

Buts de ce cours

- Décrire des expériences d'interférométrie atomique utilisant des dispositifs analogues à ceux décrits dans le cours III pour l'observation des franges de Ramsey optiques.
- Montrer que ces dispositifs sont sensibles à la rotation du référentiel dans lequel l'interféromètre est au repos.

① Principe des expériences

- 2 expériences d'interférométrie ont été réalisées : l'une au P.T.B. à Braunschweig (Refs 1 et 2), l'autre à Bonn (Ref. 3).
- Les 2 expériences utilisent 2 paires d'ondes progressives se propageant dans des sens opposés, comme dans le cours III.

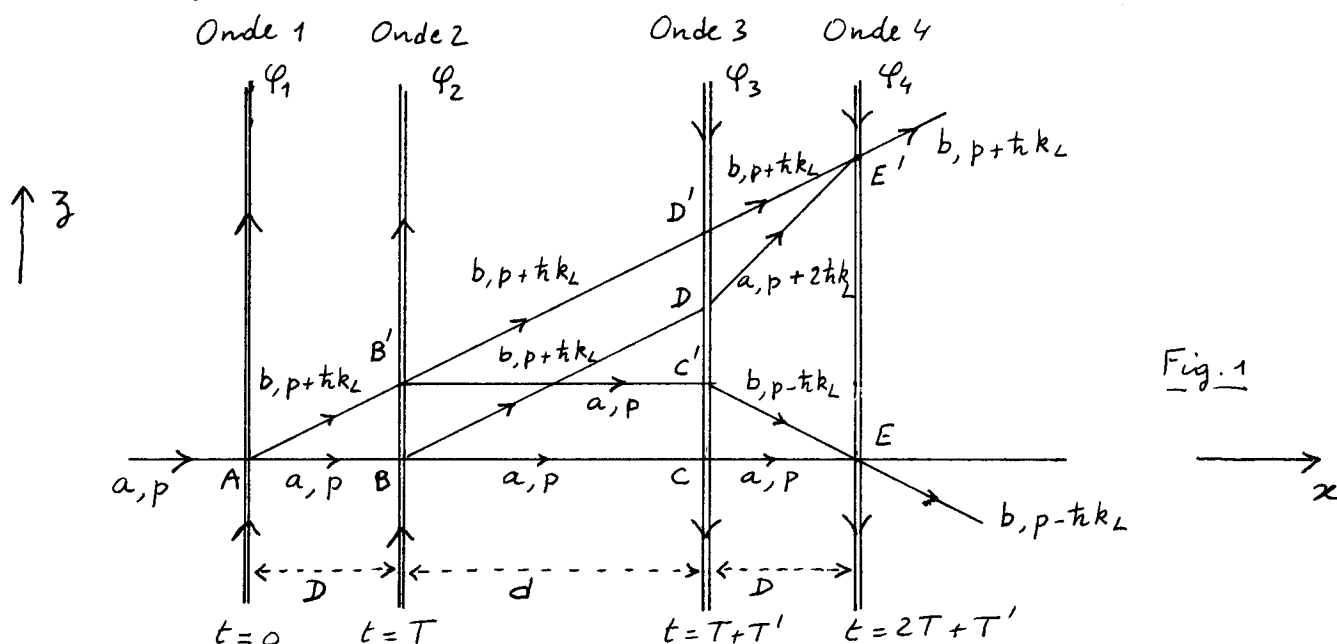
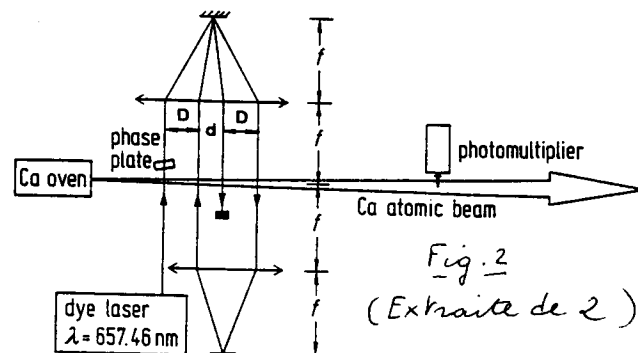


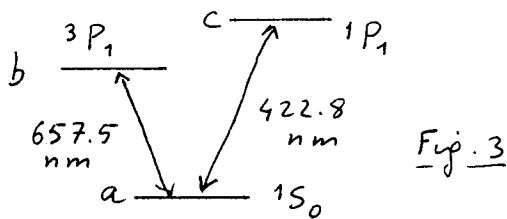
Fig. 1

Les échanges d'impulsion entre atomes et photons font apparaître 2 figures fermées (trapèzes) pour les trajectoires des centres des paquets d'ondes, auxquelles correspondent 2 interféromètres atomiques, donnant naissance à 2 systèmes de franges de Ramsey, respectivement centrés en $\omega_L = \omega_A + \omega_R$ (trapèze $AB'C'E$) et $\omega_L = \omega_A - \omega_R$ (trapèze $AB'D'E$).

- Dispositif expérimental.

Les 4 ondes sont formées à partir d'une onde incidente et de 2 systèmes de lentilles et de miroirs placés dans les plans focaux ("yeux de chat"). Voir la figure 2 relative à l'expérience du P.T.B. (Montage analogue à Bonn)





Transition d'intercombinaison
 $3P_1 \leftrightarrow 1S_0$ de l'atome de Calcium

$\lambda = 657.5 \text{ nm}$

L'état $b = 3P_1$ a une longue durée de vie $\tau \approx 0.4 \text{ ms}$

Sur cette transition, $v_{\text{rec}} = \frac{\hbar k}{m} = 1.5 \text{ cm/s}$

Le fait que τ soit long est important, pour que la destruction de cohérences spatiales par émission spontanée puisse être négligée.

- Transition étudiée à Bonn. Schéma de niveaux analogue à celui de la figure 3, mais pour l'atome de Magnésium

Transition $a = 1S_0 \leftrightarrow b = 3P_1$ $\lambda = 457 \text{ nm}$

Transition $a = 1S_0 \leftrightarrow c = 1P_1$ $\lambda = 285 \text{ nm}$

Durée de vie de $b = 3P_1$: $\tau = 4.6 \text{ ns}$

- Dans les 2 cas, la transition intense $1S_0 \leftrightarrow 1P_1$ est utilisée pour perturber le niveau inférieur a , ou pour refroidir les atomes.

- Les 2 bras des interféromètres atomiques associés aux 2 trapèzes de la figure 1 enferment une surface non nulle. L'état d'interférence en E ou E' doit donc être modifié par une rotation d'ensemble du dispositif. Le principe de l'expérience consiste à observer les franges de Ramsey sur la population du niveau b à la sortie de l'appareil (population détectée par la fluorescence émise par le jet - voir Fig. 2), et à voir si ces franges se déplacent quand on fait tourner l'interféromètre à la vitesse angulaire Ω .

② - Calcul du déphasage entre les 2 bras des interféromètres

a) - Méthode utilisant les trajectoires non perturbées

- On calcule de proche en proche l'évolution de la fonction d'onde atomique le long des trajectoires non perturbées (correspondant à $\Omega = 0$). L'effet de la rotation se traduit par l'apparition d'un déphasage supplémentaire égal à l'intégrale de $\frac{m}{\hbar} \vec{\Omega} \cdot (\vec{r}(t) \times \vec{v}(t))$ le long de cette trajectoire non perturbée (voir l'équation (7.51)).

- 3 contributions sont à prendre en compte, dues respectivement à l'évolution des degrés de liberté externes, l'évolution des degrés de liberté internes, l'interaction avec les lasers. Calculons à titre d'exemple le déphasage $\delta\Phi$ entre les 2 bras $AB'C'E$ et $ABCE$ du trapèze inférieur de la figure 1, déphasage qui intervient dans le calcul de $P(a, p \rightarrow b, p - \hbar k_L)$.

- Contribution de l'évolution des degrés de liberté externes

• Intégrales d'action non perturbées (calculées avec $\Omega = 0$)

$$S_{cl}^{(0)}(AB') - S_{cl}^{(0)}(AB) = \left[\frac{(p + \hbar k_L)^2}{2M} - \frac{p^2}{2M} \right] T = \hbar(\omega_D + \omega_R)T \quad (8.1)$$

où ω_D et ω_R sont donnés en (2.18.b) et (2.18.c).

$$S_{cl}^{(0)}(B'C') - S_{cl}^{(0)}(BC) = 0 \quad (8.2)$$

$$S_{cl}^{(0)}(C'E) - S_{cl}^{(0)}(CE) = \left[\frac{(p - \hbar k_L)^2}{2M} - \frac{p^2}{2M} \right] T = \hbar(-\omega_D + \omega_R) T \quad (8.3)$$

Contribution globale à $\delta\Phi = \frac{1}{\hbar} \times \text{Somme de (8.1), (8.2), (8.3)}$

$$\delta\Phi_{ext}^{(0)} = 2\omega_R T \quad (8.4)$$

- Effet de la rotation : la correction d'ordre 1 en Ω à l'effet de la propagation non perturbée, donné en (8.4), est égale à l'intégrale de $\frac{M}{\hbar} \vec{\Omega} \cdot (\vec{r}(t) \times \vec{v}(t))$ le long du trapèze $AB'C'ECBA$, qui n'est autre que $\frac{2M}{\hbar} \vec{\Omega} \cdot \vec{S}$ où $\vec{S}$ est l'aire orientée de ce trapèze (cette aire est négative, car le trapèze est parcouru dans le sens inverse).

$$\delta\Phi_{ext}^{(1)} = - \frac{2M}{\hbar} \Omega |BB'| \times (D + d) \quad (8.5)$$

$$\text{Or } |BB'| = \frac{\hbar k_L}{M} T = \frac{\hbar k_L}{M v_x} D \quad (8.6)$$

où v_x est la vitesse des atomes incidents le long de Ox (D et d sont représentés sur la figure 1)

$$\begin{aligned} \delta\Phi_{ext}^{(1)} &= - 2k_L \Omega D(D+d)/v_x \\ &= - 2k_L v_x \Omega T(T+T') \end{aligned} \quad (8.7)$$

- Contribution de l'évolution des degrés de liberté internes.

- Le long de $AB'C'E$: $e^{-i[\omega_b T + \omega_a T' + \omega_b T]}$
- Le long de $ABCE$: $e^{-i[\omega_a T + \omega_a T' + \omega_a T]}$

$$\text{soit en tout } \delta\Phi_{int} = -(\omega_b - \omega_a) 2T = -2\omega_A T \quad (8.8)$$

où ω_A est la fréquence atomique.

- Interaction avec les lasers dont les phases sont $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \varphi_4$

- Le long de $AB'C'E$

$$\begin{aligned} &[S_{ba}^{(1)} e^{i(k_L z_A - \omega_L t - \varphi_1)}] [S_{ab}^{(2)} e^{-i(k_L z_{B'} - \omega_L T - \varphi_2)}] \times \\ &\times [S_{ba}^{(3)} e^{i(-k_L z_{C'} - \omega_L (T+T') - \varphi_3)}] [S_{bb}^{(4)}] \end{aligned} \quad (8.9)$$

- Le long de $ABCE$

$$[S_{aa}^{(1)}] [S_{aa}^{(2)}] [S_{aa}^{(3)}] [S_{ba}^{(4)} e^{i(-k_L z_E - \omega_L (2T+T') - \varphi_4)}] \quad (8.10)$$

d'où l'on déduit

$$\delta\Phi_{laser} = k_L (z_A - z_{B'} - z_{C'} + z_E) + 2\omega_L T - \varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_3 + \varphi_4 \quad (8.11)$$

$$\text{Or } z_A - z_{B'} = - \frac{p + \hbar k_L}{M} T, \quad z_E - z_{C'} = \frac{p - \hbar k_L}{M} T \quad (8.12)$$

$$\text{de sorte que } z_A - z_{B'} - z_{C'} + z_E = - \frac{2\hbar k_L}{M} T$$

$$\text{Finalement } \delta\Phi_{laser} = -4\omega_R T + 2\omega_L T + \varphi_2 - \varphi_1 + \varphi_4 - \varphi_3 \quad (8.13)$$

- Récapitulation pour l'interféromètre associé à $AB'C'E'CB A$
En ajoutant (8.4), (8.7), (8.8) et (8.13), on obtient

$$\delta \Phi_{\text{total}} = 2T[(\omega_L - \omega_A - \omega_R) - \Omega k_L v_x (T+T')] + \varphi_2 - \varphi_1 + \varphi_4 - \varphi_3 \quad (8.14)$$

Un calcul analogue pour l'interféromètre associé à $AB'D'E'DBA$ donne un résultat identique à (8.14) au remplacement près de $-\omega_R$ par $+\omega_R$

$$\delta \Phi_{\text{total}} = 2T[(\omega_L - \omega_A + \omega_R) - \Omega k_L v_x (T+T')] + \varphi_2 - \varphi_1 + \varphi_4 - \varphi_3 \quad (8.15)$$

- Comme dans le cours III, on trouve que :

- $\delta \Phi_{\text{total}}$ ne dépend pas du déplacement Doppler $\omega_D = k_L p/m$ et n'est donc pas affecté par la moyenne sur les vitesses $v = p/m$ le long de la direction Oz des ondes laser.
- $\delta \Phi_{\text{total}}$ dépend du désaccord $\omega_L - \omega_A$ corrigé de $+\omega_R$ ou $-\omega_R$ suivant le trapèze considéré, le temps multipliant $(\omega_L - \omega_A \pm \omega_R)$ étant égal à $2T$. C'est le 1^{er} terme de (8.14) et (8.15) qui donne des franges de Ramsey avec un interfrange $\delta \omega = 2\pi/2T$.

- Par rapport au cours III où l'on avait pris $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_3 = \varphi_4 = 0$, on obtient dans (8.14) et (8.15) l'effet des phases des ondes laser, qui apparaît via $\varphi_2 - \varphi_1 + \varphi_4 - \varphi_3$.

- Enfin, si Ω n'est pas nul, on voit apparaître un terme supplémentaire dans $\delta \Phi_{\text{total}}$, proportionnel à Ω . Ce terme supplémentaire peut être compensé par une variation du désaccord $\omega_L - \omega_A$. On en conclut que l'effet de la rotation est de déplacer en bloc le système des franges de Ramsey.

b) Méthode utilisant les trajectoires perturbées

- Les calculs peuvent être plus précis, mais ils sont plus longs et nous en donnons ici seulement le principe.

- Les trajectoires perturbées par Ω sont données par les équations (7.29) qu'on peut simplifier en ne gardant que les termes en ΩT . Il faut noter aussi que $\vec{p}$ ne reste pas constant entre 2 interactions successives avec les ondes laser (voir équations (7.22)). Par contre, $\vec{p}^2$ reste constant entre 2 telles interactions, de sorte que l'action correspondant à un segment de trajectoire perturbée entre 2 interactions à t_i et t_{i+1} est égale à $\frac{\vec{p}^2}{2m} (t_{i+1} - t_i)$

- 2 points importants sont à noter dans le calcul de la contribution à $\delta \Phi$ de l'évolution des degrés de liberté internes.

(i) A la différence de ce qui se passe dans l'expérience de Kasevich et Chu (voir cours VI), on n'utilise pas ici des impulsions laser temporelles, produites à des instants fixes. C'est l'atome qui, en se déplaçant, "voit" des impulsions laser à certains

instants correspondant aux instants de traversée des ondes laser.

Comme les trajectoires atomiques sont courbées, les temps séparant 2 impulsions successives vues par l'atome ne sont plus égaux à T et T' (voir Fig. 1), mais sont corrigés par des termes en Ω , Ω^2 ... Il faut calculer ces corrections qui vont modifier $S_{cl}(AB')$, $S_{cl}(B'C')$...

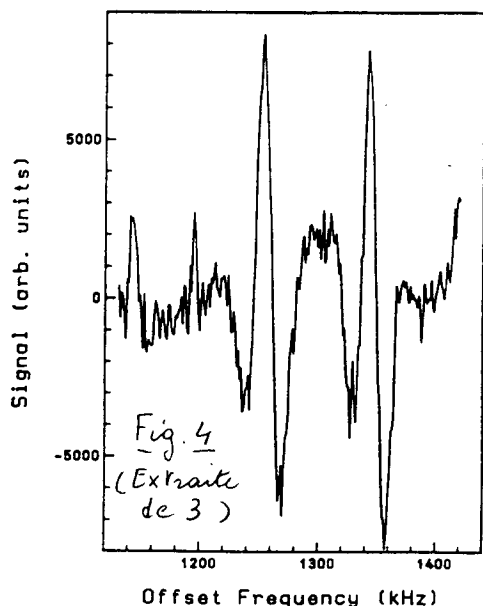
(ii) $\vec{p}^2$ reste constant entre 2 impulsions laser "vues" par l'atome en mouvement, mais comme $\vec{p}$ tourne entre 2 interactions et change de $\pm \hbar \vec{k}_L$ après chaque interaction, la variation de $\vec{p}^2$ après chaque interaction contient des corrections en Ω , Ω^2 ... Il faut tenir compte de ces corrections dans le calcul de $S_{cl}(AB')$, $S_{cl}(B'C')$...

- Quand on tient compte de tous ces effets, on trouve que la contribution des intégrales d'action le long des trajectoires perturbées n'est pas globalement modifiée en Ω . Situation analogue à celle trouvée dans le § 3a du cours VI.
- Par contre, comme les trajectoires sont modifiées par Ω , les ordonnées des points d'intersection avec les lasers sont modifiées, et $\delta\Phi_{laser}$ est changé par rapport à sa valeur (8.13), calculée pour $\Omega = 0$, d'une manière telle qu'on retrouve pour $\delta\Phi_{total}$ le même résultat qu'en (8.14) et (8.15)

③ Etude expérimentale en l'absence de rotation ($\Omega = 0$)

a - Observation du doublet de recul

- La moyenne sur les vitesses v_x des atomes du jet le long de Ox brouille les franges de Ramsey sauf la frange centrale. Les 2 systèmes de franges associés aux 2 trapèzes de la figure 1 se réduisent donc à 2 raies centrées en $\omega_L = \omega_A \pm \omega_R$, dans la courbe donnant $P_{a \rightarrow b}$ en fonction de ω_L (doublet de recul).



La figure 4 donne un exemple de doublet de recul observé sur Mg à Bonn

Valeurs des paramètres

$$\frac{2\omega_R}{2\pi} \approx 80 \text{ KHz}$$

$D = 12 \text{ mm}$, donnant une largeur de raie de l'ordre de 12 KHz

- Résultats analogues au P.T.B sur Ca

$$\frac{2\omega_R}{2\pi} \approx 23.1 \text{ KHz}$$

$$2D = 26 \text{ mm}$$

$$d = 33 \text{ mm}$$

$$\bar{v}_x = 700 \text{ m/s}$$

$$\lambda_{DB} = 1.4 \cdot 10^{-11} \text{ m}$$

b - Suppression d'une composante du doublet de recul.

VIII - 6

Intérêts d'une telle suppression.

- Forme de raie plus simple.
- Eviter des asymétries éventuelles dues au fait que l'état interne dans la zone intermédiaire est l'état excité b pour le trapèze supérieur de la figure 1, de sorte que la raie à $\omega_L = \omega_A - \omega_R$ associée à ce trapèze peut avoir une amplitude plus faible que l'autre si la durée de vie τ de l'état b n'est pas assez longue devant le temps de traversée.

Méthode utilisée pour une telle suppression

- Par exemple, au P.T.B., la composante supérieure du doublet de recul (Fig. 5a), à $\omega_L = \omega_A + \omega_R$, associée au trapèze inférieur de la figure 1, est supprimée (voir Fig. 5b), si l'état interne a dans la zone intermédiaire est excité par un laser accordé sur la transition $^1S_0 \leftrightarrow ^1P_1$ à 422.8 nm (Fig. 3)

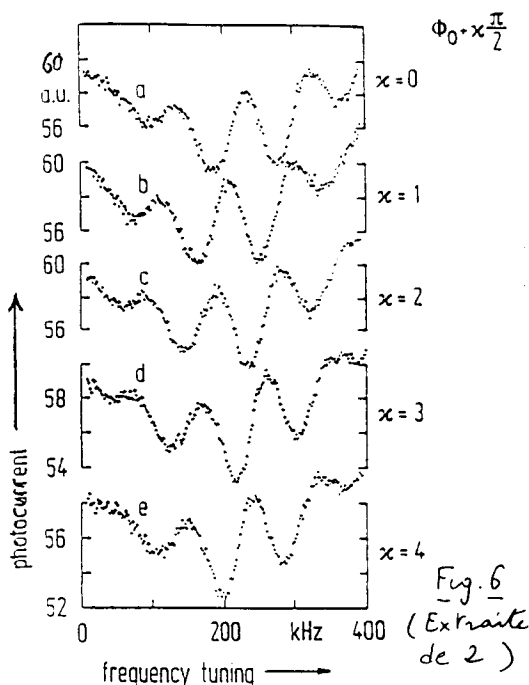
Il suffit d'un cycle de fluorescence pour détruire la cohérence spatiale entre les 2 chemins de ce trapèze inférieur et faire disparaître la raie à $\omega_A + \omega_R$

- La raie à $\omega_L = \omega_A - \omega_R$ peut être également supprimée par excitation de l'état interne $b = ^3P_1$ dans la zone intermédiaire du

trapèze supérieur de la figure 1 par un laser à $\lambda = 612.4$ nm excitant la transition $^3P_1 \leftrightarrow ^3S_1$

- Expériences analogues à Bonn utilisant l'excitation de la transition $^1S_0 \leftrightarrow ^1P_1$ à 285 nm

c - Sensibilité à la phase des ondes laser



Les équations (8.14) et (8.15) montrent que le déphasage total $\delta\Phi$ contient un terme $\Phi_0 = \phi_2 - \phi_1 + \phi_4 - \phi_3$ dépendant des phases des 4 ondes laser.

Dans l'expérience du PTB, une lame de verre, servant de lame de phase est insérée sur le trajet des faisceaux laser après la 1^{ère} interaction (voir Fig. 1).

En faisant tourner cette lame, on fait varier ϕ_2, ϕ_3, ϕ_4 par rapport à ϕ_1 , et on fait donc varier Φ_0 . On vérifie bien expérimentalement que les franges de Ramsey se déplacent quand la lame est tournée de façon à faire varier Φ_0 . (Voir Fig. 6)

d - Déphasage produit par un déplacement lumineux

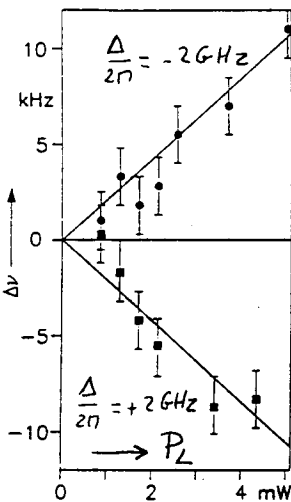
VIII - 7

Principe

Entre la 1^{re} onde laser et la 2^{ème}, on entre la 3^{ème} et la 4^{ème}, les états internes sont différents dans les 2 bras des interféromètre associés à chacun des 2 trapèzes de la figure 1. Une irradiation lumineuse appropriée peut alors déplacer de manière différente les états a et b et modifier $\delta\Phi_{\text{total}}$ via $\delta\Phi_{\text{interne}}$, ce qui se traduit par un déplacement des franges de Ramsey.

Expériences faites au P.T.B.

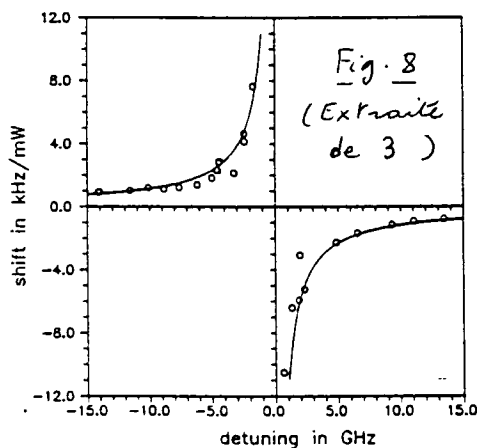
Fig. 7
(Extrait de 2)



- L'état $a = ^1S_0$ est déplacé par une excitation de la transition $^1S_0 \leftrightarrow ^1P_1$ à 422.8 nm. Le désaccord à résonance Δ est suffisamment grand (~ 26 GHz) pour qu'il n'y ait pas d'excitation réelle de la transition (fluorescence négligeable, et donc pas de destruction de cohérences spatiales) et pour que l'atome puisse suivre adiabatiquement le niveau habillé se raccordant à l'état fondamental quand l'atome entre et sort de l'onde laser perturbatrice.

- Vérification du fait que le déplacement des franges de Ramsey change de signe quand le désaccord Δ change de signe et varie linéairement avec la puissance P_L du laser perturbateur.

Expériences faites à Bonn



- Expériences analogues faites sur Mg et utilisant une excitation de la transition $^1S_0 - ^1P_1$ à 285 nm entre la 3^{ème} et la 4^{ème} onde laser.
- Etude de la variation du déplacement des franges de Ramsey avec le désaccord Δ du laser perturbateur (Voir Fig. 8)

Remarque

Un faisceau non résonnant, agissant sélectivement sur l'un des 2 bras d'un interféromètre atomique, joue ainsi le rôle d'une lame de retard ou d'avance que l'on introduirait dans ce bras et qui changerait le déphasage $\delta\Phi$.

La très grande sensibilité des interféromètres atomiques permet d'envisager d'utiliser un tel effet (ou des effets analogues) pour mesurer, de manière non destructive, le nombre de photons contenus dans une cavité de très grande finesse (voir Ref. 4).

4 - Etude expérimentale de la sensibilité à la rotation

Les expériences correspondantes ont été faites au PTB.

a - Résultats expérimentaux

~ Le déphasage supplémentaire qui apparaît lorsqu'on fait tourner l'interféromètre à la vitesse angulaire Ω est décrit par le terme en Ω de (8.14) et (8.15). Expérimentalement il apparaît par un déplacement global du système des franges de Ramsey

$$\delta \nu = \frac{\delta \omega}{2\pi} = -\Omega \frac{k_L}{2\pi} v_x (T+T') = \frac{\Omega (D+d)}{\lambda_L} \quad (8.16)$$

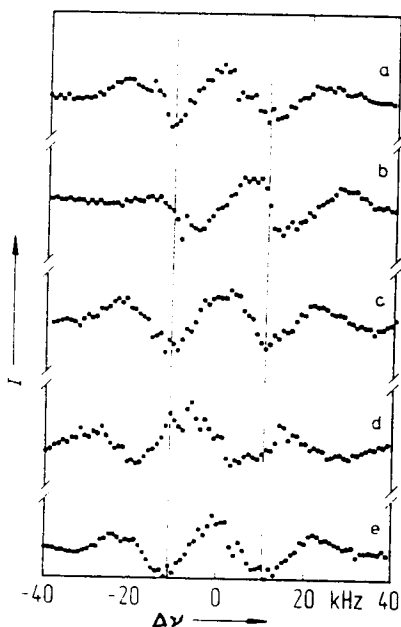


Fig. 9 (Extrait de 1)

- La figure 9 représente les franges de Ramsey obtenues pour diverses valeurs de Ω

Les courbes a, c, e correspondent à $\Omega = 0$

La courbe b à $\Omega = -0,09 \text{ s}^{-1}$

La courbe d à $\Omega = +0,09 \text{ s}^{-1}$

- On constate bien que le doublet de recul se déplace quand on fait tourner l'interféromètre et que le déplacement change de signe quand Ω change de signe.

- Les valeurs de D et d sont

$$D = 13 \text{ mm}, d = 33 \text{ mm}$$

ce qui donne, avec $\lambda_L = 657,5 \text{ nm}$ et $\Omega = 0,09 \text{ s}^{-1}$, $\Delta \nu = 6,3 \text{ KHz}$, en bon accord avec le résultat observé.

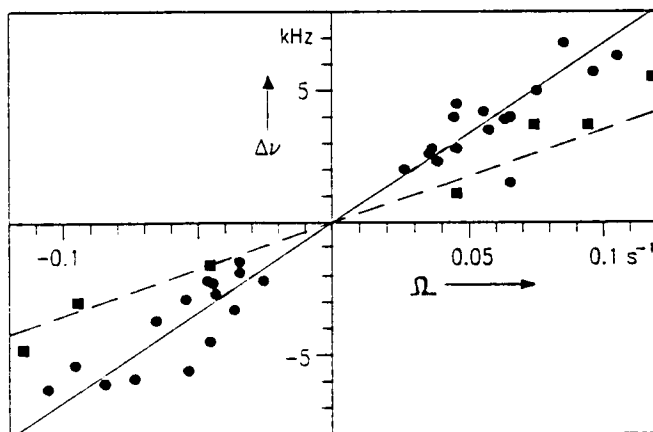


Fig. 10
(Extrait de 1)

La figure 10 donne la variation avec Ω du déplacement $\Delta \nu$ du doublet de recul pour 2 valeurs des paramètres

● $d+D = 45 \text{ mm}$

■ $d+D = 24 \text{ mm}$

Les lignes droites sont les prédictions théoriques déduites de (8.16)

b - Discussion physique

- L'expérience précédente montre qu'il est possible d'observer l'équivalent d'un effet Sagnac sur des interféromètres utilisant des atomes neutres.
- Cette expérience prouve également que le dispositif à 4 ondes progressives utilisé pour observer des franges de Ramsey en optique fait intervenir un interféromètre dont les bras enferment une surface non nulle

$$S = \frac{\hbar k_L}{M v_x} D(D+d) \quad (8.17)$$

- Avec les valeurs des paramètres

$D = 13 \text{ mm}$, $d = 33 \text{ mm}$, $\hbar k_L / M = 1.5 \text{ cm/sec}$, $v_x = 700 \text{ m/s}$
on trouve $S = 1.28 \cdot 10^{-2} \text{ mm}^2$, qui est beaucoup plus petite que la surface d'un interféromètre à neutrons, de l'ordre de 10 cm^2 , ou celle d'un interféromètre optique, qui peut atteindre des valeurs de plusieurs m^2 , si l'on utilise des fibres optiques enroulées sur plusieurs tours.

Malgré cette très faible surface, l'interféromètre du PTB peut détecter des rotations très faibles, de l'ordre de $0.05 / \text{sec}$. On conçoit donc tout l'intérêt qu'il y aurait à augmenter cette surface, par exemple en diminuant v_x par utilisation d'atomes ralentis par laser.

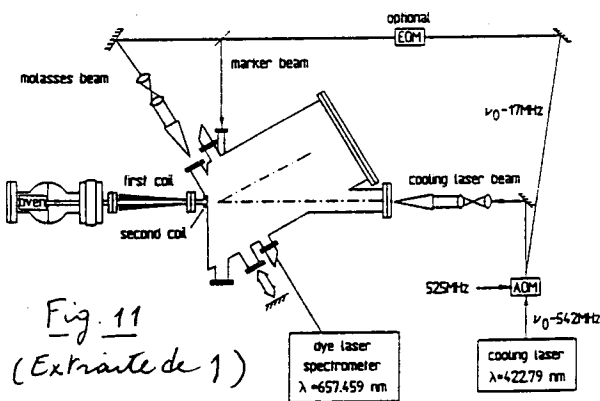


Fig. 11
(Extrait de 1)

Des expériences sont en cours au PTB pour réaliser un tel objectif. Voir schéma du dispositif expérimental sur la figure 11.

- Notons enfin que si l'atome de Calcium était utilisé comme standard de fréquence, il serait très important de contrôler le déplacement de fréquence dû à la rotation de la terre et qui varie d'un point à l'autre du globe terrestre.

Références

- 1 - F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, J. Helmcke, C. J. Borde
Phys. Rev. Lett. 67, 177 (1991)
- 2 - F. Riehle, A. Witte, Th. Kisters, J. Helmcke
Appl. Phys. B54, 333 (1992)
- 3 - U. Sterr, K. Sengstock, J. H. Müller, D. Bettermann, W. Ertmer
Appl. Phys. B54, 341 (1992)
- 4 - S. Haroche, M. Brune, J. M. Raimond
Appl. Phys. B54, 355 (1992)