pièges de Ioffé (MIT Amsterdam)
- Empêcher les atomes d'arriver en un zéro de  $|\vec{B}|$  en les repoussant au moyen d'un faisceau laser très désaccordé (MIT)
- Faire tourner, au moyen de champs magnétiques auxiliaires, le zéro de  $|\vec{B}|$  suffisamment rapidement dans l'espace pour que le potentiel de piégeage moyenné n'ait plus de zéros  
Piège TOP ("Time-Averaged Orbiting Potential" Boulder 1995)

③ Quelques tendances d'évolution du domaine de recherche

a - Développement des domaines d'application des atomes ultrafroids

Métrologie et spectroscopie à haute résolution

- Exemple des horloges atomiques à atomes froids (Fontaines à atomes - Projets d'horloge en satellite).  
Importance pour le système GPS ("Global Positioning System") et les tests de relativité générale.
- Exemple de la mesure de  $\hbar/M$

Optique atomique et interférométrie atomique

Extension aux ondes de de Broglie atomiques des dispositifs et des méthodes utilisées pour la lumière (voir cours 92-93 et 93-94)

Optique non linéaire

Les atomes ultrafroids utilisés comme un milieu non linéaire pour réaliser de la conjugaison de phase, des états comprimés...

b - Des points de contact fructueux avec d'autres disciplines ou d'autres domaines de recherche

Les réseaux optiques d'atomes

- Atomes piégés et refroidis aux nœuds d'un réseau spatial périodique de micropuits de potentiel créés par la lumière
- Utilisation de concepts développés en physique des solides (Bandes de niveaux d'énergie, Oscillations de Bloch...)

Simulations Monte Carlo et vols de Lévy

- Nouvelles méthodes d'analyse quantitative des limites ultimes du refroidissement laser - Approches statistiques beaucoup plus performantes que les équations de Bloch optiques.
- Echanges fructueux avec la physique statistique (diffusion anormale), la théorie de la mesure (sauts quantiques).

Le refroidissement évaporatif

- Méthode de refroidissement très efficace utilisant les collisions élastiques entre atomes piégés dans un piège non dissipatif.  
Principe: Lors d'une collision entre 2 atomes piégés, l'un des 2 atomes peut acquérir une énergie suffisante pour s'échapper du piège. Après rethermalisation par collisions, les atomes restant dans le piège ont une énergie moyenne, et donc une température, plus basse.

- Méthode initialement développée lors des recherches sur l'hydrogène polarisé (MIT, Amsterdam), et étendue très récemment avec beaucoup de succès à des alcalins piégés, préalablement refroidis par laser (MIT, Stanford, Boulder, Houston)

C - Vers de nouveaux états de la matière

- Observation très récente par l'équipe de E. Cornell à Boulder (M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, E.A. Cornell, Science, 269, 198, 1995) d'une condensation de Bose Einstein sur des atomes <sup>87</sup>Rb, piégés dans un piège TOP après refroidissement laser, puis refroidis par évaporation. Première observation d'une condensation d'un gaz de Bose-Einstein: Nombre macroscopique d'atomes se condensant dans l'état fondamental du piège.
- Autres observations du même type sur des atomes de <sup>7</sup>Li (C.C. Bradley, C.A. Sackett, J.J. Tollett, R.G. Hulet, PRL 75, 1687, 1995)
- Perspectives fascinantes ouvertes par la réalisation de tels condensats d'atomes.
- Etude, par plusieurs groupes, de divers schémas pour réaliser un "laser à atomes", où un nombre macroscopique d'atomes serait condensé dans un mode unique d'une cavité atomique par interaction avec un réservoir non thermique.  
Pompasge optique des atomes dans un mode de la cavité avec amplification due au facteur de Bose et pertes sélectives privilégiant un mode.

④ Buts du cours 1995-96

- Décrire un certain nombre de développements récents sur les atomes ultrafroids, en privilégiant des approches générales comme les approches statistiques (vols de Lévy) donnant un éclairage nouveau sur les limites ultimes du refroidissement laser.
- Aborder l'étude d'autres méthodes de refroidissement, comme le refroidissement évaporatif et préparer ainsi le terrain pour les cours des années ultérieures où seront abordés les effets de dégénérescence éventuelle.

Références générales

Comptes rendus des dernières conférences de Physique Atomique (Boulder - Août 1994) et de Spectroscopie Laser (Capri, Juin 1995)

Des références plus détaillées seront données dans les chapitres suivants de ce cours sur les sujets qui y seront abordés.