Cours 10

APPLICATIONS DES ATOMES ULTRAFROIDS

Applications des atomes ultrafroids

1- Mesures sur une particule atomique unique

Contrôle du mouvement et observation d'un seul électron, d'un seul ion

2- Temps d'observation longs

Horloges atomiques plus stables et plus précises

3- Longueurs d'onde de de Broglie importantes

Interférométrie atomique

4- Densités élevées dans l'espace des phases

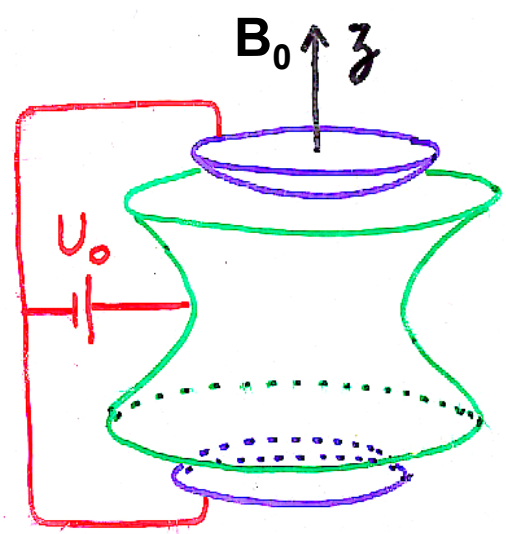
Gaz quantiques dégénérés
Développements étudiés dans les cours 11 et 12

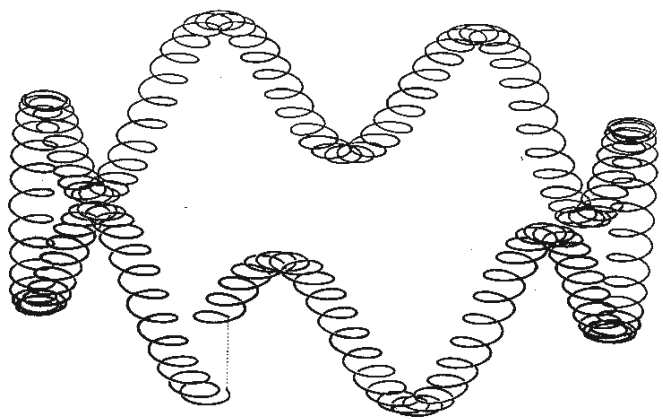
EXPÉRIENCES PORTANT SUR UN ELECTRON UNIQUE OU UN ION UNIQUE

Piégeage d'une particule unique ($e^{\pm}$, $p^{\pm}$) dans un piège de Pennig

Le mouvement de la particule est une superposition

- d'un mouvement <u>cyclotron</u> perturbé par le champ électrique quadrupolaire **E**. Fréquence: ν'_c
- d'un mouvement de <u>vibration</u> le long de l'axe z Sous l'effet de **E** Fréquence: ν_z
- d'un mouvement <u>magnétron</u> décrivant une dérive dans les champs croisés **E** et $\mathbf{B_0}$ Fréquence: ν_m





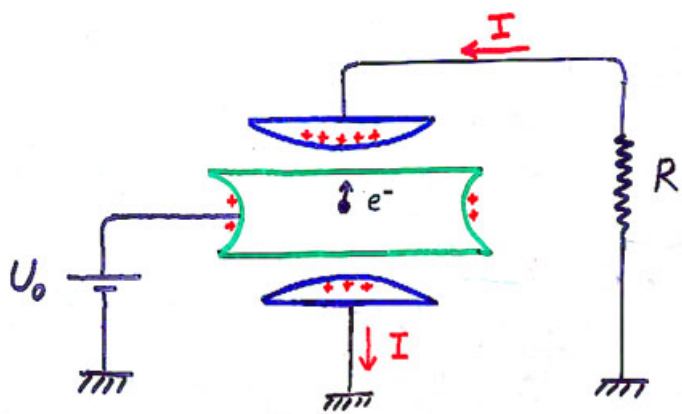
Relation entre ν'_c , ν_z , ν_m (voir cours 1984-85)

$$\nu_c^2 = \nu_c'^2 + \nu_z^2 + \nu_m^2 \qquad \nu_c = qB_0 / 2\pi m$$

Généralement $\nu'_c \gg \nu_z \gg \nu_m$

Détection radioélectrique du mouvement de vibration

L'électron vibrant le long de l'axe z induit sur les électrodes coupelles des charges dépendant du temps et donc un courant dans le circuit externe



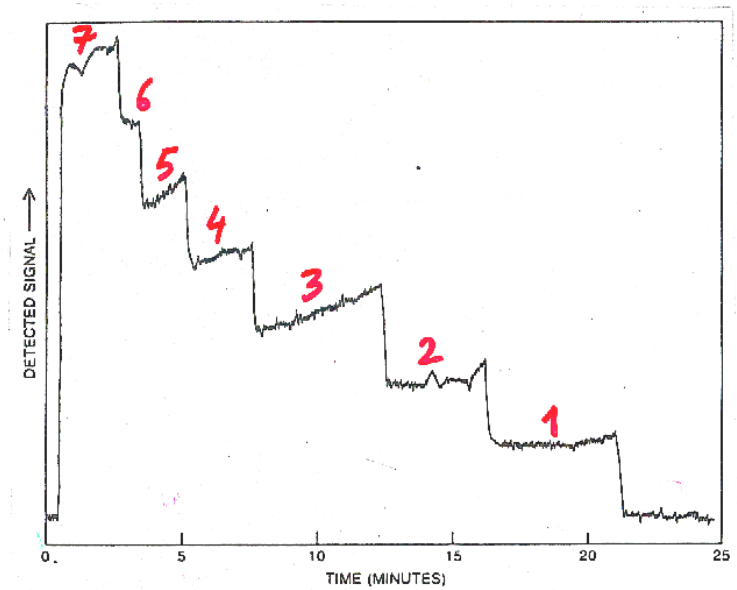
Energie de vibration dissipée dans la résistance R refroidie à basse température.
Le mouvement de vibration est refroidi à la même température

Détection et refroidissement des autres mouvements

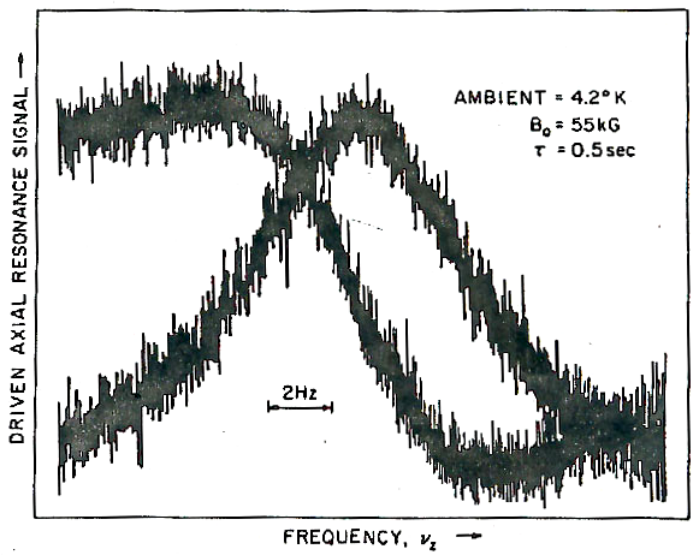
Couplage entre les divers mouvements.

Voir cours 1984-85 et
L. Brown, G. Gabrielse, Rev. Mod. Phys. 58, 233 (1986)

Détection d'un électron unique



Résonance de vibration d'un électron unique



Un effet de bistabilité et d'hystérésis spectaculaire dû à la variation relativiste de masse d'un électron de 1 eV

Quand on balaie la fréquence de l'onde excitant la résonance cyclotron, l'énergie cinétique K de l'électron varie suivant l'expression:

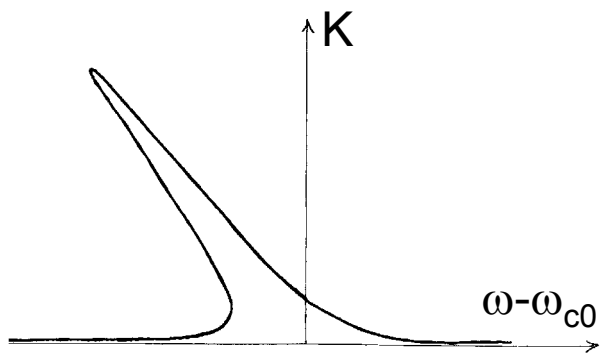
$$K = K_0 \frac{(\gamma/2)^2}{(\omega-\omega_{c0})^2 + (\gamma/2)^2} \qquad \omega_{c0} = \frac{q B_0}{m}$$

γ : Largeur de la résonance $\qquad K_0$: Énergie maximale à résonance

En fait, quand K augmente, la fréquence cyclotron ω_{c0} diminue à cause de la variation relativiste de masse $\delta m = K/c^2$ et l'on obtient:

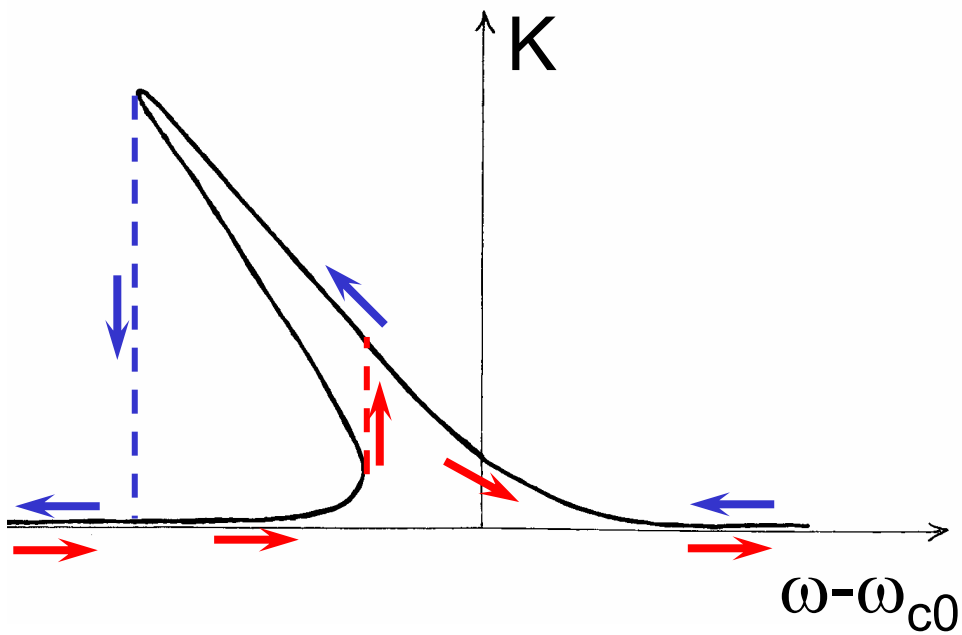
$$K = K_0 \frac{(\gamma/2)^2}{\left[\omega-\omega_{c0}+\omega_{c0}\left(K/mc^2\right)\right]^2 + (\gamma/2)^2}$$

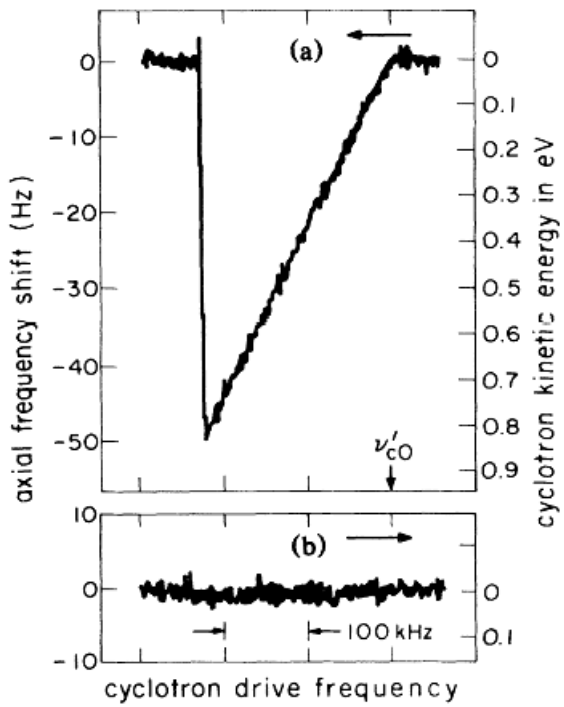
Quand on se rapproche de résonance, K augmente et la fréquence de résonance est déplacée vers les basses fréquences. La courbe de résonance devient « penchée » vers la gauche



Phénomènes observés différents suivant que l'on balaie ω

- par fréquences décroissantes
- ou par fréquences croissantes





- Effet suggéré par:
  A. Kaplan, Phys. Rev. Lett. 48, 138 (1982)
- Observé par:
  G. Gabrielse, H. Dehmelt, W. Kells, Phys. Rev. Lett. 54, 537 (1985)

Ion unique piégé

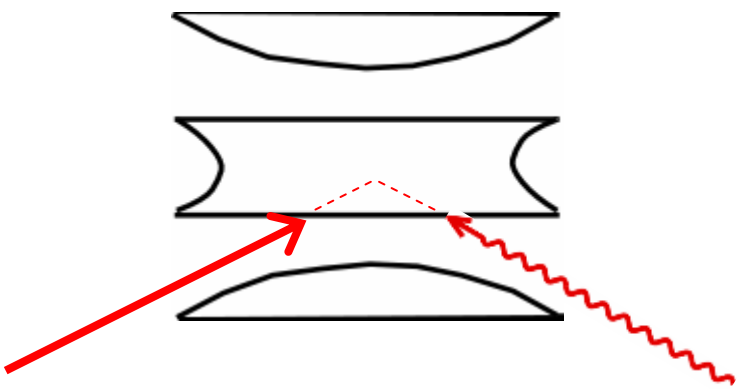
Détection radioélectrique (comme pour e^-)

Piégeage alterné de 2 ions différents et comparaison des fréquences cyclotron de ces 2 ions.

Mesure des rapports de masse à 10^{-10} près.
Importance pour la métrologie.

Groupe de D. Pritchard à M.I.T.

Détection optique et refroidissement laser



Excitation laser

Détection de la fluorescence

À saturation, environ 10^8 photons sont émis par seconde.
Même avec une efficacité de détection de 10^{-4}, on observe 10^4 photons/sec;
Signal visible à l'oeil nu.

Spectroscopie laser sur un seul ion piégé et refroidi

Avantages

- Élimination des effets Doppler (du 1er et 2ème ordres)
- Longs temps d'observation
- Pas de collisions

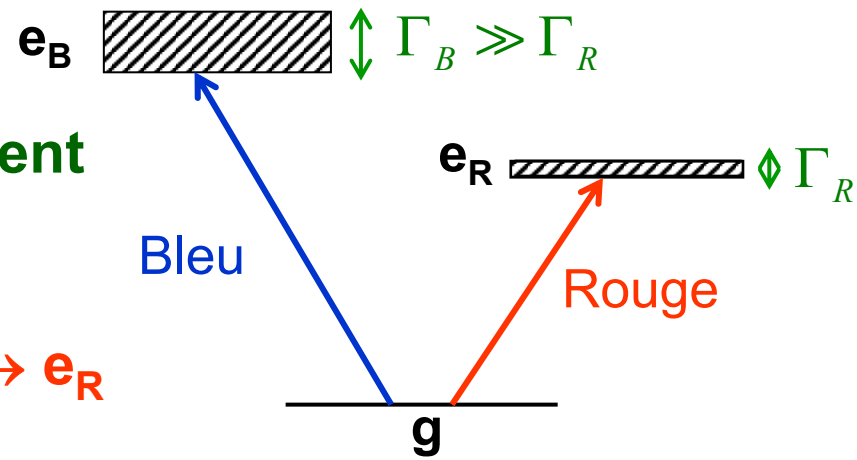
2 exigences contradictoires

En l'absence d'effet Doppler, la largeur de raie est la largeur naturelle Γ de l'état excité

- Importance des raies <u>étroites</u> (Γ petit) pour les étalons de fréquence et les horloges atomiques.
- Pour avoir un bon rapport signal sur bruit, il vaut mieux des raies <u>larges</u> (Γ grand) car le nombre de photons émis par seconde est de l'ordre de Γ.

La méthode de l'étagère

H. Dehmelt B.A.P.S. **20**, 60 (1975)



Deux lasers excitent simultanément
- **une transition (bleue) intense g → e_B**
- **un transition (rouge) faible g → e_R**

sur un ion unique piégé

Le laser bleu est utilisé pour refroidir l'ion et le détecter

Quand l'ion absorbe un photon rouge, il est placé sur « l'étagère » e_R et ceci arrête la fluorescence bleue pendant un temps de l'ordre de $\tau_R = (\Gamma_R)^{-1}$

L'absorption d'un <u>seul</u> photon rouge est détectée par l'absence de <u>plusieurs</u> photons de fluorescence bleus, de l'ordre de $\Gamma_B/\Gamma_R \gg 1$

Dans la proposition de Dehmelt,

les lasers bleu et rouge sont appliqués de manière alternée dans le temps de manière à éviter les déplacements lumineux sur les niveaux g et e_R dus au laser bleu.

Suggestion de R. Cook et J. Kimble

Phys. Rev. Lett. 54, 1023, 1985

Si les 2 lasers sont appliqués simultanément, peut-on observer sur la fluorescence bleue les sauts quantiques entre g et e_R induits par le laser rouge?

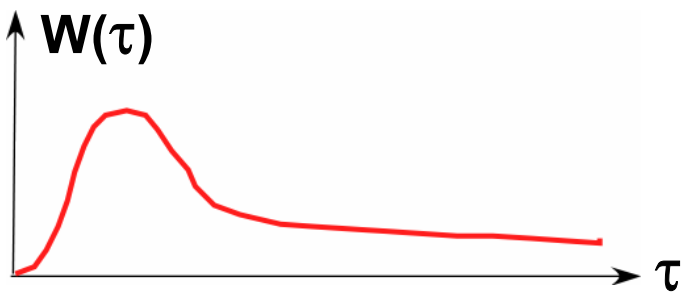
Une méthode possible pour répondre à cette question

Calcul de la fonction délai $K(\tau)$ donnant la répartition des délais τ entre 2 émissions spontanées successives de photons par l'ion.

J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, Europhys. Lett. **1**, 441 (1986)

Calcul de la fonction délai

Existence d'une aile à longue portée



L'une des 3 valeurs propres de l'hamiltonien effectif utilisé dans le calcul de la cascade radiative de l'atome habillé a une partie imaginaire très faible car $\Gamma_R \ll \Gamma_B$ et $\Omega_R \ll \Omega_B$

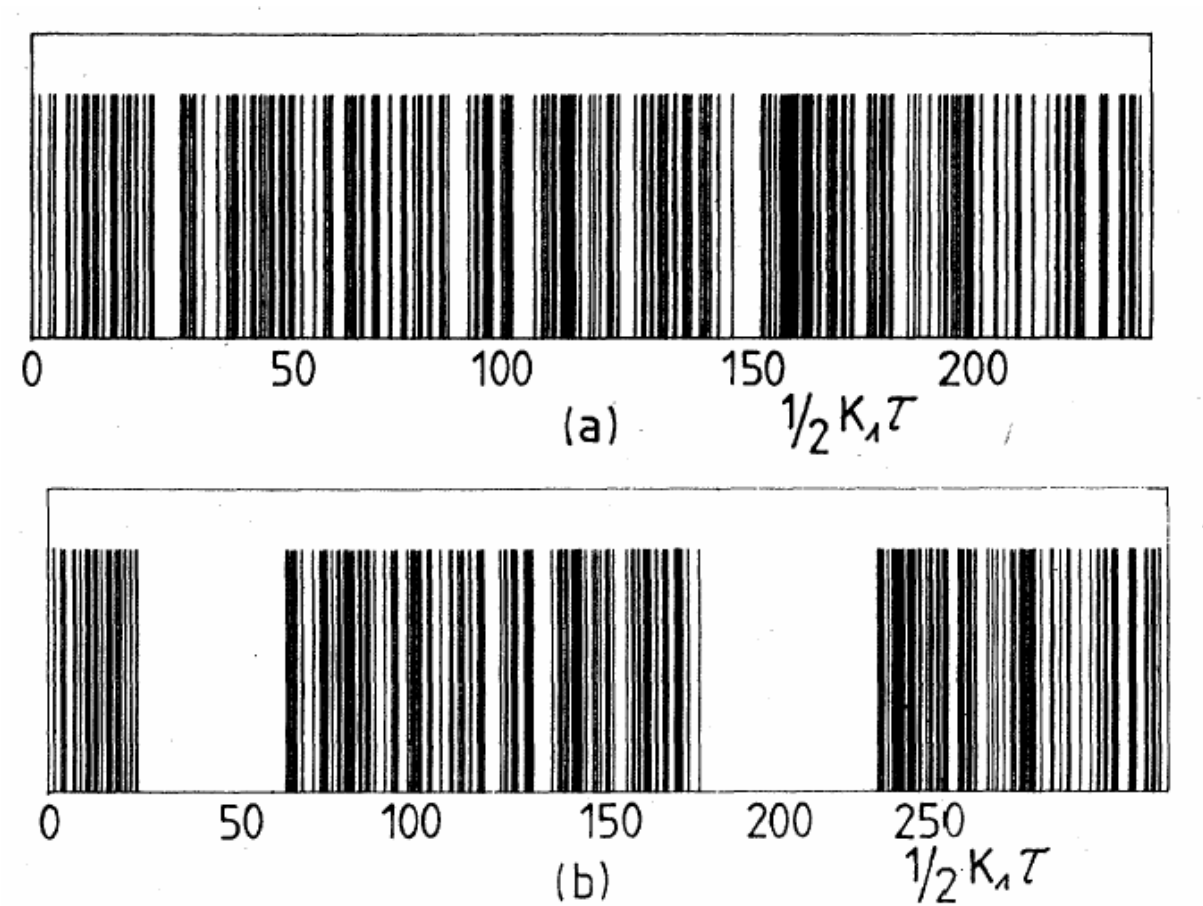
Après un saut quantique, on peut avoir à attendre un temps très long avant d'observer le suivant

Allure de la suite des émissions spontanées

Périodes noires N (sans émissions spontanées) alternant avec des périodes brillantes B (formées de plusieurs émissions rapprochées)

Confirmation par des simulations Monte Carlo

P. Zoller, M. Marte, D. Walls, Phys. Rev. A35, 198 (1987)

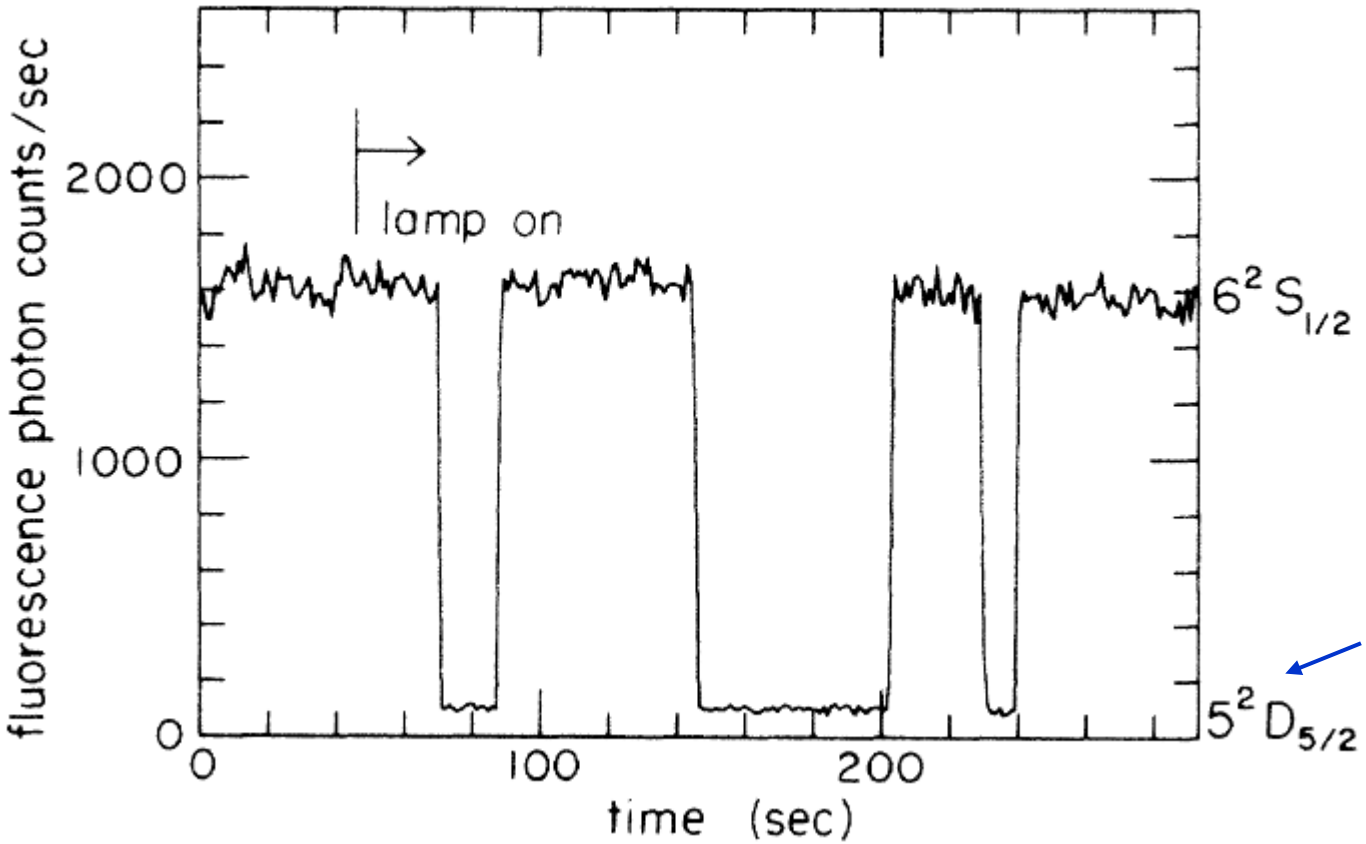


$\Omega_R=0$

$\Omega_R\neq0$

Observation des sauts quantiques

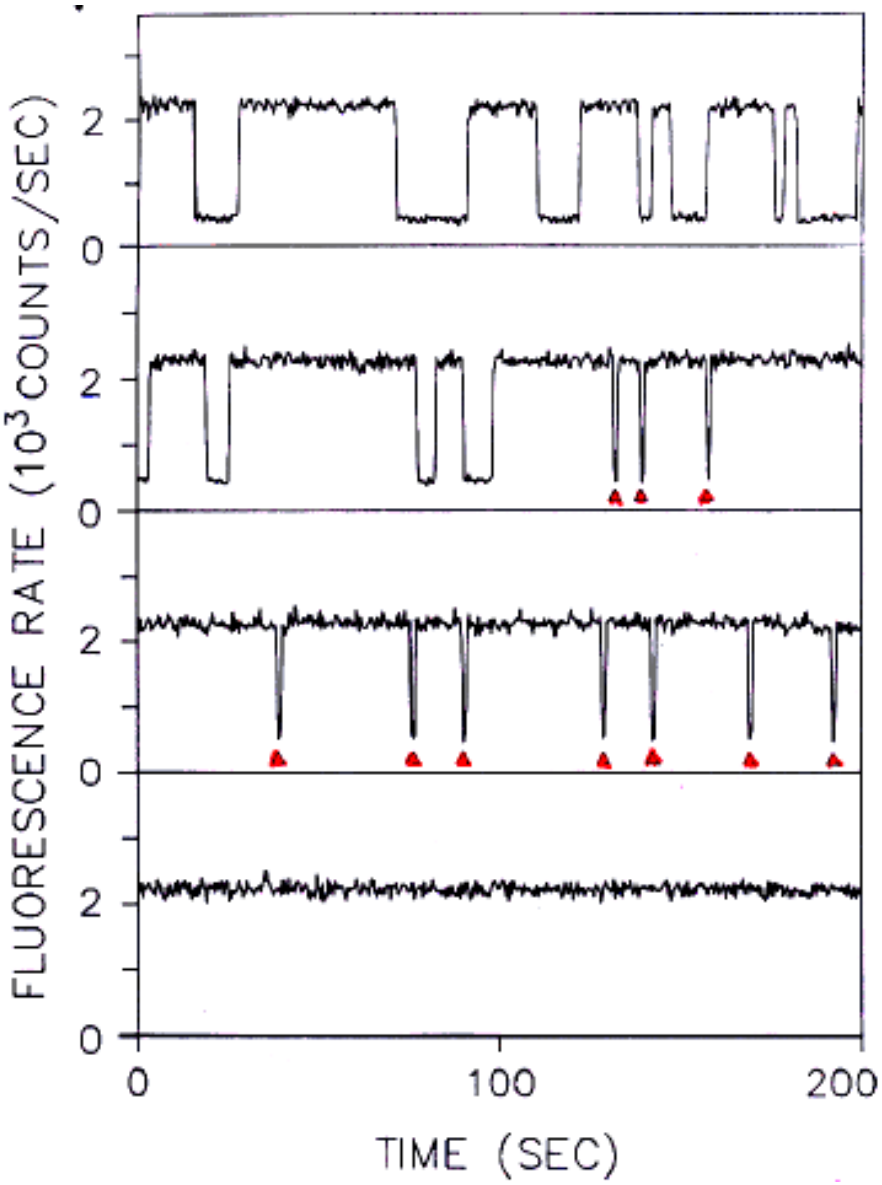
Fluorescence intermittente d'un ion Ba^+ piégé



Niveau étagère

W. Nagourney, J. Sandberg, H. Dehmelt, P.R.L. **56**, 2797 (1986)

Contrôle de la fluorescence intermittente



Au moyen d'un troisième faisceau laser, qui peut être allumé par l'observateur, l'ion peut quitter l'étagère dès qu'il s'y trouve placé.

T. Sauter, W. Neuhauser, R. Blatt, P. Toschek
P.R.L. **57**, 1696 (1986)
Opt. Comm. **60**, 287 (1986)

Généralisation

Situations où la dimension de l'hamiltonien effectif est infinie.
Le nombre d'états du système atome+photons couplés par absorption et émission induite est infini.

Calcul numérique pas à pas de la fonction délai sur des intervalles de temps Δt tels que:

Temps de corrélation $\tau_c \ll \Delta t \ll$ Temps de relaxation T_R

Fonction d'ondes Monte Carlo
Équivalence avec les équations de Bloch optiques

J. Dalibard, Y. Castin, K. Mølmer, Phys. Rev. Lett. 68, 580 (1992)
J.O.S.A. B 10, 524 (1993)

Autres approches stochastiques (trajectoires quantiques,…)
H. Carmichael, N. Gisin

Conclusion de ces études

La possibilité d'observer l'évolution d'un système unique a stimulé le développement de nouvelles approches théoriques où l'on s'intéresse à une seule réalisation d'une expérience et non plus à des moyennes d'ensemble.

Les nouvelles méthodes développées (fonction délai, fonctions d'onde Monte Carlo) décrivent l'évolution du système comme une suite de périodes d'évolution cohérente, où le système est décrit par une fonction d'onde dont l'évolution est régie par un hamiltonien effectif, séparées par des sauts quantiques se produisant à des instants aléatoires.

Équivalence avec la description habituelle en termes de matrice densité et d'équation pilote quand on moyenne sur plusieurs réalisations expérimentales.

Avantages de ces méthodes

Nouvelles images physiques

Marche aléatoire de la fonction d'onde dans l'espace de Hilbert

Plus grande efficacité numérique

Il est plus simple de travailler sur un vecteur d'état à N composantes que sur une matrice densité à N^2 termes.

Généralisation récente à des problèmes à N corps

- Bosons

  Force fluctuante ajoutée à l'équation de Gross Pitaevskii pour aller au delà de l'approximation du champ moyen

  - I. Carusotto, Y. Castin, J. Dalibard, PR **A63**, 023606 (2001)
  - I. Carusotto, Y. Castin, J. Phys.B. At. Mol. Opt.Phys.**34**, 4589 (2001)

- Généralisation récente à des fermions

Quelques autres applications des ions piégés

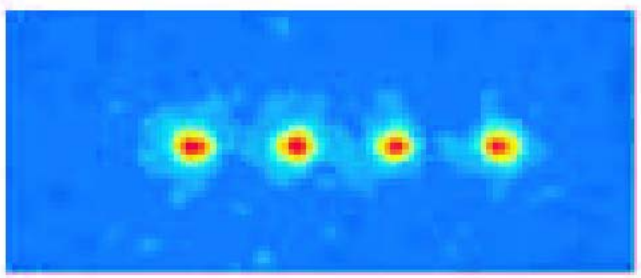
Standards de fréquence optiques

Avantage : le facteur de surtension $Q=\nu / \Delta\nu$ de la résonance est plus grand que pour la transition hyperfine de Cs

Etude de « chats de Schrödinger » (équipe de D. Wineland)

- Piégeage d'un ion unique dans l'état fondamental du piège.
- Impulsion $\pi/2 \rightarrow$ superposition linéaire de 2 états internes.
- Déplacement différent des 2 fonctions d'onde associées à ces 2 états par un potentiel dépendant de l'état interne.
- Superposition de 2 paquets d'onde cohérents d'un oscillateur oscillant en opposition de phase et sans s'étaler dans un puits.

Information quantique utilisant des chaines d'ions piégés



Chaque ion est un « q-bit »
Les divers ions sont couplés entre eux via les modes de vibration.

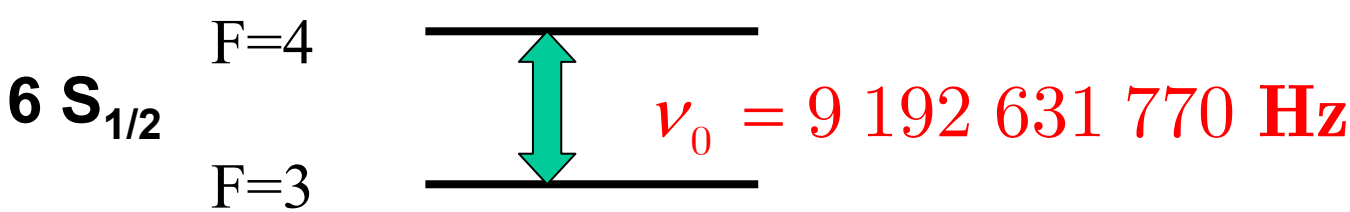
I. Cirac, P. Zoller, P.R.L. 74, 4091 (1995)

Voir aussi le cours de S. Haroche
www.lkb.ens.fr/recherche/qedcav/college/college.html

HORLOGES ATOMIQUES

Définition de la seconde

La seconde est la durée de 9 192 631 770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état électronique fondamental du césium133



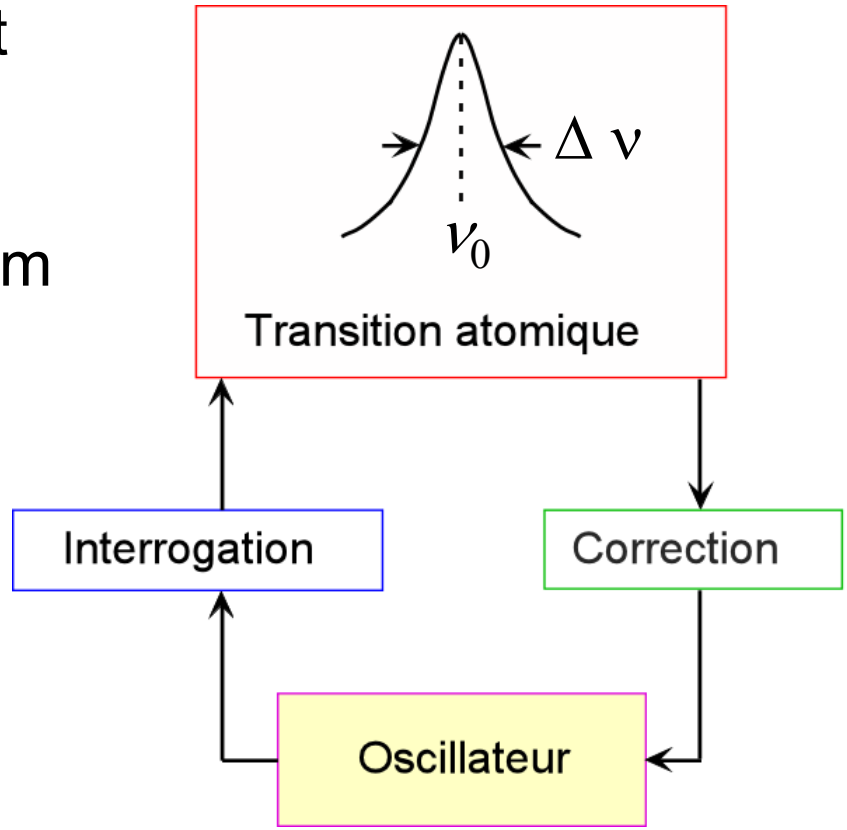
Caractère universel de cette transition

Horloge atomique

Oscillateur dont la fréquence est verrouillée sur celle de la transition F=3 $\leftrightarrow$ F=4 de l'atome de césium 133

Intérêt des atomes ultrafroids

La boucle de correction assujettit la fréquence de l'oscillateur à rester égale à la fréquence ν_0 de la transition F=3 $\leftrightarrow$ F=4 du césium



Plus la résonance atomique est étroite, c-à-d plus $\Delta\nu$ est petit, plus le centre ν_0 de la raie peut être pointé avec précision

Or, $\Delta \nu \approx 1 / T$

T : Temps d'observation

Il est donc intéressant d'utiliser des atomes lents, c-à-d des atomes ultrafroids, pour allonger T, et donc diminuer $\Delta \nu$

Fontaines atomiques

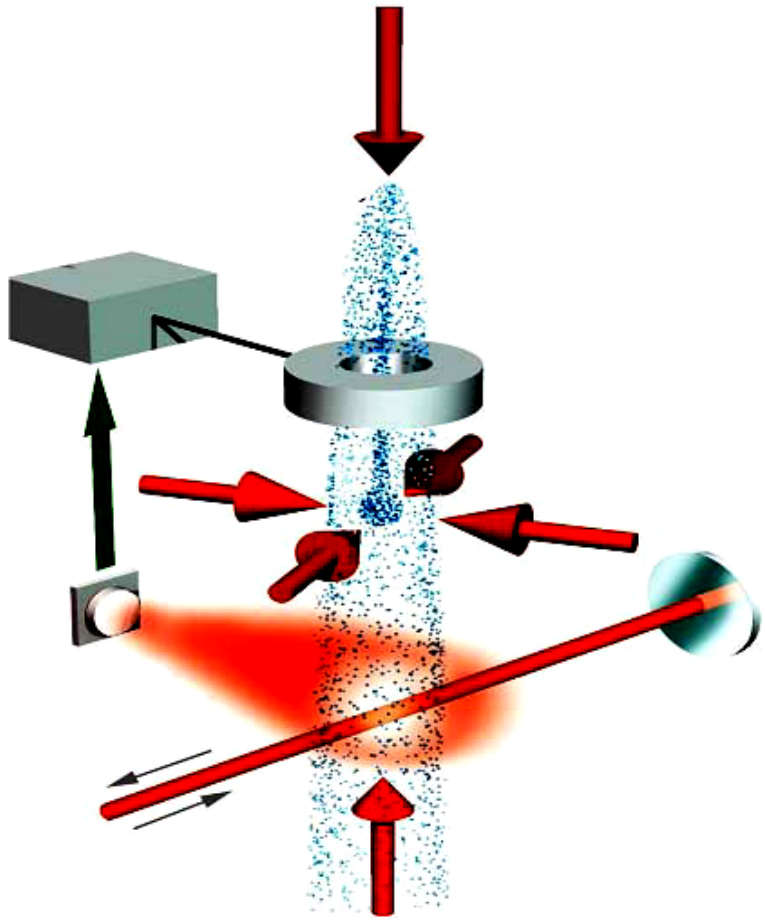
- Fontaines de sodium : Stanford S. Chu
- Fontaines de césium : ENS C. Salomon
  LPTF A. Clairon

Stabilité de fréquence

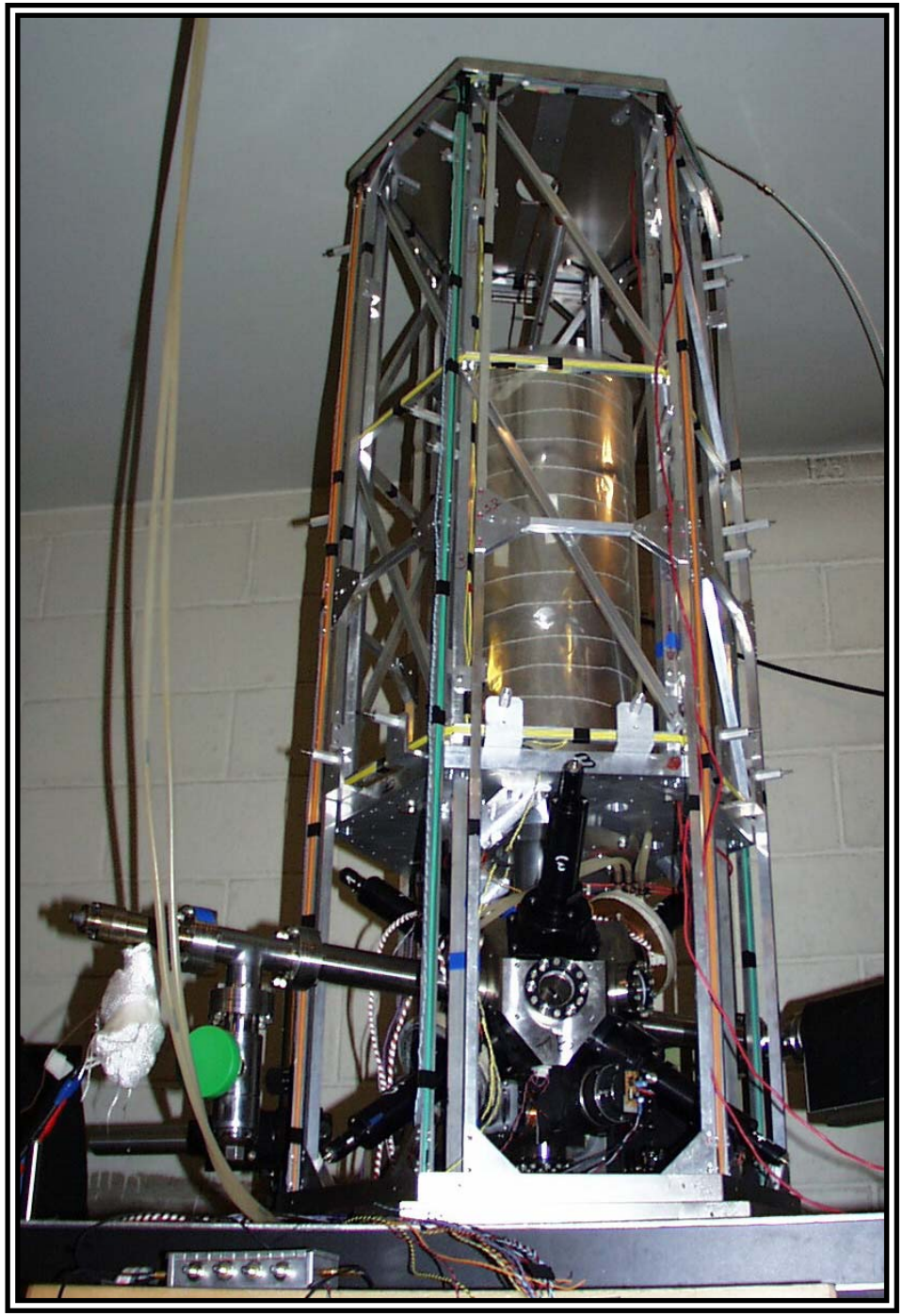
5×10^{-16} pour un temps d'intégration de 2×10^{4} s

Précision

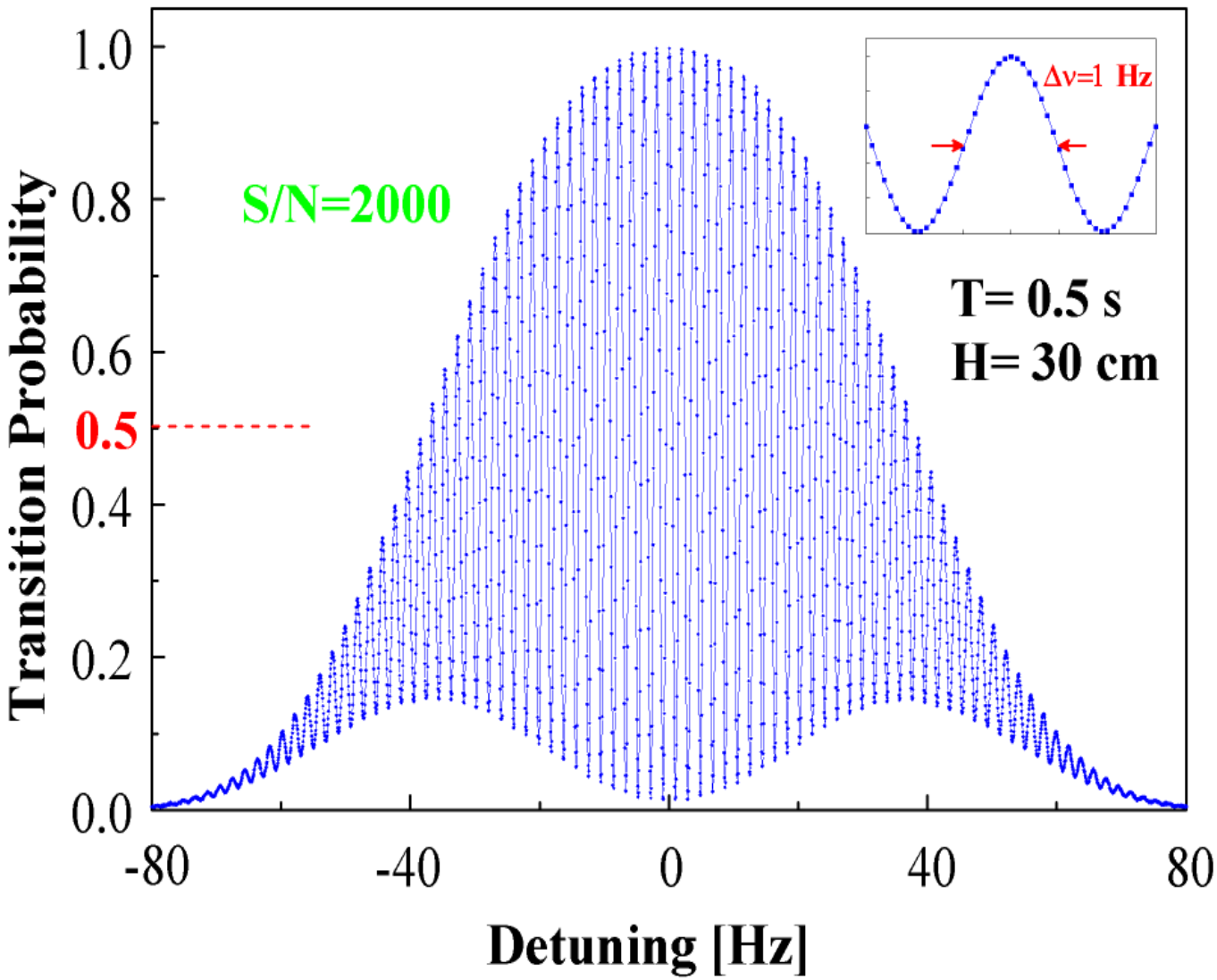
7×10^{-16}



Fontaine atomique du BNM-LPTF



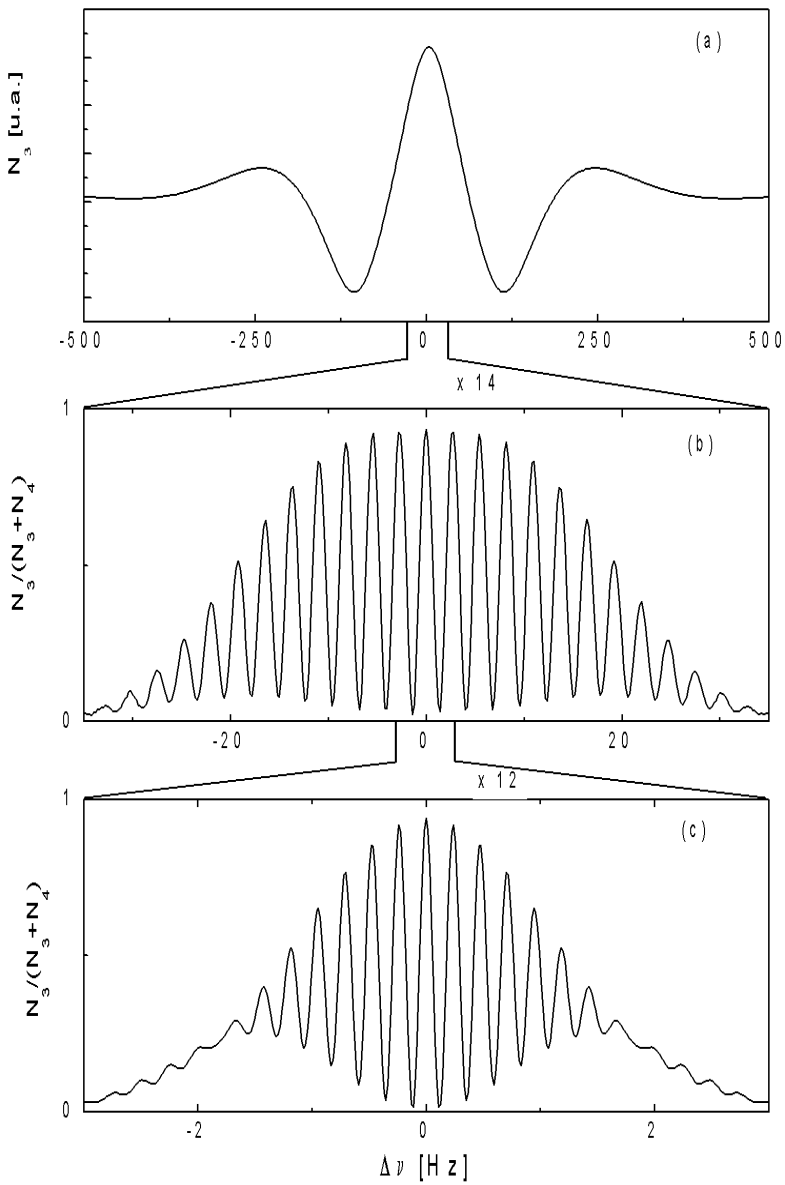
Franges de Ramsey dans une fontaine atomique



G. Santarelli et al., Phys. Rev. Lett. 82, 4619 (1999)

Vols paraboliques

Gains de sensibilité



- Jet thermique :
  v = 100 m/s, T = 5 ms
  $\Delta\nu$ = 100 Hz

- Fontaine :
  v = 4 m/s, T = 0.5 s
  $\Delta\nu$ = 1 Hz

- PHARAO :
  v = 0.05 m/s, T = 5 s
  $\Delta\nu$ = 0.1 Hz

Bruit de projection quantique

Une des limites quantiques fondamentales des horloges atomiques, liées au caractère discret du résultat de mesure

<u>Atome à 2 niveaux</u> : g et e

<u>Signal mesuré S</u>

S=1 si l'atome est dans g, S=0 si l'atome est dans e

$S = \Pi_g$ $\Pi_g = |g\rangle\langle g| =$ Projecteur sur g

<u>Atome dans l'état</u> $|\psi\rangle = \alpha|g\rangle + \beta|e\rangle$

$|\alpha|^2 =$ Probabilité d'être dans g

$|\beta|^2 = 1 - |\alpha|^2 =$ Probabilité d'être dans e

<u>Valeur moyenne et variance du signal S</u>

$$\langle S\rangle = |\alpha|^2$$

$$(\Delta S)^2 = \langle\psi|\Pi_g^2|\psi\rangle - \left(\langle\psi|\Pi_g|\psi\rangle\right)^2$$

$$= \langle\psi|\Pi_g|\psi\rangle - \left(\langle\psi|\Pi_g|\psi\rangle\right)^2 = |\alpha|^2 - |\alpha|^4 = |\alpha|^2\left(1 - |\alpha|^2\right)$$

Bruit de projection quantique (suite)

N atomes indépendants

$$\langle S_N \rangle = N \langle S \rangle = N |\alpha|^2$$

$$(\Delta S_N)^2 = N (\Delta S)^2 = N |\alpha|^2 \left(1 - |\alpha|^2\right)$$

Le rapport signal sur bruit est donc proportionnel à $(N)^{-1/2}$

Le fait que chaque mesure individuelle ne peut donner qu'un résultat discret, 0 ou 1, entraîne donc une dispersion des résultats autour de la valeur moyenne, et par suite un bruit fondamental, qui peut devenir prépondérant quand les autres sources de bruit (bruit technique de l'oscillateur, bruit de grenaille) deviennent négligeables.

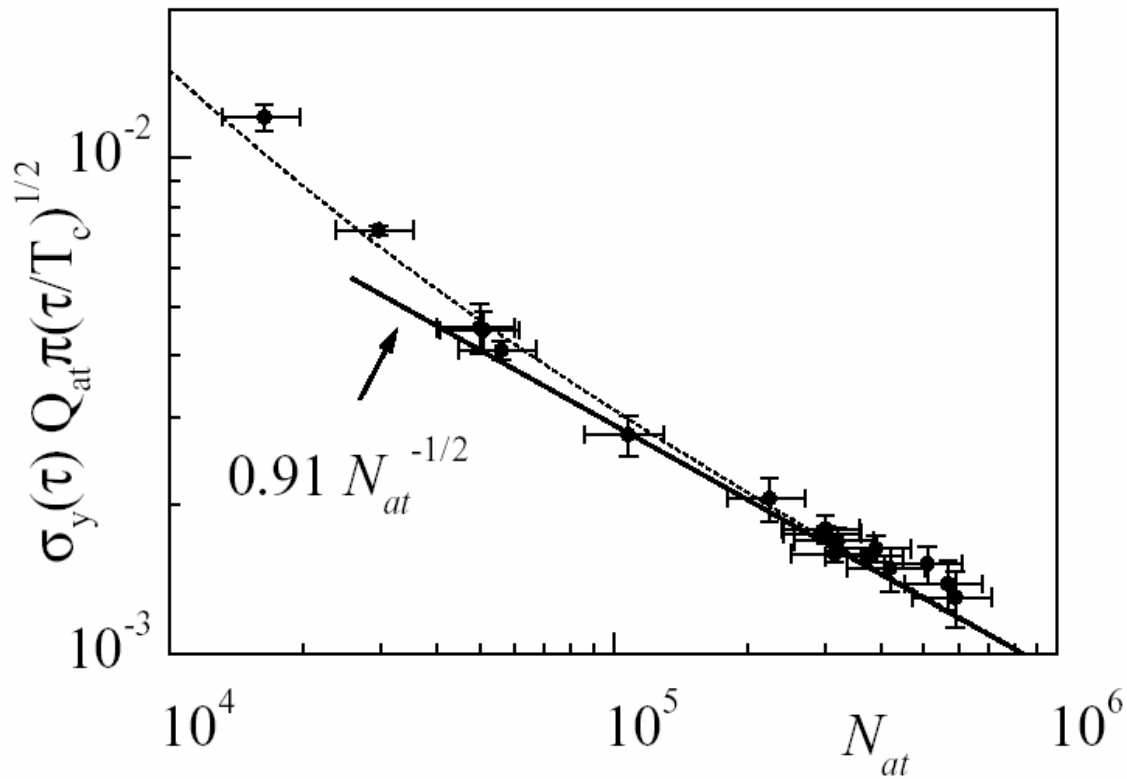
D. Wineland, W. Itano, J.C. Bergquist, F. Walls, Proceedings of the 35th Annual Frequency Control Symposium, 1981.
W. Itano et al, Phys. Rev. A47, 3554 (1993)

Un tel bruit pourrait être réduit par l'utilisation d'états où les N atomes sont corrélés (D. Wineland et al, Phys. Rev. A 46, 6797 (1992))

Bruit de projection quantique (suite)

Observation expérimentale de cet effect

sur une fontaine atomique de césium



G. Santarelli, P. Laurent, P. Lemonde, A. Clairon, A. Mann, S. Chang, a. Luiten, C. Salomon, Phys. Rev. Lett. 82, 4619 (1999)

Extension des valeurs de N_{at} explorées par un facteur 10
BNM Syrte, Laser Spectroscopy 2003.

Recherche en laboratoire d'une dérive éventuelle des constantes fondamentales

À cause des corrections relativistes, la structure hyperfine d'un atome alcalin dépend de la constante de structure fine et du numéro atomique Z.

J. Prestage, R. Tjoelker, L. Maleki, Phys. Rev. Lett. 74, 3511 (1995)

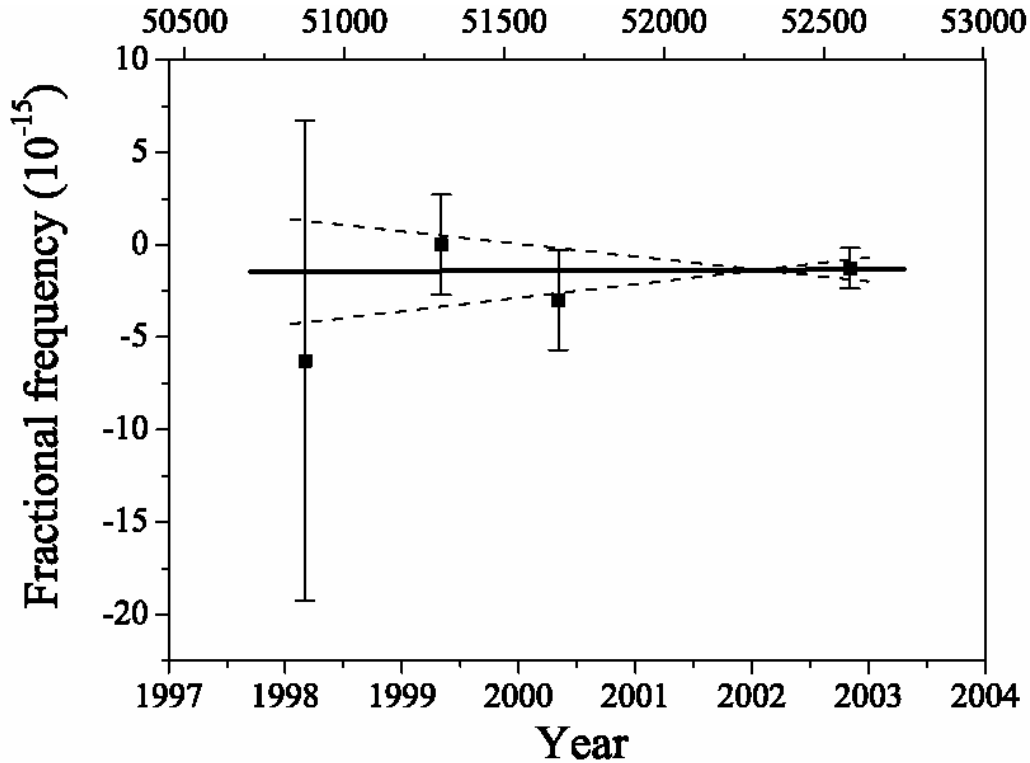
En comparant les fréquences hyperfines du césium et du rubidium mesurées sur 2 fontaines, et en suivant le rapport de ces 2 fréquences sur plusieurs années, on peut donc mettre une borne supérieure sur

$$\frac{\dot{\alpha}}{\alpha} = \frac{1}{\alpha}\frac{d\alpha}{dt}$$

Autres tests (non de laboratoire)

- Réacteur nucléaire naturel d'Oklo (Gabon)
- Spectroscopie d'absorption de la lumière émise par des quasars lointains

Résultats des mesures effectuées au BNM-SYRTE (Paris)



H. Marion *et al*
Phys. Rev. Lett.
90, 150801 (2003)

$$\frac{d}{dt}\ln\left(\frac{\nu_{Rb}}{\nu_{Cs}}\right) = (0.2 \pm 7) \times 10^{-16} / \text{an}$$

$$\frac{\dot{\alpha}}{\alpha} = (-0.4 \pm 16) \times 10^{-16} / \text{an}$$

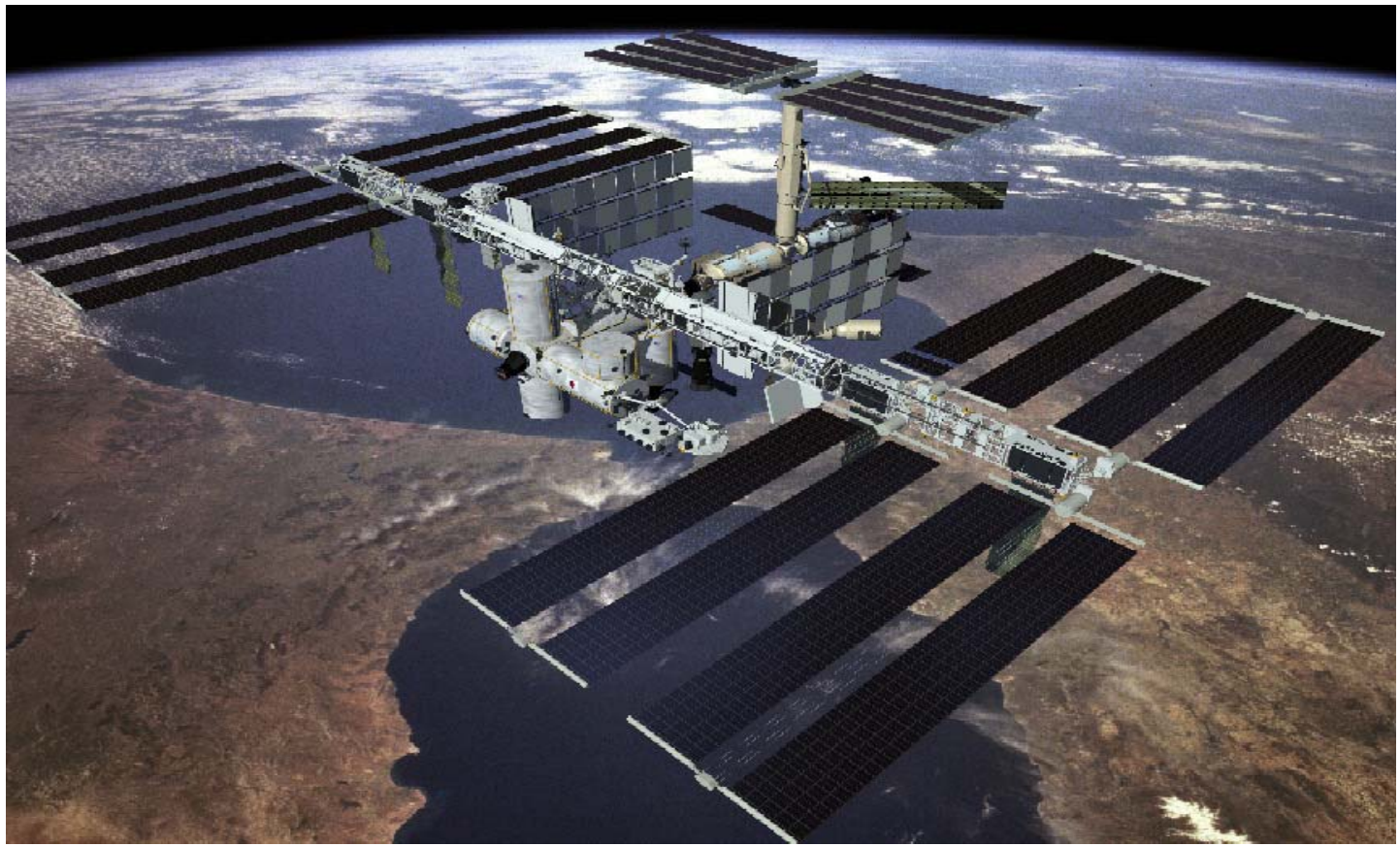
Une autre application des fontaines transportables

Mesure absolue de fréquences optiques par utilisation d'un peigne de fréquences (impulsions laser femtoseconde) pour comparer la fréquence optique à celle de la transition hyperfine du césium.

Mesure de la fréquence de la transition 1s-2s de H à 2 x 10^{-14} près
M. Niering *et al* , Phys. Rev. Lett. 84, 5496 (2000)

ACES sur la station spatiale

cnes
esa



- Référence de temps
- Validation des horloges spatiales
- Tests de physique fondamentale

C. Salomon *et al* , C. R. Acad. Sci. Paris, t.2, Série IV, p. 1313-1330 (2001)

OPTIQUE ET INTERFÉROMÉTRIE ATOMIQUES

Ondes associées à une particule matérielle

1924 Relation de Louis de Broglie

$$\lambda_{\mathrm{dB}} = \frac{h}{m\mathrm{v}}$$

1927 Expériences de Davisson Germer

Microscopie électronique

Diffraction de neutrons

- Structure et dynamique de divers types de milieux

- Réalisation d'interféromètres utilisant des diffractions de Bragg sur 3 lames taillées dans le même cristal

Grand nombre d'effets physiques intéressants étudiés au moyen de ces interféromètres : rotation de 2π d'un spin ½, effets inertiels (gravitation, rotation), effets topologiques…

Voir cours 1992-93

Ondes associées à des atomes

Diffraction d'un jet d'atomes d'hélium sur la surface d'un cristal de NaCl Estermann, Stern 1930

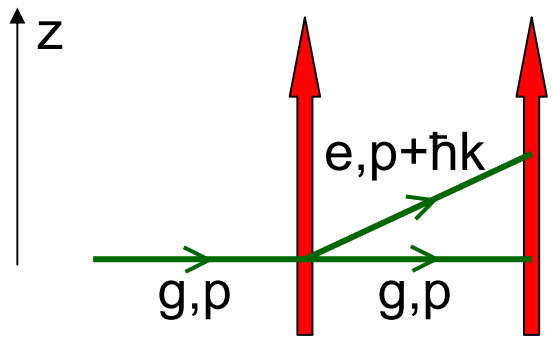
Développement de méthodes nouvelles pour réaliser des « composants » pour ondes de de Broglie atomiques

- Nanostructures réalisées par des méthodes de lithographie
  Systèmes de fentes de 100 nm à 1μm de large
- Diffraction d'ondes de de Broglie atomiques par des ondes laser stationnaires
  Extension aux atomes de l'effet introduit par Kapitza et Dirac pour des électrons
- Lames séparatrices pour ondes de de Broglie associées à des échanges d'impulsion entre atomes et photons lors de processus d'absorption ou d'effet Raman stimulé
- Réflexion d'une onde de de Broglie sur une onde laser évanescente désaccordée vers le bleu

Ondes associées à des atomes (suite)

Extension des franges de Ramsey au domaine optique

Difficulté

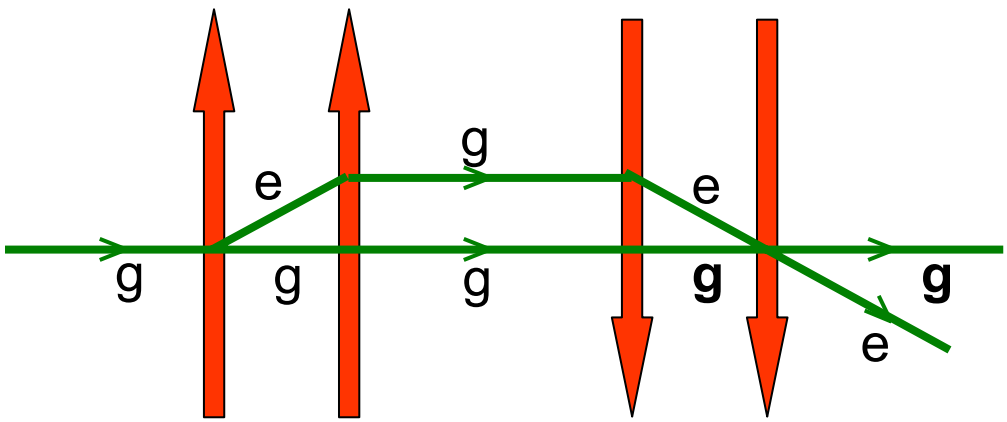


La dispersion de vitesse dv le long de l'axe z brouille les franges si $\delta v\, T > \lambda_{Laser}$ (T : temps de vol d'une onde à l'autre)

$$\delta v\, T > \lambda_{Laser} \Rightarrow \frac{\hbar}{m\,\delta v} < \frac{\hbar k}{m} T$$

Longueur de cohérence sur z
< Séparation des paquets d'onde

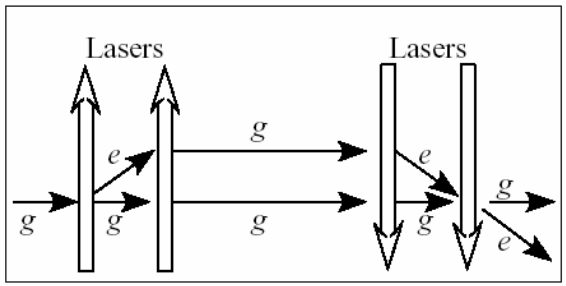
Une solution possible : Interféromètre de Ramsey Bordé



L'utilisation de 2 paires d'ondes se propageant dans des sens opposés et de même écart permet de recombiner les paquets d'ondes et d'éviter le brouillage des franges

C. Bordé, C. Salomon, S. Avrillier, A. Van Lerberghe, C. Bréant, D. Bassi, S. Scolès, Phys. Rev. A30, 1836 (1984)

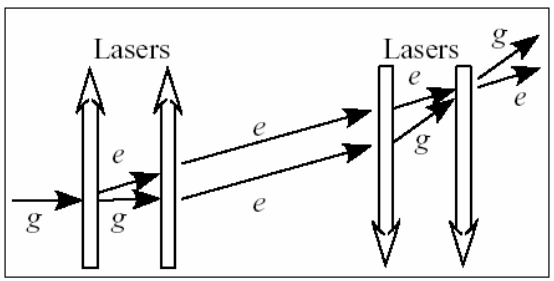
Exemple d'application des interféromètres de Ramsey Bordé : mesure de h/m



$$P(e) = \frac{1}{4} - \frac{1}{8}\cos 2\left(\omega_L - \omega_A - \omega_R\right)T$$

$$\omega_R = \hbar k^2 / 2m$$

T: temps de vol entre les 2 ondes d'une paire



$$P(e) = \frac{1}{4} - \frac{1}{8}\cos 2\left(\omega_L - \omega_A + \omega_R\right)T$$

Voir Cours au Collège de France 1992-93, Chap. III

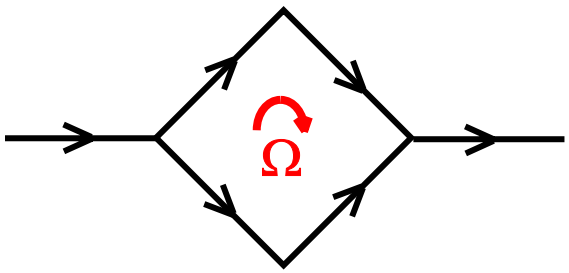
On obtient pour la probabilité de sortir dans e 2 systèmes de franges de Ramsey centrées en $\omega_L=\omega_A+\omega_R$ et $\omega_L=\omega_A-\omega_R$. On en déduit la valeur de h/m_A et par suite celle de α

$$\alpha^2 = \frac{2Ry}{c}\frac{m_{\text{proton}}}{m_{\text{electron}}}\frac{m_{\text{atome}}}{m_{\text{proton}}}\frac{h}{m_{\text{atome}}}$$

Méthode développée par l'équipe de S. Chu à Stanford
Expérience également en cours au LKB (équipe de F. Biraben)

Autre application : gyromètres à ondes de de Broglie

Utilisent l'équivalent, pour les ondes de de Broglie, de l'effet Sagnac pour les ondes lumineuses (voir cours 1992-93, Chapitres VII et VIII).)



Le déphasage entre les ondes se propageant dans les 2 bras de l'interféromètre dépend de la vitesse angulaire Ω de la plateforme par rapport à un référentiel galiléen.

$$(\delta\phi)_{\text{photon}} = \frac{2\omega}{c^2} S\Omega \qquad (\delta\phi)_{\text{atome}} = \frac{2m}{\hbar} S\Omega$$

ω:fréquence de la lumière S : Surface de l'interféromètre

$$(\delta\phi)_{\text{atome}} / (\delta\phi)_{\text{photon}} = mc^2 / \hbar\omega \simeq 10^{11}\,!$$

Les premiers gyromètres à ondes de de Broglie ont été réalisés au PTB en Allemagne. Les plus élaborés sont réalisés dans l'équipe de M. Kasevich aux USA, atteignant une sensibilité de 6 x 10^{-10} rad/s pour un temps d'intégration de 1s (la rotation de la terre est 7.3 x 10^{-6} rad/s)

Voir les comptes rendus du Symposium HYPER (Paris 4-6 Nov. 2002)
sur le site : atomoptic.iota.u-psud.fr/hyper/

L'impact des atomes froids

Ralentissement des atomes $\rightarrow$ $\langle \mathbf{p} \rangle$ **petit**

Une faible valeur de < p > augmente la déviation angulaire ħk/<p> du jet atomique après transfert d'impulsion d'un photon dans une direction perpendiculaire.

Une faible valeur de < p > rend plus aisée le rebondissement de atomes sur la barrière de potentiel associée à une onde évanescente (énergie cinétique < hauteur de la barrière).

Refroidissement des atomes $\rightarrow$ $\langle \delta \mathbf{p} \rangle$ **petit**

δp petit $\rightarrow$ longueur de cohérence $\xi = \hbar / \delta p$ grande

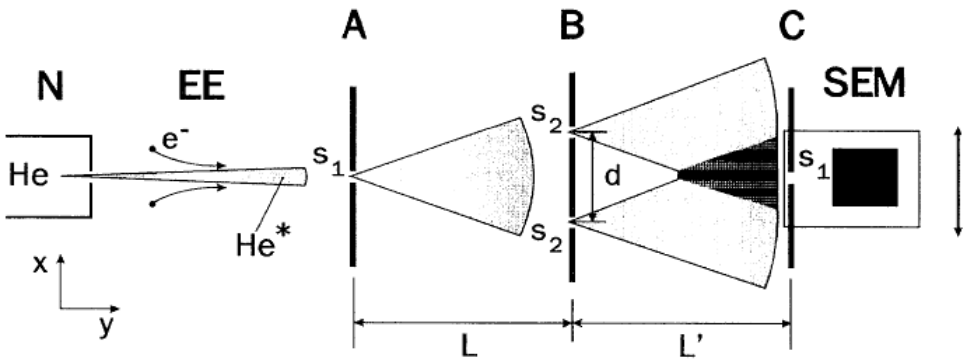
Focalisation plus aisée. Franges d'interférences plus fines

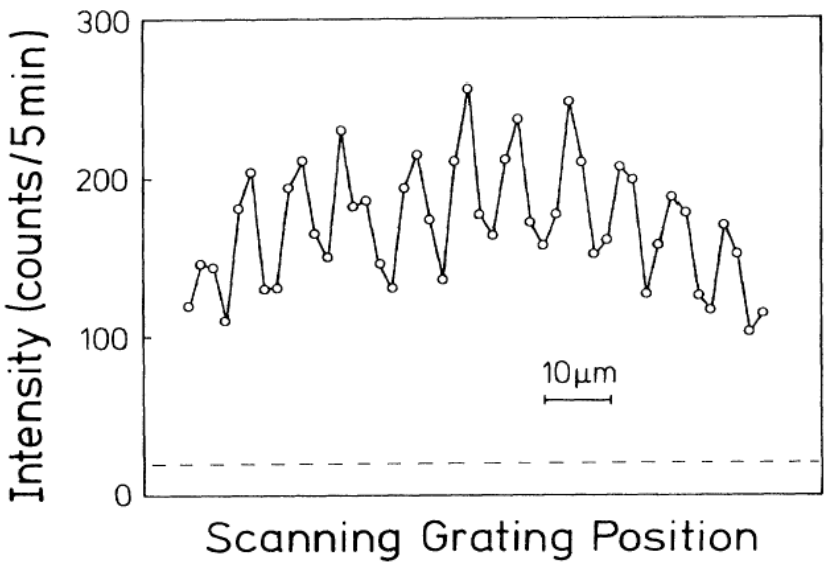
Possibilité d'une optique dissipative

Collimation par refroidissement transverse

Non conservation de l'étendue

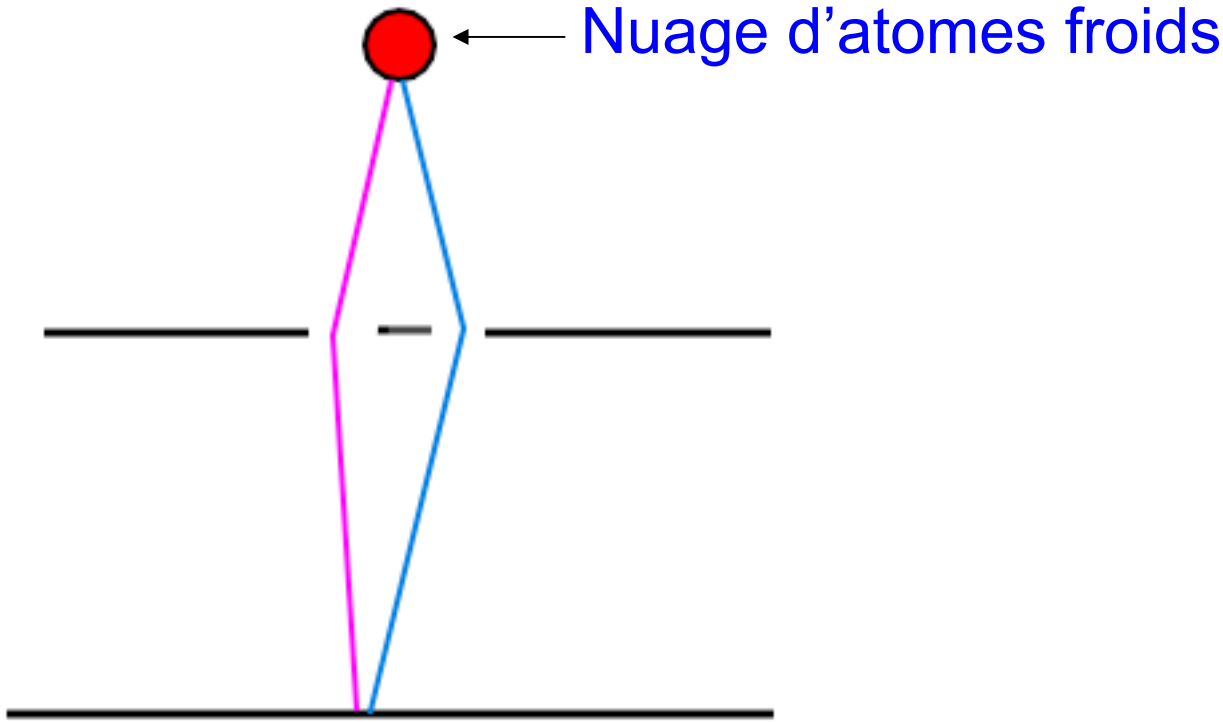
Franges d'interférence obtenues avec des atomes d'hélium métastables





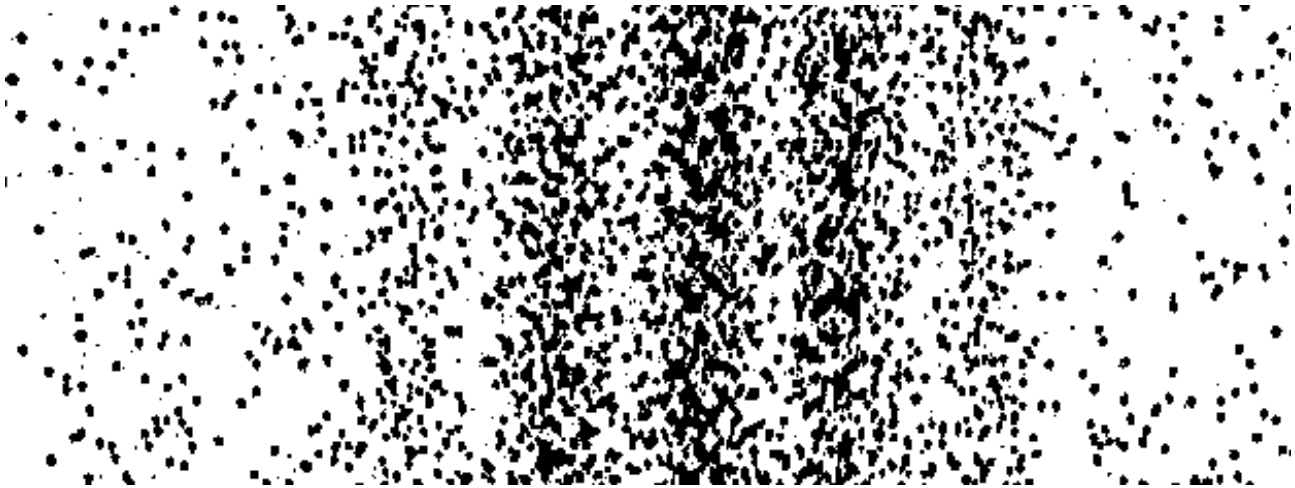
O. Carnal, J. Mlynek
Phys. Rev. Lett.
66, 2689 (1991)

Franges d'interférence obtenues avec des atomes de Neon métastables



F.Shimizu, K.Shimizu, H.Takuma Phys.Rev. **A46**, R17 (1992)

Résultats de l'expérience



Chaque atome donne naissance à un impact localisé
La répartition spatiale des impacts est modulée spatialement

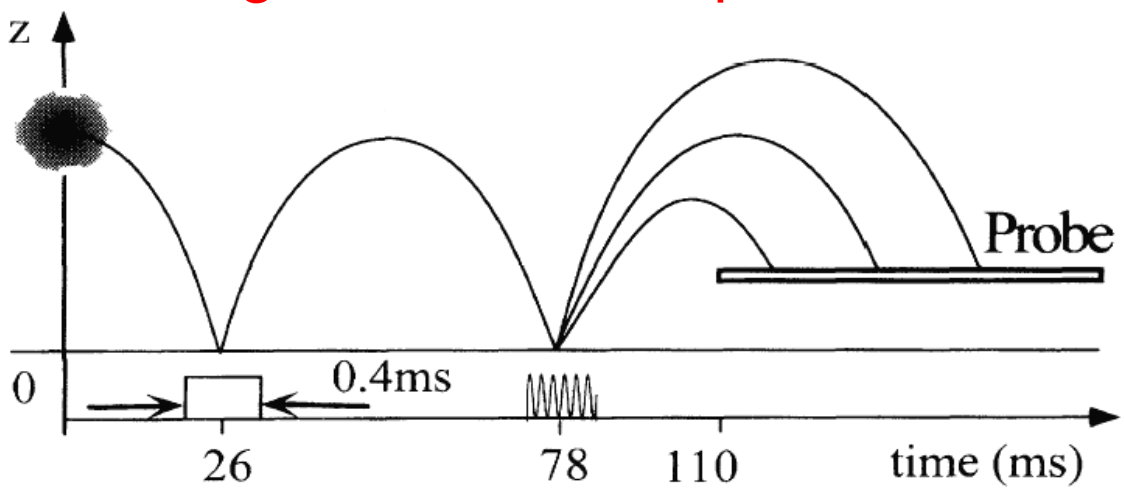
Dualité onde-corpuscule pour les atomes

L'onde associée au corpuscule permet de calculer
la <u>probabilité</u> pour que le corpuscule se manifeste

Autres exemples d'effets mettant en évidence l'aspect ondulatoire du mouvement des atomes

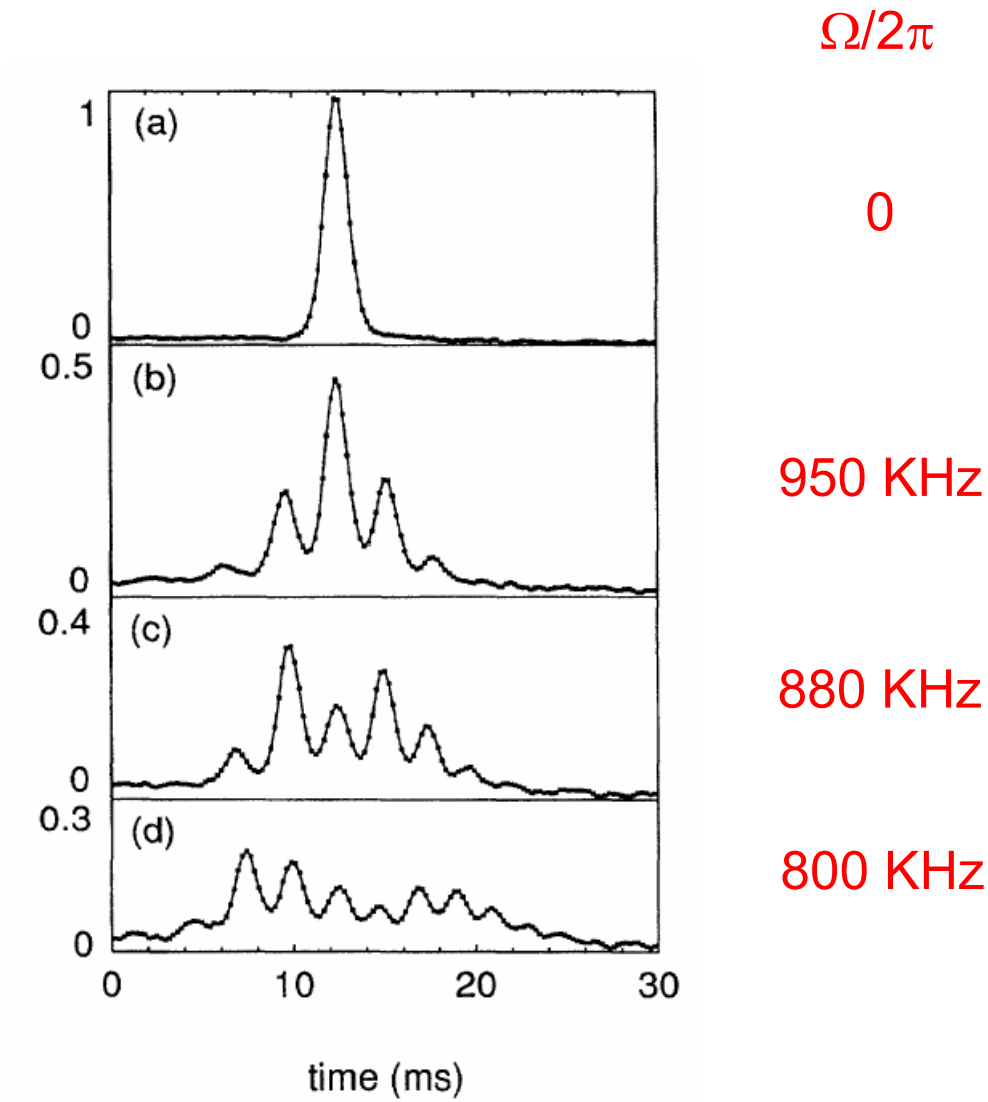
Exemple 1: modulation de fréquence d'ondes de de Broglie

- Réflexion de paquets d'ondes atomiques par un miroir pour atomes (onde évanescente) vibrant à la fréquence Ω.
- Modulation de fréquence des ondes réfléchies se traduisant par l'apparition de bandes latérales $\pm n\hbar\Omega$ (n=1,2,3…) dans le spectre d'énergie des atomes qui rebondissent.



A. M. Steane, P. Szriftgiser, P. Desbiolles, and J. Dalibard, Phys. Rev. Lett. **74**, 4972 (1995)

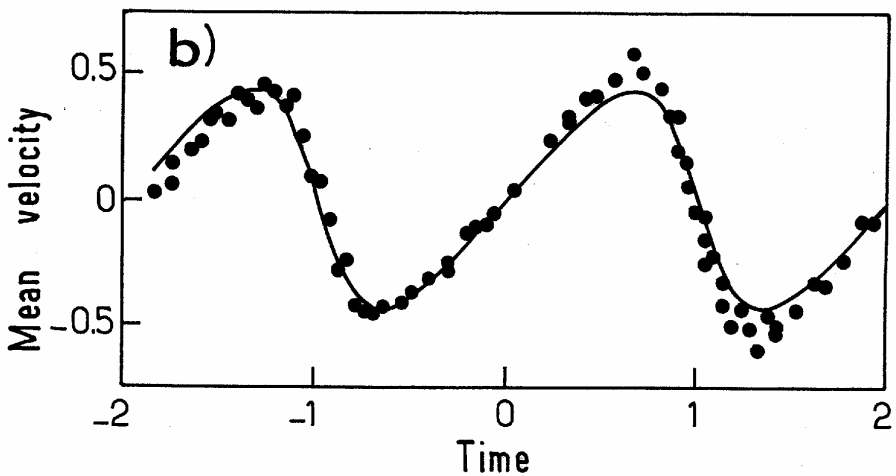
Résultats expérimentaux



Effet purement quantique

Exemple 2: oscillations de Bloch

- Atomes ultrafroids ($\delta p < \hbar k$) délocalisés sur plusieurs λ_{Laser}. Possibilité de préparer des états de Bloch pour un atome dans le potentiel périodique d'une onde laser stationnaire.
- Accélération de l'onde stationnaire par balayage de fréquence. Dans le référentiel au repos de l'onde, les atomes sont soumis à une force inertielle constante et à un potentiel périodique.
- L'onde de de Broglie est accélérée et subit une réflexion de Bragg sur le potentiel périodique dès que $\lambda_{dB} = \lambda_{Laser}$.
  La vitesse moyenne $\langle v \rangle$ oscille au lieu de croitre linéairement.



M. Dahan, E. Peik, J. Reichel, Y.Castin, C. Salomon, Phys. Rev. Lett., 76, 4508 (1996)