

Transmission cohérente et interaction de type gravitationnel dans un nuage froid de Strontium

Soutenance de thèse

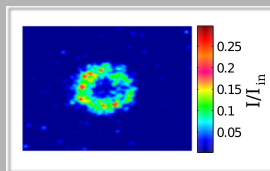
Maryvonne Chalony

Université de Nice Sophia-Antipolis, Institut Non Linéaire de Nice
Directeur : David Wilkowski

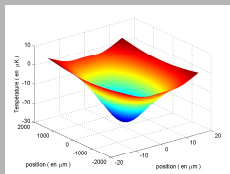
16 décembre 2010

Développements effectués durant cette thèse

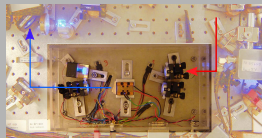
Transmission cohérente



Piège dipolaire à 780nm

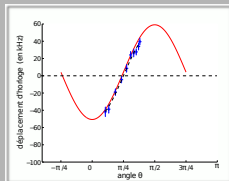


Doublage de fréquence

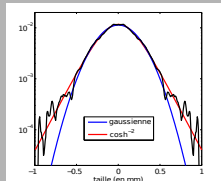


Génération de 200mW à 461nm

Longueur d'onde magique



Systèmes autogravitants



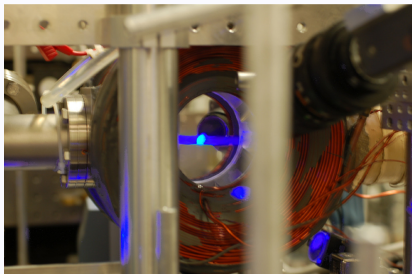
- Refroidissement sur Strontium
- Transmission cohérente par un milieu diffusant
- Interaction de type gravitationnel dans les atomes froids
- Conclusion et perspectives

Plan

- Refroidissement sur Strontium
- Transmission cohérente par un milieu diffusant
- Interaction de type gravitationnel dans les atomes froids
- Conclusion et perspectives

Refroidissement de l'atome de Strontium 88

Deux phases de refroidissement : la transition bleue et rouge

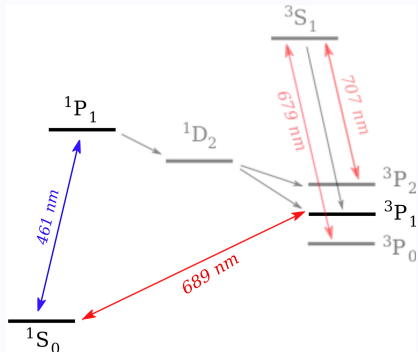


Refroidissement sur la transition $^1S_0 - ^1P_1$

Nombre d'atomes : quelques 10^8

Température : 10mK

Temps de vie du niveau excité : $\sim 5\text{ns}$



Refroidissement sur la transition $^1S_0 - ^3P_1$

Nombre d'atomes : $2 \cdot 10^5$ à $2 \cdot 10^7$

Température : 0.8 à $5\mu\text{K}$

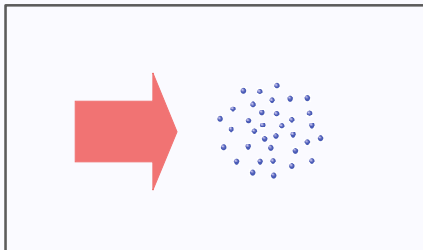
Temps de vie du niveau excité : $\sim 21\mu\text{s}$

Plan

- Refroidissement sur Strontium
- Transmission cohérente par un milieu diffusant
 - Phénomènes de diffusion dans les atomes froids
 - Montage/principe expérimental
 - Observations expérimentales
 - Origine de la surintensité
 - Temps caractéristique à l'extinction de la sonde
 - L'hypothèse de complémentarité
 - Conclusion
- Interaction de type gravitationnel dans les atomes froids
- Conclusion et perspectives

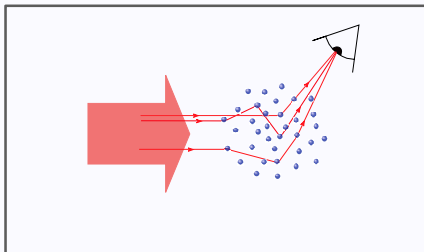
Un milieu diffusant : le nuage d'atomes froids

Thématique historique du groupe niçois



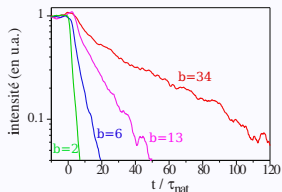
Un milieu diffusant : le nuage d'atomes froids

Thématique historique du groupe niçois



● Hors axe : le piégeage de radiation

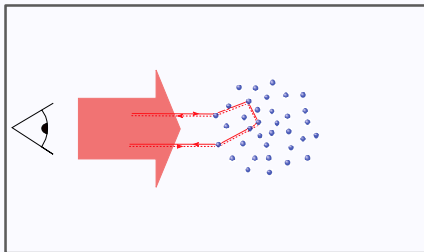
Temps caractéristique de piégeage de l'énergie dans le système



Slow diffusion of light in a cold atomic cloud, G. Labeyrie, E. Vaujour, C.A.Muller, D. Delande, C. Miniatura, D. Wilkowski, R. Kaiser, Phys. Rev. Lett. 91, 223904 (2003)

Un milieu diffusant : le nuage d'atomes froids

Thématique historique du groupe niçois

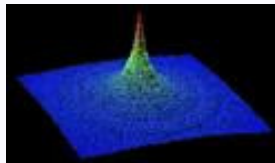


- **Hors axe : le piégeage de radiation**

Temps caractéristique de piégeage de l'énergie dans le système

- **Vers l'arrière : le cône de rétro-diffusion cohérente**

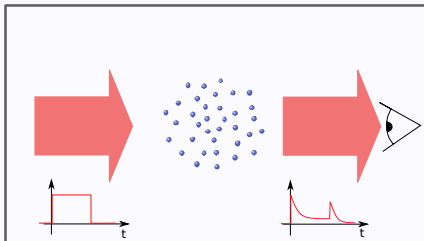
Interférences constructives vers l'arrière entre chemins de diffusion réciproques



Coherent backscattering of light by cold atoms, G. Labeyrie, F. de Tomasi, J.-C. Bernard, C.A. Müller, Ch. Miniatura and R. Kaiser Phys. Rev. Lett., 83, 5266 (1999)

Un milieu diffusant : le nuage d'atomes froids

Thématique historique du groupe niçois



- **Hors axe : le piégeage de radiation**

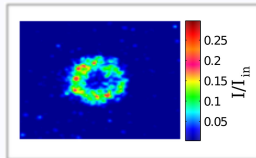
Temps caractéristique de piégeage de l'énergie dans le système

- **Vers l'arrière : le cône de rétro-diffusion cohérente**

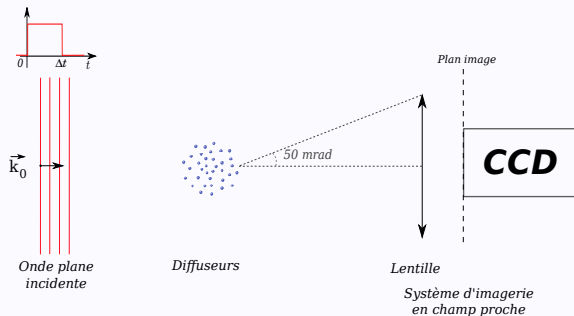
Interférences constructives vers l'arrière entre chemins de diffusion réciproques

- **Vers l'avant : la transmission cohérente**

Étude spatio-temporelle de l'intensité transmise



Montage expérimental



Échantillon obtenu après refroidissement sur la transition d'intercombinaison

Configuration : imagerie d'ombre

Sonde à résonance sur transition $^1S_0 - ^3P_1$

à faible saturation ($s \sim 0.5$)

Temps de sonde :

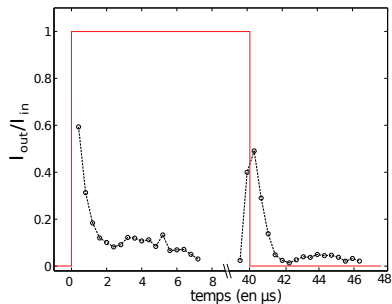
$$\Delta t = 40 \mu s$$

Échelle de temps naturelle : $\tau_{nat} = 21 \mu s$

Résolution temporelle et spatiale du système d'imagerie : $\delta t = 400 ns$
et $\sim 15 \mu m$

Une étude de la dynamique spatio-temporelle est donc possible

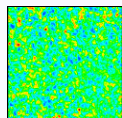
Observations expérimentales



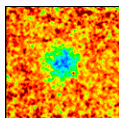
$$b \sim 10$$

$$T \sim 4\mu K$$

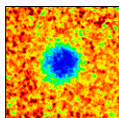
Observations expérimentales



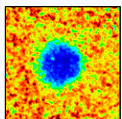
$t = 0 \mu\text{s}$



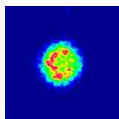
$t = 0.8 \mu\text{s}$



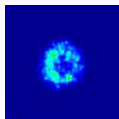
$t = 1.6 \mu\text{s}$



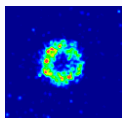
$t = 6.4 \mu\text{s}$



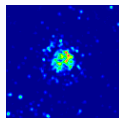
$t = 40.4 \mu\text{s}$



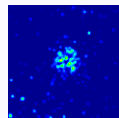
$t = 41.2 \mu\text{s}$



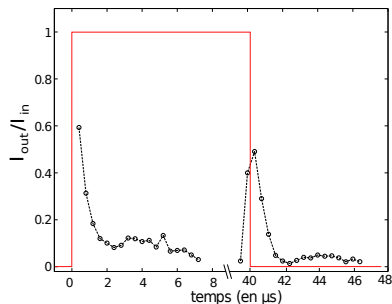
$t = 42 \mu\text{s}$



$t = 44.4 \mu\text{s}$



$t = 46 \mu\text{s}$



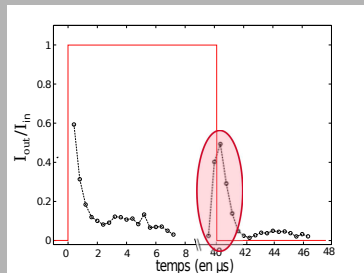
$$b \sim 10$$

$$T \sim 4 \mu\text{K}$$

À l'extinction de la sonde

Questions :

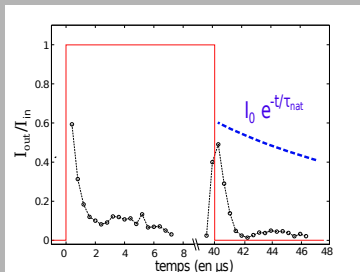
- Effet "flash" : origine de la présence de cette surintensité



À l'extinction de la sonde

Questions :

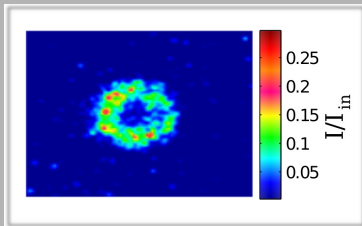
- Effet “flash” : origine de la présence de cette surintensité
- **Le temps caractéristique :**
 $1\mu s \ll \tau_{nat} = 21\mu s$?



À l'extinction de la sonde

Questions :

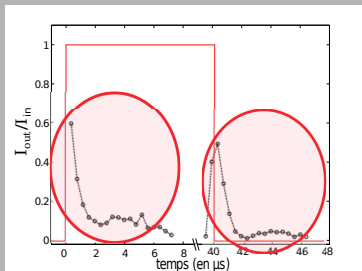
- Effet “flash” : origine de la présence de cette surintensité
- Le temps caractéristique :
 $1\mu s \ll \tau_{nat} = 21\mu s$?
- **Présence d'une dynamique spatio-temporelle**



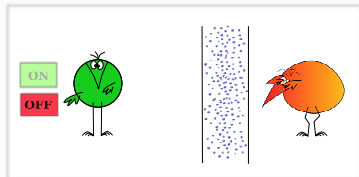
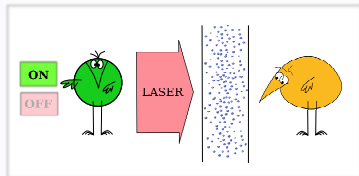
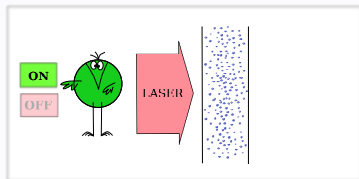
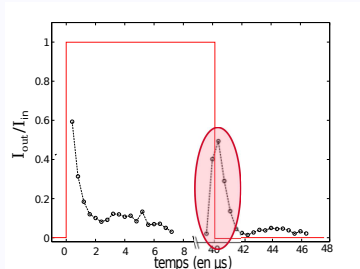
À l'extinction de la sonde

Questions :

- Effet "flash" : origine de la présence de cette surintensité
- Le temps caractéristique : $1\mu s \ll \tau_{nat} = 21\mu s$?
- Présence d'une dynamique spatio-temporelle
- **Comment peut-on comparer la dynamique de l'intensité transmise à l'allumage et l'extinction de la sonde ?**



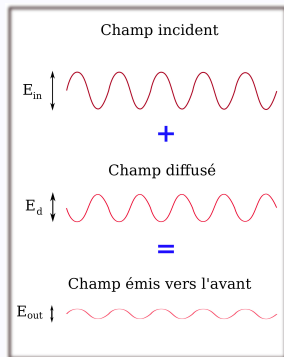
La surintensité : un effet contre-intuitif



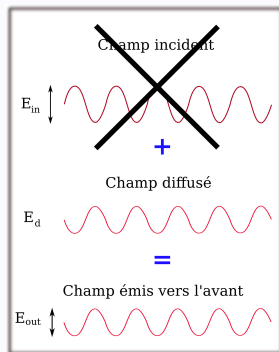
Origine de la surintensité

Le théorème optique : à l'état stationnaire, l'extinction vers l'avant résulte d'une interférence "globalement" destructive entre le champ incident E_{in} et le champ diffusé E_d .

Durant l'état stationnaire :

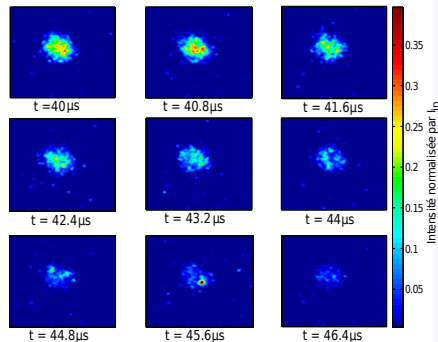
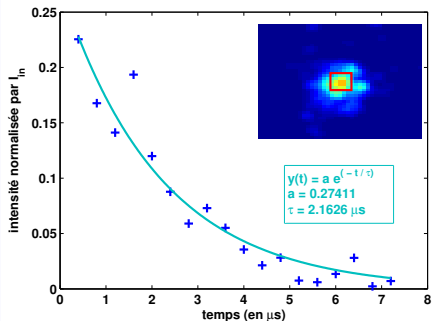


À l'arrêt du champ incident :



Mesure du temps caractéristique

À faible épaisseur optique ($b \sim 1$)

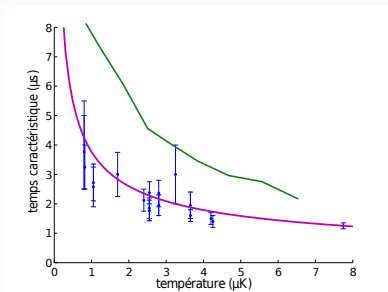


Nuage à $2.7 \mu K$ et $b \sim 1$

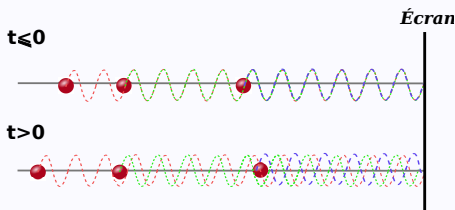
$2.2 \mu s \ll \tau_{nat} = 21 \mu s$

Le mouvement des atomes : un mécanisme de décohérence

$$1 < b < 1.5$$



Approche qualitative : modèle de sources classiques



Approche quantitative : méthode des dipôles couplés

Approche qualitative

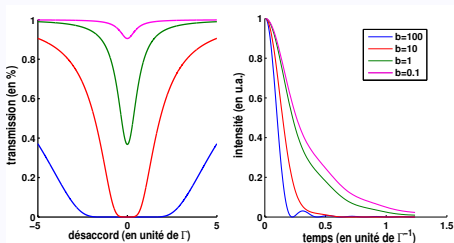
Loi d'échelle : $\tau \propto \frac{1}{\sqrt{T}}$ pour T grand ($k\sigma_v \gg \Gamma$)

Le rôle de l'épaisseur optique

Par analyse spectrale

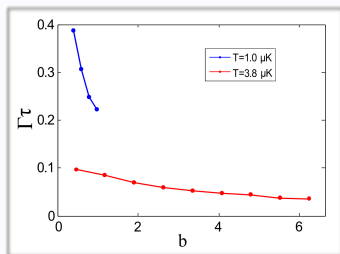
La transmission :

$$T(\delta) = \frac{I_{out}(\delta)}{I_{in}} = e^{-b(\delta)}$$



Plus l'épaisseur optique est grande
plus le temps caractéristique associé
est rapide

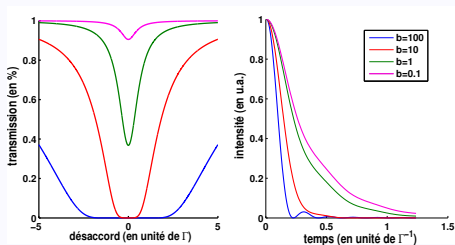
En intégrant radialement :
comportement en fonction de b du
temps caractéristique pour une
température donnée



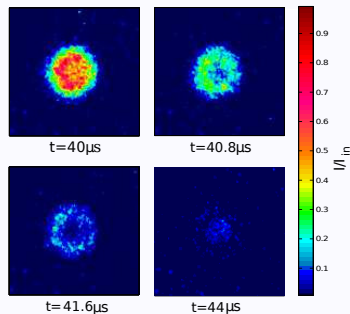
Temps caractéristique dépend de
l'épaisseur optique

Le rôle de l'épaisseur optique

Appliqué à une géométrie de boule gaussienne :



Plus l'épaisseur optique est grande
plus le temps caractéristique est
rapide



Structures observées
expérimentalement et dans la
simulation numérique

l'hypothèse de complémentarité

À faible saturation et quelle que soit l'épaisseur optique :
Le champ transmis E_{out} est relié au champ incident E_{in} par un opérateur linéaire H :

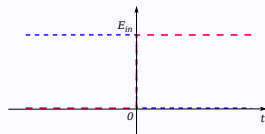
$$E_{out} = H E_{in}$$

Un créneau montant :

$$\begin{cases} E_{in_1} = 0 & \text{pour } 0 \leq t \\ E_{in_1} = E_{in}^{st} & \text{pour } t > 0 \end{cases}$$

Un créneau descendant :

$$\begin{cases} E_{in_2} = E_{in}^{st} & \text{pour } 0 \leq t \\ E_{in_2} = 0 & \text{pour } t > 0 \end{cases}$$



$$E_{out_1}(t) + E_{out_2}(t) = H \underbrace{(E_{in_1}(t) + E_{in_2}(t))}_{E_{in}^{st}}$$

$$E_{out_1}(t) + E_{out_2}(t) = E_{out}^{st}$$

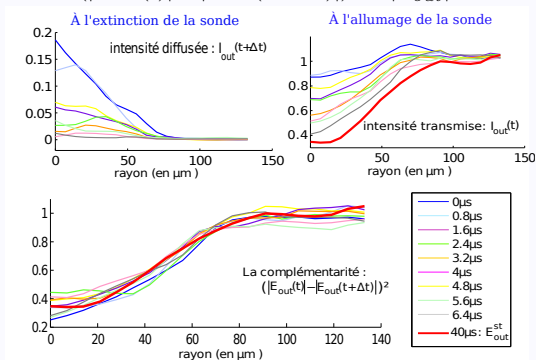
Appliqué à un signal échelon positif, nous obtenons pour $0 \leq t < \Delta t$:

$$E_{out}(t + \Delta t) + E_{out}(t) = E_{out}^{st}$$

À faible épaisseur optique : validation de l'hypothèse de complémentarité

Conséquence du théorème optique **pour un milieu optiquement mince** : à résonance, opposition de phase entre le champ incident et le champ diffusé
L'hypothèse de complémentarité donne :

$$(|E_{out}(t)| - |E_{out}(t + \Delta t)|)^2 = |E_{out}^{st}|^2$$

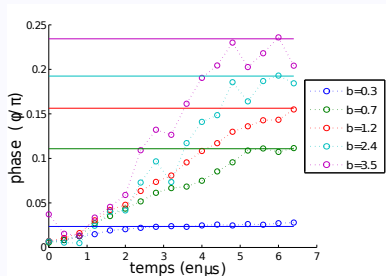
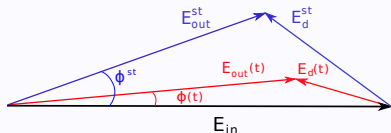


À faible épaisseur optique, l'hypothèse de complémentarité est vérifiée

À forte épaisseur optique : observation d'une dynamique temporelle de la phase

En nous basant sur l'hypothèse de complémentarité :

$$\cos(\phi(t) - \phi_{st}) = \frac{|E_{out}(t + \Delta t)|^2 - |E_{out}^{st}|^2 - |E_{out}(t)|^2}{-2|E_{out}^{st}||E_{out}(t)|}$$



En résumé...

- Mise en évidence du caractère interférentiel dans la transmission vers l'avant \Rightarrow l'effet flash
- Mise en évidence du rôle de la température et de l'épaisseur optique du nuage dans la dynamique de la transmission vers l'avant
- Échantillon en boule gaussienne : apparition d'une structure en anneau
- La connaissance de la transmission à l'allumage et à l'extinction de la sonde \Rightarrow étude dynamique de la phase \Rightarrow connaissance complète du champ transmis (amplitude et phase)

Plan

- Refroidissement sur Strontium
- Transmission cohérente par un milieu diffusant
- Interaction de type gravitationnel dans les atomes froids
 - Systèmes à interactions attractives à longue portée
 - Montage/principe expérimental
 - Système 1D présentant des interactions type gravitationnel
 - Résultats expérimentaux
 - Conclusion
- Conclusion et perspectives

Un nuage d'atomes froids :

Un système présentant des interactions de type gravitationnel

Lorsque la longueur d'interaction entre les éléments microscopiques d'un système devient comparable à la taille de ce système

⇒ Système d'interaction à longue portée

La force gravitationnelle : Un exemple d'interaction à longue portée



Notre galaxie

Un nuage d'atomes froids :

Un système présentant des interactions de type gravitationnel

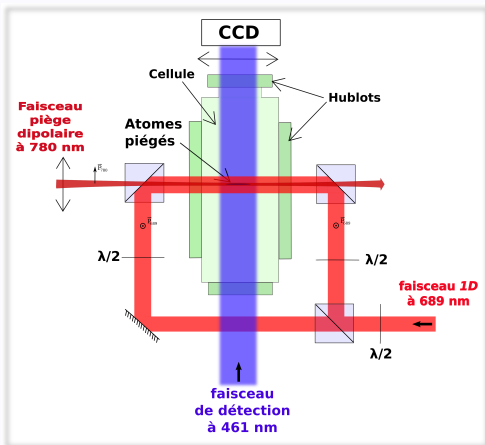
Problématique expérimentale :

Beaucoup de théories et simulations numériques proposées
Mais aucune expérience de laboratoire sur des systèmes présentant des interactions attractives à longue portée.

Dans les atomes froids à $1D$:

La force due à l'effet d'ombre est une force attractive
Dans la condition $b \ll 1$, cette force s'apparente à une force gravitationnelle à $1D$

Montage expérimental et forces en présence



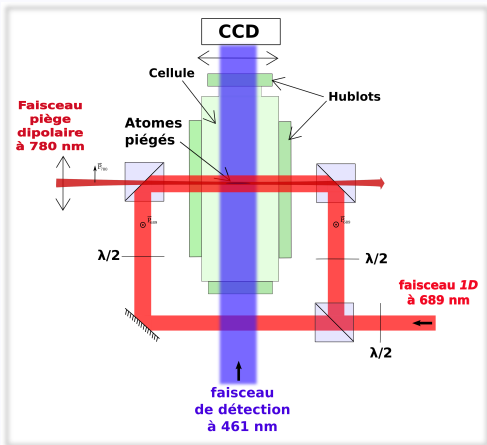
- **Piègeage dipolaire :**

$$\vec{F}_{dip}(x, y, z) = -m (\omega_0^2 z \hat{z} + \omega_{\perp}^2 (x \hat{x} + y \hat{y}))$$

$$\omega_0 = 2\pi \times 7 \text{ Hz}$$

$$\omega_{\perp} = 2\pi \times 680 \text{ Hz}$$

Montage expérimental et forces en présence



- Piègeage dipolaire :

$$\vec{F}_{dip}(x, y, z) = -m (\omega_0^2 z \hat{z} + \omega_{\perp}^2 (x \hat{x} + y \hat{y}))$$

$$\omega_0 = 2\pi \times 7 \text{ Hz}$$

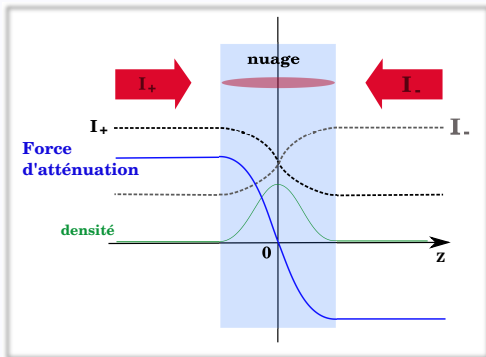
$$\omega_{\perp} = 2\pi \times 680 \text{ Hz}$$

- La force de pression de radiation :

$$F_{\pm}(z, v_z) = \frac{F_m}{I_s} \frac{I_{\pm}(z)}{1 + 4 \left(\frac{\delta_L \pm kv_z}{\Gamma} \right)^2}$$

où $F_m = \frac{\hbar k \Gamma}{2}$ et I_s est l'intensité de saturation

Mécanisme de la force attractive



L'atténuation des lasers à faible épaisseur optique :

$$dI_{\pm} = \mp I_{\pm} \sigma n(z) dz$$

où $\sigma = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \frac{\Gamma^2}{4\delta^2 + \Gamma^2}$: la section efficace de diffusion (pour un désaccord laser δ et en négligeant sa dépendance en vitesse)

$n(z)$: la densité atomique

Système 1D présentant des interactions type gravitationnel

Les hypothèses

À faible saturation $I_+, I_- \ll I_s$,

La linéarisation en vitesse :

$$F_{\pm}(z, v_z) \simeq \frac{F_m}{I_s} \frac{I_{\pm}(z)}{1 + 4\bar{\delta}_L^2} \left(1 \mp \frac{8\bar{\delta}_L \frac{kv_z}{\Gamma}}{1 + 4\bar{\delta}_L^2} \right)$$

où $\bar{\delta}_L = \frac{\delta_L}{\Gamma}$

L'épaisseur optique b petite :

$$b = \sigma \int_{-\infty}^{+\infty} \rho dz \ll 1$$

En régime de faible vitesse ($kv \ll \delta_L$) et dans la limite sur-amortie, la densité spatiale vérifie l'équation de Schmoluchoski en régime stationnaire :

$$-\nabla_r \left(\frac{F_{tot}(r)}{m\kappa} \rho \right) + D \nabla_r^2 \rho = 0$$

$D = \frac{k_B T}{m\kappa}$ le coefficient de diffusion

Longueur caractéristique de l'interaction attractive :

$$L_i = \frac{2k_B T}{\hbar k \Gamma b} (1 + 4\bar{\delta}_L^2) \frac{I_s}{I_0}$$

I_0 étant l'intensité de chacun des lasers.

Deux longueurs caractéristiques présentes dans notre système :

L_i et L_{\setminus}

$$L_{\setminus} = \sqrt{\frac{k_B T}{m\omega_0^2}}$$

Profil de densité

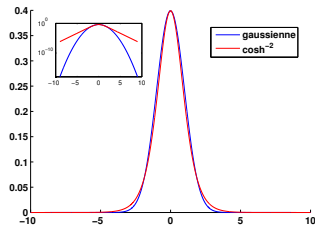
Une solution analytique de l'équation de Schmoluchowski peut être obtenue en se plaçant dans l'approximation $L_i \ll L_{\setminus}$
 Le profil de densité est alors :

$$\rho_0(z) = \frac{1}{L_i} \frac{2(1 - e^{-b/4})^2}{b^2} \frac{1 - \tanh^2[(1 - e^{-b/2})z/2bL_i]}{1 - \frac{(1 - e^{-b/4})^2}{(1 + e^{-b/4})^2} \tanh^2[(1 - e^{-b/2})z/2bL_i]}$$

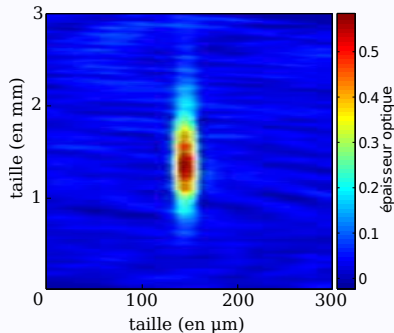
En nous plaçant dans la limite $b \ll 1$, la solution pour le profil de densité devient :

$$\rho_0(z) = \frac{1}{8L_i} \frac{1}{\cosh^2(z/4L_i)}$$

Profil connu pour les systèmes 1D à interaction de type gravitationnel



Présence d'une force attractive

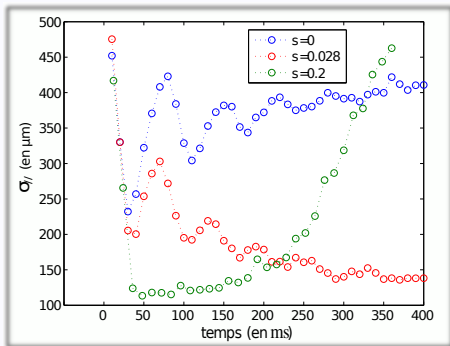


Nombre d'atomes : 2.10^5

Profondeur du piège : $\sim 20\mu K \gg 1\mu K$

$\omega_{\parallel} = 2\pi \times 7$ Hz

Dynamique temporelle de compression du nuage



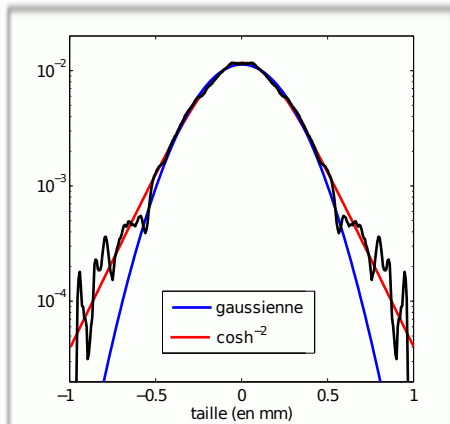
Signature sur le profil

En régime stationnaire

En présence des lasers

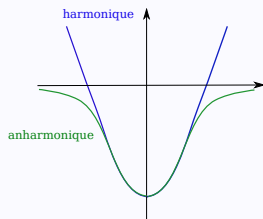
Lorsque les conditions $b \ll 1$ et $L_i \ll L_{\parallel}$ ($\frac{L_i}{L_{\parallel}} \sim \frac{1}{7}$)

sont vérifiées



Signature encourageante

Attention : effets
systématiques dus à
l'anharmonicité
⇒ artefact ???



Signature sur le mode de respiration.

En régime sous-amorti

En assumant que la force d'interaction est de la forme $\frac{1}{r^k}$, on a :

$$\left(\frac{\omega_{\parallel}}{\omega_0}\right)^2 = (3 - k)\left(\frac{L_{\parallel}^2}{\sigma_{rms}^2} - 1\right) + 4$$

Condition de force à longue portée pour un système de dimension d :

$$F(r) \propto \frac{1}{r^k} \quad \text{avec} \quad \frac{k}{d} < 1$$

ω_{\parallel} pulsation du mode de respiration

ω_0 pulsation du mode propre du piège

L_{\parallel} taille de l'échantillon thermique à l'équilibre avec le piège dipolaire

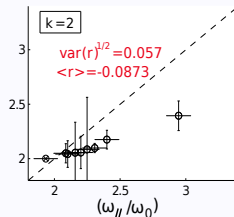
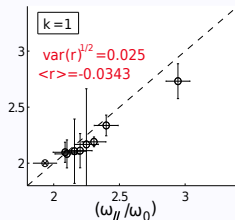
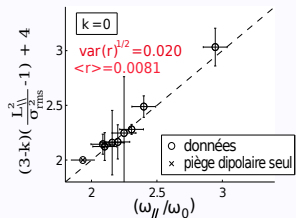
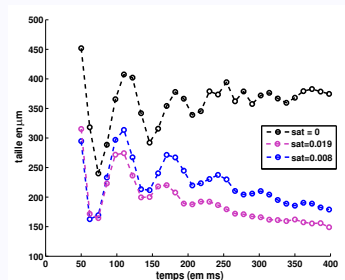
σ_{rms} distribution spatiale en présence de l'interaction.

Signature sur le mode de respiration

En régime sous-amorti

Mesures expérimentales

$$\left(\frac{\omega_{\parallel}}{\omega_0}\right)^2 = (3 - k) \left(\frac{L_{\parallel}^2}{\sigma_{rms}^2} - 1\right) + 4$$



En résumé...

- Modèle de système à $1D$ présentant une interaction à longue portée dans les atomes froids par l'utilisation de la force attractive due à l'effet d'ombre
- Signatures encourageantes sur le profil de densité et sur les modes d'oscillations du nuage

Plan

- Refroidissement sur Strontium
- Transmission cohérente par un milieu diffusant
- Interaction de type gravitationnel dans les atomes froids
- Conclusion et perspectives

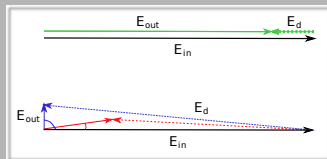
Conclusion/Rappels

- **Utilisation inédite des propriétés de la transition d'intercombinaison du Strontium**
- **Transmission cohérente :**
 - Échelles de temps suffisamment longues pour permettre une étude temporelle
 - Mise en évidence de temps caractéristiques liés à la température et l'épaisseur optique
 - Visualisation de structures
 - Observation d'une dynamique de phase
- **Système à interaction type gravitationnel**
 - Mise en place d'un dispositif expérimental efficace : piège dipolaire, annulation du déplacement d'horloge...
 - Proposition d'un modèle de système à $1D$ présentant une interaction à longue portée dans les atomes froids
 - Signatures encourageantes sur le profil de densité et sur les modes de vibration du nuage

Perspectives

Transmission cohérente :

- Compréhension des mécanismes de la dynamique de la phase à forte épaisseur optique
- Possibilité d'observer un "super flash" ? ("flash" lumineux d'intensité supérieure à I_{in})



Système à interaction de type gravitationnel :

- Une étude en fonction du nombre d'atomes dans le piège.
- Passage à un système à deux dimensions : présence d'une transition de phase.

Remerciements

Transmission cohérente :

- Dominique Delande
- Romain Pierrat

Système à interaction de type gravitationnel :

- Julien Barré
- Bruno Marcos
- Alain Olivetti

Piège dipolaire :

- Bruce Klappauf