

Etude de la longueur de cohérence  
d'un condensat - Expérience de Gaithersburg

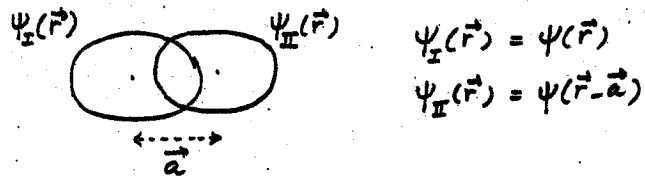
- ① Introduction T. 221 - T. 225
  - Principe de l'expérience
  - Autres expériences récentes utilisant des méthodes analogues
- ② Rappels sur la diffraction d'un jet atomique par un réseau lumineux périodique T. 226 - T. 236
  - Régime de Raman - Nath
  - Régime de Bragg
  - Description des phénomènes dans le référentiel au repos de l'atome
  - Exemples de résultats expérimentaux
- ③ L'expérience de Gaithersburg T. 237 - T. 246
  - Séquence temporelle
  - Effet des interactions
  - Correction des fluctuations
  - Résultats expérimentaux
  - Conclusion
- ④ Coupleur de sortie utilisant des transitions Raman stimulées entre un état piégeant et un état non piégeant T. 247 - T. 250
  - Principe
  - Résultats expérimentaux

Références T. 251 - T. 252

But de ce cours

Décrire une autre méthode de mesure de la longueur de cohérence  $\lambda_c$  d'un condensat (Ref. 1)

L'idée consiste à préparer 2 copies identiques du même condensat, séparées d'une distance  $a$ ,



puis de mesurer un signal proportionnel à l'intégrale de recouvrement  $I$

$$I = \int \Psi_{II}^*(\vec{r}) \Psi_I(\vec{r}) d^3r = \int \psi^*(\vec{r}-\vec{a}) \psi(\vec{r}) d^3r$$

$$= \int \psi^*(\vec{r}) \psi(\vec{r}+\vec{a}) d^3r = \langle \vec{r}+\vec{a} | \rho^{(1)} | \vec{r} \rangle$$

On mesure ainsi directement la cohérence spatiale globale  $G(\vec{a})$  introduite dans le cours VII (voir T-190)

Détermination de  $\lambda_c$

- On mesure l'intégrale de recouvrement  $I$  pour diverses valeurs de  $a$
- Si la phase du condensat est la même en tous les points du condensat, la décroissance de  $I$  avec  $a$  se fait sur une distance de l'ordre de l'extension spatiale du condensat

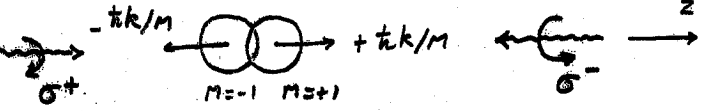
- Au lieu de mesurer la distribution d'impulsion  $\mathcal{P}(\vec{p})$ , qui n'est autre que la transformée de Fourier de  $G(\vec{a})$  (expérience décrite dans le cours VII), on mesure ici directement  $G(\vec{a})$

Autres expériences analogues

Mesure de  $G(\vec{a})$  sur des nuages d'atomes ultrafroids (non condensés) obtenus par refroidissement subreseau utilisant des résonances noires sélectives en vitesse [Ref.2]

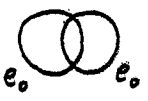
Mesure de  $G(\vec{a})$  dans les expériences de refroidissement subreseau

- Le refroidissement de He métastable par piégeage cohérent de population sélectif en vitesse (VSCPT) porte les atomes dans une superposition de 2 paquets d'ondes dans les états  $M = \pm 1$  du niveau  $2^3S_1$ , s'éloignant avec les vitesses  $\pm \hbar k/M$



- On laisse les atomes en vol libre pendant une durée  $T_D$ . les 2 paquets d'ondes se séparent de  $a = 2\hbar k T_D/M$

- On applique 2 faisceaux laser  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$  se propageant en sens inverse qui couplent l'état précédent à un état final formé de 2 paquets d'ondes immobiles dans le même état interne  $e_0$  ( $M=0$  de  $2^3P_1$ )



- Le signal observé est proportionnel à la probabilité d'excitation de l'atome, elle-même proportionnelle à

$$\frac{1}{2} [1 + G(a)]$$

où  $G(a)$  est l'intégrale de recouvrement des 2 paquets d'ondes avec l'atome dans  $e_0$

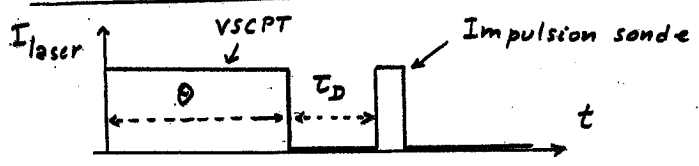
- La motivation de cette expérience était de mesurer  $\mathcal{P}(\vec{p})$

Le refroidissement subreseau permet d'atteindre des températures de l'ordre du nanokelvin, trop basses pour être mesurables par les méthodes de temps de vol traditionnelles, le nuage d'atomes ayant une extension spatiale initiale trop grande

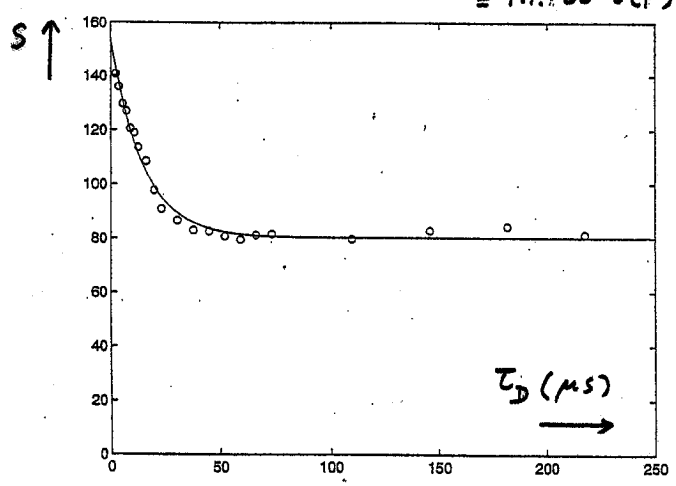
- Il est plus facile alors de mesurer  $G(\vec{a})$  et d'en déduire par transformée de Fourier  $\mathcal{P}(\vec{p})$

Analogie avec la spectroscopie de Fourier en optique

Exemple de résultat T-225



$S \propto \frac{1}{2} (1 + G(a))$        $G(a) = \int dx \psi^*(x) \psi(x+a)$   
 = T.F. de  $\mathcal{P}(p)$



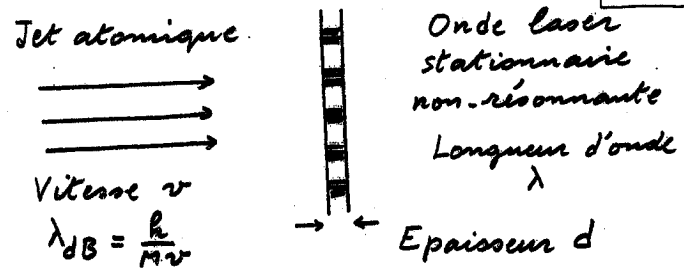
$\frac{\delta p}{\hbar k} = \frac{1}{25}$        $T = \frac{T_{\text{excit}}}{625} = 8 \text{ nK}$

Figure extraite de la ref. 2

Comment préparer une "copie" d'un condensat ? T-226

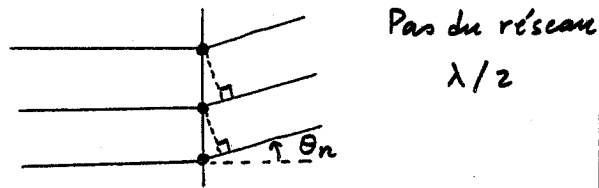
- Transition à 2 photons par effet Raman stimulé entre 2 états fondamentaux de même nombre quantique avec des impulsions laser très brèves
- Durée  $\tau$  des impulsions  $\ll \frac{\hbar}{E_{\text{excit}}} = \frac{2M}{\hbar k^2}$
- Dans l'expérience décrite dans le cours VII, on avait au contraire  $\tau \gg \hbar/E_{\text{excit}}$  de manière à avoir des transitions Raman très sélectives en vitesse
- Pour bien comprendre les différences entre ces 2 régimes, il sera utile de revenir aux expériences de diffraction d'un jet atomique par une onde laser stationnaire et de discuter les différences entre le régime de Raman-Nath et le régime de Bragg

Diffraction d'un jet atomique par une onde laser stationnaire (Refs 3 à 7) T-227



① Régime de Raman-Nath

$d$  est très petit  
 L'effet de la traversée de l'onde lumineuse est équivalent à celui d'une lame de phase pour l'onde de de Broglie



Angles  $\theta_n$  de diffraction  $\frac{\lambda_{\text{opt}}}{2} \sin \theta_n = n \lambda_{\text{dB}}$   
 $\sin \theta_n = 2n \frac{\lambda_{\text{dB}}}{\lambda_{\text{opt}}}$        $n = \pm 1, \pm 2, \dots$

Interprétation corpusculaire T-228

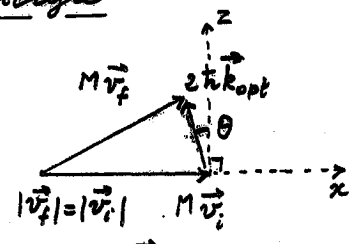
Transfert d'impulsion  $2\hbar k_{\text{opt}}$  par des processus de redistribution (absorption dans une onde suivie d'une émission stimulée dans

$2n \frac{\hbar k_{\text{opt}}}{\hbar/\lambda_{\text{opt}}} = \frac{Mv \sin \theta_n}{\hbar/\lambda_{\text{dB}}}$

$\rightarrow \sin \theta_n = 2n \frac{\lambda_{\text{dB}}}{\lambda_{\text{opt}}}$

Conservation de l'énergie

La diffraction par un potentiel statique ne change pas le module de l'impulsion de l'atome



Le transfert d'impulsion  $2\hbar k_{\text{opt}}$  de l'onde laser fait donc un angle  $\theta$  avec  $Ox$   
 $\theta = \frac{\hbar k_{\text{opt}}}{Mv}$

Ceci est possible à cause de l'extension finie  $d$  du faisceau laser entraînant une dispersion d'impulsion des photons  $\sim \hbar/d$  suivant  $Ox$

Condition de validité du régime de Raman-Nath T-229

$\hbar/d$  doit être suffisamment grand pour permettre au transfert d'impulsion de l'onde laser de faire avec  $Oz$  un angle plus grand que  $\theta = \hbar k_{opt} / Mv$

$$\frac{\hbar/d}{\hbar k_{opt}} \gg \frac{\hbar k_{opt}}{Mv}$$

$$\frac{d}{v} = \tau_{traversée} \ll \frac{M}{\hbar k_{opt}^2} = \frac{\hbar}{2 E_{recoil}}$$

Le temps de traversée de l'onde laser par l'atome doit être très court devant  $\frac{\hbar}{E_{recoil}}$

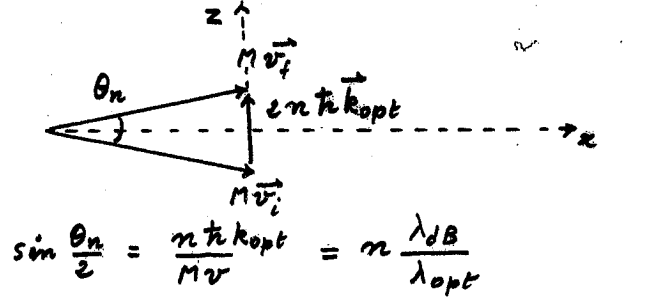
② Régime de Bragg  $\tau_{traversée} \gg \frac{\hbar}{E_{recoil}}$

On a alors un faisceau laser très large.

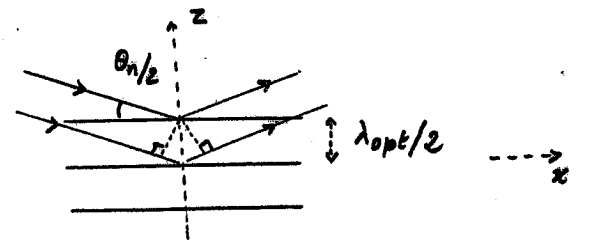
La dispersion d'impulsion des photons suivant  $Ox$  est trop faible pour permettre une conservation simultanée de l'énergie et de l'impulsion si la vitesse atomique initiale est dirigée suivant  $Ox$

Diffraction de Bragg T-230

Interprétation corpusculaire



Interprétation ondulatoire



$$2 \frac{\lambda_{opt}}{2} \sin \frac{\theta_n}{2} = n \lambda_{dB}$$

$$\sin \frac{\theta_n}{2} = n \frac{\lambda_{dB}}{\lambda_{opt}}$$

La vitesse incidente doit être inclinée par rapport à  $Ox$

Premières expériences de diffraction T-231

d'un jet atomique par une onde stationnaire

Voir références 3 à 6

Interferomètre atomique utilisant la diffraction de Bragg comme lame séparatrice

Voir référence 7

Preuve du caractère cohérent de la diffraction

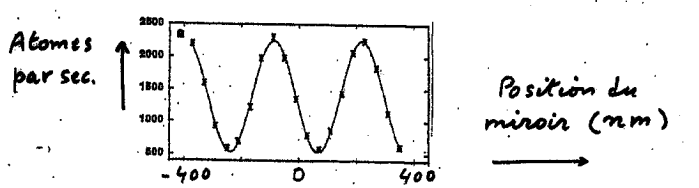
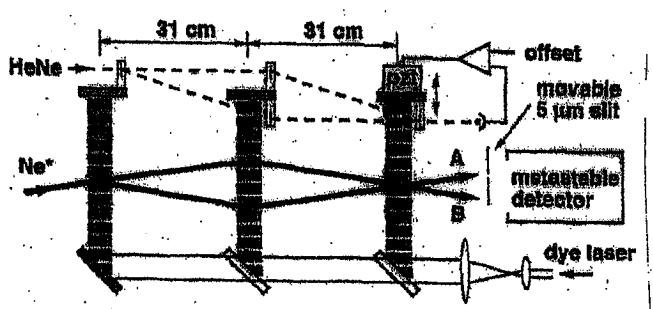


Figure extraite de la référence

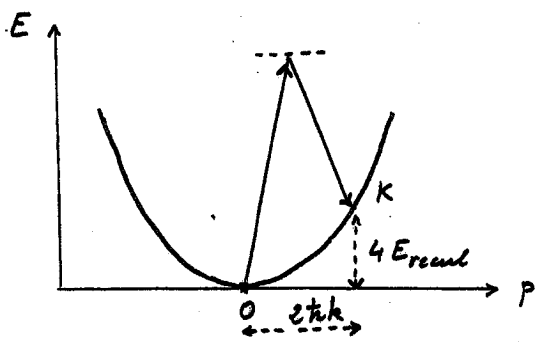
Description des phénomènes dans le référentiel au repos de l'atome T-232

- L'atome "voit" des impulsions laser de durée  $\tau_{traversée}$
- Les régimes de Raman-Nath (et de Bragg) correspondent à des impulsions de durée très courte (très longue) devant  $\hbar/E_{recoil}$
- La redistribution de photons entre les 2 ondes correspond, dans le référentiel au repos de l'atome, à une transition par effet Raman stimulé entre 2 états de même nombre quantique interne
- Si le régime étudié est celui de Bragg, l'angle de la trajectoire atomique avec le faisceau laser n'est pas égal à  $90^\circ$ . Les 2 fréquences apparentes des 2 ondes laser se propageant en sens opposé subissent des décalages Doppler de signes contraires et ne sont plus identiques

Condensat soumis à 2 impulsions laser se propageant dans des sens opposés T.233

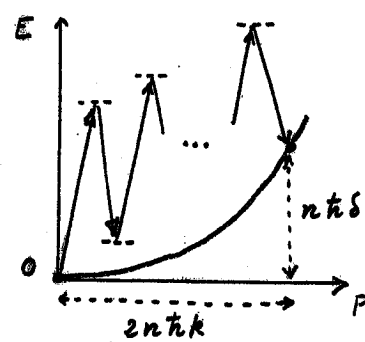
Situations équivalentes au régime de Bragg  $\tau \gg \hbar/E_{reuil}$

La dispersion en énergie des impulsions laser,  $\hbar/\tau$ , est beaucoup plus faible que l'écart d'énergie entre les 2 états reliés par la transition Raman



Si l'on part de O ( $p=0, E=0$ ), on arrive à K ( $p=2\hbar k, E=4 \frac{\hbar^2 k^2}{2M} = 4 E_{reuil}$ )

Transitions de type Bragg d'ordre supérieur T.234



$\delta$ : Désaccord entre les 2 ondes laser  
 $n$  cycles absorption + émission stimulée

Résonance si  $n\hbar\delta = n \frac{4\hbar^2 k^2}{2M} = 4n E_{reuil}$

Problème à 2 niveaux équivalent

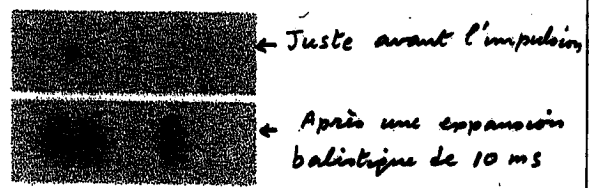
Le niveau de départ et le niveau final relié de manière résonnante au 1<sup>er</sup> sont couplés avec une fréquence de Rabi effective proportionnelle à  $\Omega_1^{2n}$

Si la durée de l'impulsion  $\tau$  est telle que  $\hbar/\tau \ll \hbar k \delta p/M$  où  $\delta p$  est la dispersion d'impulsion du condensat, on peut transférer une tranche de vitesse bien définie du condensat (cas de l'expérience décrite dans le cours VII)

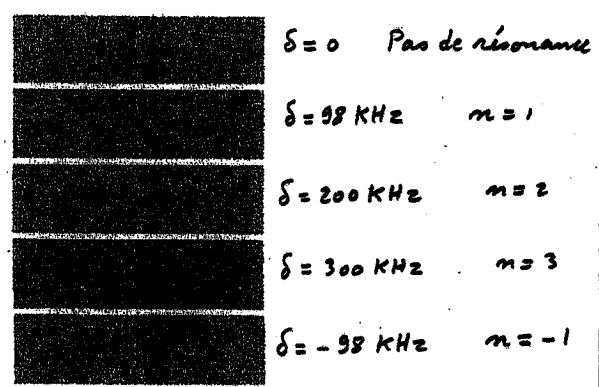
Exemples de résultats expérimentaux T.235

Figures extraites de la référence 8

- Transfert d'une tranche de vitesse après une phase d'expansion balistique
- Durée de l'impulsion : 55  $\mu s$



- On diminue considérablement  $\delta p$  en ouvrant adiabatiquement le piège. Toute la distribution de vitesse est alors transférée
- Observation de résonances d'ordre supérieur



Situations équivalentes au régime de Raman-Nath T.236

$\tau \ll \frac{\hbar}{E_{reuil}}$

- Les impulsions laser sont alors très brèves.

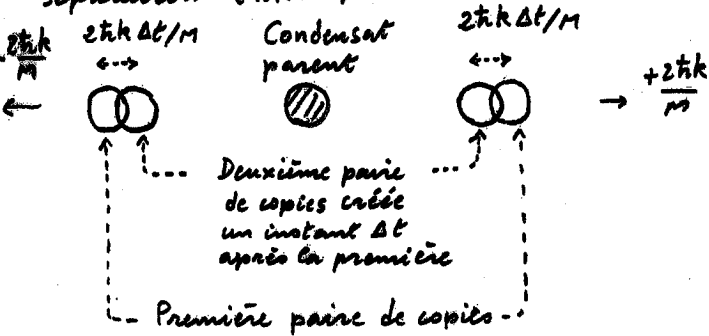
Pour Na,  $\frac{\hbar}{E_{reuil}} \approx 40 \mu s$

Les expériences de la référence sont faites avec  $\tau = 100 ns$

- Il n'est plus alors nécessaire de prendre 2 fréquences différentes pour les 2 impulsions laser
- Des transferts de toutes les classes de vitesses du condensat sont alors possibles avec des changements d'impulsion  $2n\hbar k, n = \pm 1, \pm 2, \dots$
- Si l'intensité laser n'est pas très élevée, les transferts  $|n| > 1$  sont négligeables devant les transferts  $n = \pm 1$

Principe de l'expérience de Gaithersburg T.237

- Impulsions brèves d'onde stationnaire  $T \ll \hbar/E_{\text{recul}}$
- Une première impulsion à  $t=0$  crée 2 copies du condensat "parent" s'éloignant de ce condensat parent avec des vitesses  $\pm 2\hbar k/M$
- A l'instant  $\Delta t$ , une 2<sup>ème</sup> impulsion d'onde stationnaire crée 2 nouvelles copies séparées des 2 premières de  $2\hbar k \Delta t/M$
- L'ensemble des 2 paires de copies s'éloigne du condensat parent à la vitesse  $\pm 2\hbar k/M$ , en gardant la même séparation  $2\hbar k \Delta t/M$



Signal mesuré T.238

- On mesure le nombre total d'atomes s'éloignant vers la droite  $N_d$ .
- Les 2 copies s'éloignant vers la droite sont cohérentes et ont un certain recouvrement. Le signal  $N_d$  est donc sensible à l'interférence entre les 2 copies et par suite à l'intégrale de recouvrement  $G(a)$  entre ces 2 copies avec  $a = 2\hbar k \Delta t/M$
- On recommence l'expérience en faisant varier  $\Delta t$  et donc  $a$
- On obtient ainsi  $G(a)$  en fonction de  $a$

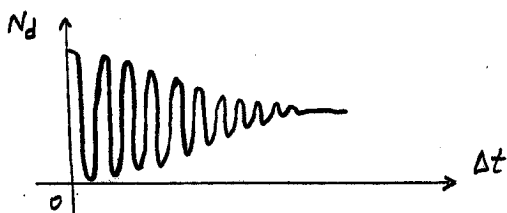
Déphasage entre les 2 copies s'éloignant vers la droite

Négligeons tout d'abord les interactions

Entre l'instant  $t=0$  et l'instant  $t=\Delta t$  où est créée la 2<sup>ème</sup> copie, la 1<sup>ère</sup> copie a une énergie  $4E_{\text{recul}}$  par rapport au condensat. Elle accumule donc un déphasage  $4E_{\text{recul}} \Delta t/\hbar$  par rapport à la 2<sup>ème</sup> copie

Interférence entre les 2 copies T.239

- Après l'instant  $t=\Delta t$ , les 2 copies ont la même énergie et le déphasage entre elles,  $4E_{\text{recul}} \Delta t/\hbar$ , ne change plus
- Si  $\Delta t$  est suffisamment petit pour que l'écart  $a = 2\hbar k \Delta t/M$  entre les 2 copies soit petit devant leur extension spatiale, le recouvrement des 2 copies est total et leur interférence ne dépend que du déphasage  $4E_{\text{recul}} \Delta t/\hbar$  acquis entre 0 et  $\Delta t$ .  
On s'attend donc à observer une modulation de  $N_d$  à la fréquence  $4E_{\text{recul}}/\hbar$  et un contraste 1
- Pour des valeurs plus grandes de  $\Delta t$ , les 2 copies ne se recouvrent plus et le contraste de la modulation diminue et s'annule quand  $a = 2\hbar k \Delta t/M \gg \lambda_c$



Effet des interactions T.240

Les atomes subissant la transition Raman acquièrent non seulement l'énergie cinétique  $4E_{\text{recul}}$ , mais aussi une énergie d'interaction supplémentaire  $g n(\vec{r})$  due au champ moyen,  $n(\vec{r})$  étant la densité d'atomes en  $\vec{r}$

Même effet que celui discuté dans le cours VII (voir T.201 et T.202)

Ordre de grandeur de l'effet des interactions

Calculé dans la référence 1

Change la fréquence de modulation du signal. Ajoute 0.3 KHz à la fréquence  $4E_{\text{recul}}/\hbar \approx 100.1 \text{ KHz}$

Effet faible

Procédure expérimentale

T.241

Une paire d'impulsions séparées de  $\Delta t$  serait en principe suffisante

Difficultés liées aux fluctuations

- de l'efficacité  $\beta$  du transfert Raman (fluctuations de l'intensité laser)
- du nombre d'atomes condensés  $N$

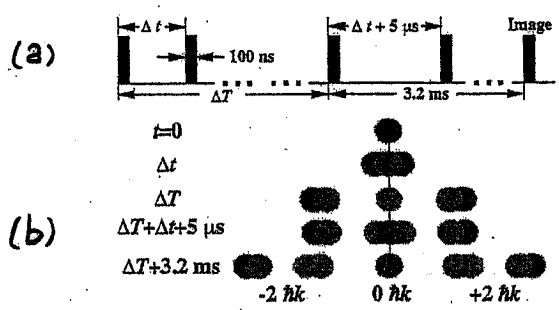
Solution utilisée pour ces difficultés

- On utilise 2 paires d'impulsions successives, la 1<sup>ère</sup> paire avec une séparation  $\Delta t$ , la 2<sup>ème</sup> avec une séparation  $\Delta t + 5 \mu s$ ,  $5 \mu s$  étant la demi-période des oscillations du signal  $N_d$  à la fréquence  $4 E_{rec} / \hbar$
- La somme  $N_d(\Delta t) + N_d(\Delta t + 5 \mu s)$  est indépendante de  $\Delta t$  et sert à normaliser le signal  $N_d(\Delta t)$  pour le corriger des fluctuations mentionnées plus haut
- Le signal utilisé est donc

$$\frac{N_d(\Delta t)}{N_d(\Delta t) + N_d(\Delta t + 5 \mu s)}$$

T.242

(a) : Séquence temporelle



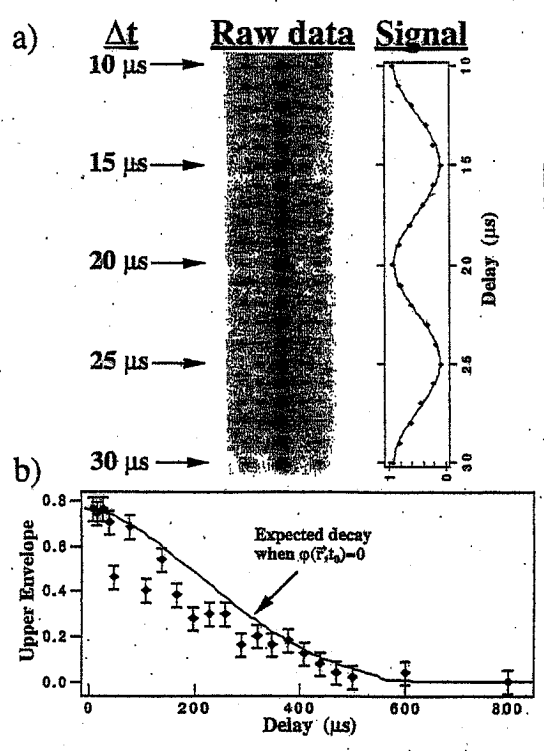
(b)

(b) Position des paires de copies aux divers instants

Figure extraite de la référence 1

Résultats expérimentaux

T.243

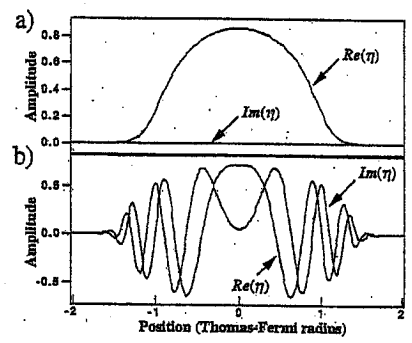


Figures extraites de la référence 1

Parties réelle et imaginaire de la solution de l'équation de Gross-Pitaevskii

T.244

Figures extraites de la référence 1



(a) Condensat piégé

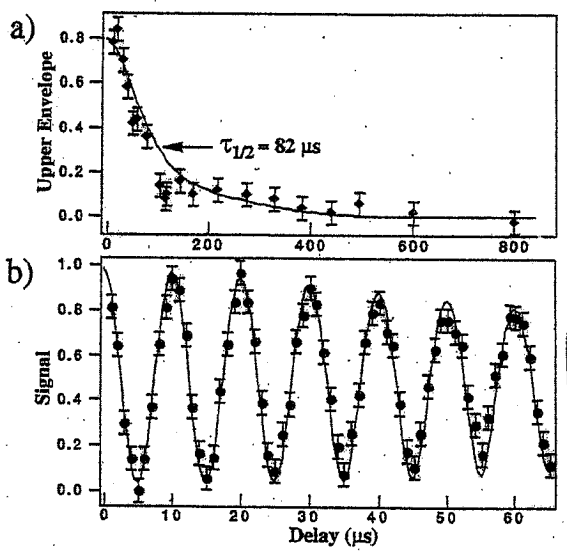
(b) Après une expansion balistique de 8 ms

Pour un condensat piégé, la fonction d'onde est réelle

Au cours de l'expansion balistique, les interactions accélèrent les atomes. Une phase variant avec  $\vec{r}$  apparaît

$\mathcal{P}(p)$  devient plus large et  $\lambda_c$  doit diminuer

Résultats expérimentaux après une expansion balistique de 1.2 ms T-245



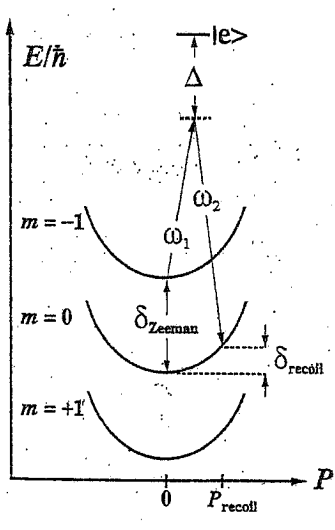
Figures extraites de la référence 1  
 Les courbes en trait plein sont calculées à partir de l'équation de Gross-Pitaevskii  
 L'amortissement du contraste est plus rapide que sur la courbe de T-  
 La longueur de cohérence est donc plus petite

Conclusion T-246

- Les résultats de l'expérience décrite plus haut montrent que la longueur de cohérence du condensat piégé est de l'ordre de son extension spatiale
- La coupure du piège et l'expansion balistique qui s'ensuit font apparaître des variations de phases dues à l'accélération communiquée par les interactions et la longueur de cohérence diminue
- Les prédictions théoriques basées sur la résolution de l'équation de Gross-Pitaevskii sont, dans les 2 cas (condensat piégé et expansion balistique), en bon accord avec les observations expérimentales

Transitions par effet Raman stimulé entre un état piégeant (m = -1) et un état non piégeant (m = 0) T-247

Figure extraite de la référence 9



Laser à atomes avec coupleur de sortie basé sur l'effet Raman

Avantage  
 Les atomes qui sortent ont une vitesse ( $2\hbar k/m$ ) plus élevée que dans le système utilisant un coupleur de sortie radiofréquence

$P_{recoil} = 2\hbar k$        $\delta_{recoil} = 4 E_{recoil}$

Exemple de résultats expérimentaux T-248

- A - Condensat initial
- B - Avec des impulsions laser ayant des polarisations orthogonales, le transfert  $m = -1 \rightarrow m = 0$  peut se faire
- C - Avec des polarisations parallèles, l'état interne ( $m = -1$ ) ne peut pas changer

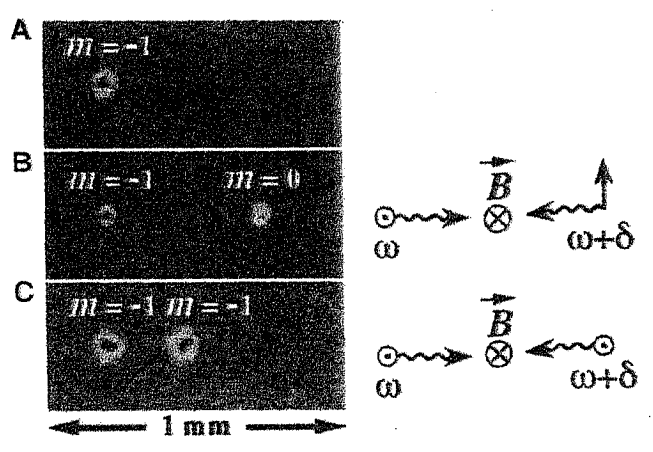


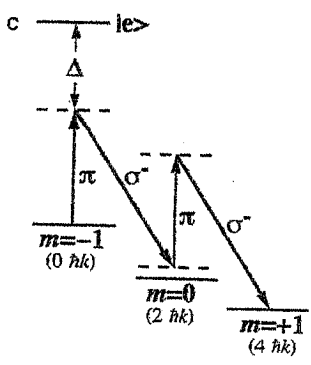
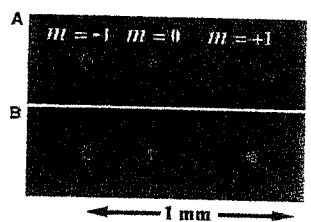
Figure extraite de la référence 9



Transitions Raman d'ordre supérieur

Figure extraite de la référence 9

T.249



- A - Piège coupé immédiatement après l'impulsion laser
- B - Piège maintenu 4 ms après l'impulsion laser. Les atomes dans l'état  $m = +1$  sont accélérés

Atomes éjectés hors du condensat après

n impulsions laser

T.250

- A:  $n=1$     B:  $n=3$     C: 6
- D: Suite d'impulsions avec une fréquence de répétition de 20 KHz

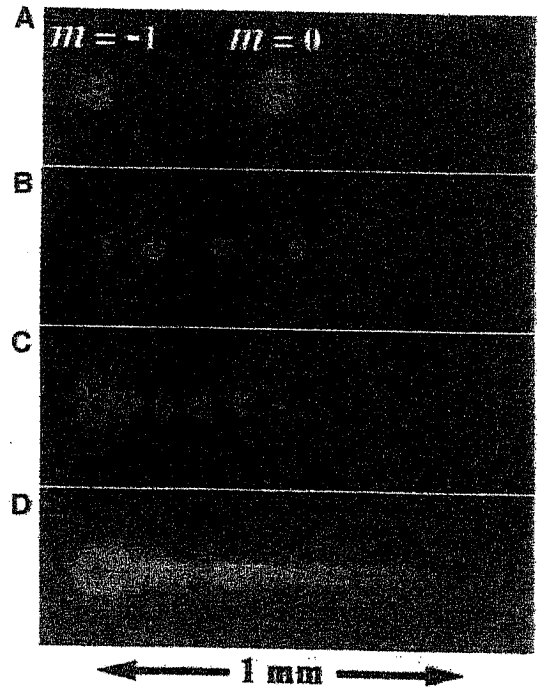


Figure extraite de la référence 9

Références

T.251

- (1) E. Hagley, L. Deng, M. Kozuma, M. Trippenbach, Y. Band, M. Edwards, M. Doery, P. Julienne, K. Helmerson, S. Rolston, W. Phillips, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3112 (1999)
- (2) B. Saubamea, T. Hijmans, S. Kuhn, E. Rasel, E. Peik, M. Ledue, C. Cohen-Tannoudji *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3146 (1997)
- (3) P. Moskowitz, P. Gould, S. Atlas, D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 370 (1983)
- (4) P. Gould, G. Ruff, D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 827 (1986)
- (5) P. Martin, B. Oldaker, A. Micklich, D. Pritchard *Phys. Rev. Lett.* **60**, 515 (1988)
- (6) C. Cohen-Tannoudji  
Cours au Collège de France 1993-94
- (7) D. Giltner, R. McGowan, S. Lee *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2638 (1995)

Références (suite)

T.252

- (8) M. Kozuma, L. Deng, E. Hagley, J. Wen, R. Lutwak, K. Helmerson, S. Rolston, W. Phillips, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 871 (1999)
- (9) E. Hagley, L. Deng, M. Kozuma, J. Wen, K. Helmerson, S. Rolston, W. Phillips *Science*, **283**, 1706 (12 March 1999)