

# Réalisation et diffusion de la seconde au LNE-SYRTE fondées sur l'utilisation d'horloges en fontaine atomique

## *Realisation and diffusion of the second at LNE-SYRTE using atomic fountain clocks*

Sébastien BIZE<sup>1</sup>, Philippe LAURENT<sup>1</sup>, Peter ROSENBUSCH<sup>1</sup>, Jocelyne GUENA<sup>1</sup>, Daniele ROVERA<sup>1</sup>,  
Michel ABGRALL<sup>1</sup>, Giorgio SANTARELLI<sup>1</sup>, Pierre LEMONDE<sup>1</sup>, Frédéric CHAPELET<sup>1</sup>, Peter WOLF<sup>1</sup>,  
Cipriana MANDACHE<sup>1</sup>, Andre LUITEN<sup>2</sup>, Michael TOBAR<sup>2</sup>, Christophe SALOMON<sup>3</sup> et André CLAIRON<sup>1</sup>

<sup>1</sup>LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, UMR 8630, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France, andre.clairon@obspm.fr.

<sup>2</sup>Physics Department, University of Western Australia, Nedlands, 6907 WA, Australie.

<sup>3</sup>Laboratoire Kastler Brossel, UMR 8552, École Normale Supérieure, 24 Rue Lhomond, 75231, Paris, France.

### Résumé

La réalisation de la seconde est maintenant essentiellement basée sur l'utilisation de fontaines atomiques à césium. Le LNE-SYRTE a été le premier laboratoire de métrologie à développer ces étalons de fréquence. Dans cet article nous présentons les résultats obtenus avec les trois fontaines atomiques du LNE-SYRTE depuis le dernier article publié dans le Bulletin du BNM [A. Clairon et al., « Evaluation préliminaire d'un étalon à césium utilisant une fontaine atomique », Bull. BNM, 104, 1996, 15-22]. La stabilité de fréquence et l'exactitude des fontaines atomiques du LNE-SYRTE sont parmi les meilleures à l'heure actuelle.

Nous montrons dans cet article que la stabilité de fréquence de ces horloges est limitée par le bruit quantique et que l'exactitude est proche de la limite que l'on peut attendre de ce type de dispositifs.

Le laboratoire a construit une horloge en fontaine susceptible de fonctionner avec du <sup>133</sup>Cs et du <sup>87</sup>Rb. La fréquence hyperfine du <sup>87</sup>Rb a été la première fréquence recommandée par le CCTF comme réalisation secondaire de la seconde. Nous avons également développé une fontaine transportable qui a été utilisée quatre fois en Europe pour des comparaisons entre fontaines ou des mesures de fréquences optiques.

Des tests de physique fondamentale ont également été réalisés à l'aide des fontaines atomiques : la recherche de variations des constantes fondamentales et des tests d'invariance de Lorentz.

**MOTS CLÉS :** UNITÉ SI, ATOME FROID, TEMPS-FRÉQUENCE, HORLOGE ATOMIQUE, INTERFÉROMÉTRIE ATOMIQUE, TEST FONDAMENTAL.

### Abstract

*The realization of the second is currently mainly based on the use of atomic caesium fountains. LNE-SYRTE was the first metrology laboratory to develop several frequency standards of this kind. In this paper we present results obtained with our three fountains since the last article published in Bulletin du BNM [A. Clairon et al., « Evaluation préliminaire d'un étalon à césium utilisant une fontaine atomique », Bull. BNM, 104, 1996, 15-22]. Frequency stabilities and accuracies of LNE-SYRTE fountains are presently among the best.*

*In this paper we show that the obtained frequency stability is limited by the standard quantum noise. We also show that the realized accuracy is near the limits we can obtain with this kind of devices.*

*Our laboratory has built a fountain clock capable to operate with both caesium and rubidium atoms. The hyperfine frequency of <sup>87</sup>Rb was the first one recommended by the CCTF for the secondary realization of the second. We have also built a transportable fountain clock which has been moved four times through Europe for fountain comparisons and optical frequency measurements.*

*Tests of fundamental physics have been realized by using atomic fountains: a search for variations of fundamental constants and tests of Lorentz invariance.*

**KEY WORDS:** SI UNIT, COLD ATOM, TIME AND FREQUENCY, ATOMIC CLOCK, ATOMIC INTERFEROMETRY, FUNDAMENTAL TEST.

## 1. Introduction

Durant les quinze dernières années, l'utilisation des techniques de refroidissement laser [1,2,3] s'est étendue à de nombreux domaines de la métrologie : horloges atomiques, mesures de rotations et d'accélération, mesures de constantes fondamentales... [1-9 et références dans ces divers articles]. L'amélioration la plus spectaculaire des performances des dispositifs métrologiques a été observée dans le domaine temps fréquence avec les horloges à ions refroidis par laser, les fontaines atomiques décrites ici, et plus récemment avec des atomes neutres piégés et refroidis par laser [10-19]. L'utilisation de ces techniques a conduit, au début des années 1990, à la réalisation d'horloges en fontaine atomique qui ont permis une amélioration de presque deux ordres de grandeur de la stabilité de fréquence et de l'exactitude des horloges atomiques à césium. Les horloges à jet atomique thermique de césium [19] sont, avec les fontaines atomiques, des réalisations actuelles de la définition de la seconde.

L'article paru dans le Bulletin du Bureau national de métrologie d'avril 1996 décrivait les premiers résultats obtenus avec la fontaine FO1. Cette fontaine fut la première fontaine atomique à césium à but réellement métrologique [20-22]. Depuis le LNE-SYRTE a construit deux nouvelles fontaines : la fontaine FO2 développée pour fonctionner avec du césium et du rubidium [23-25], et FOM une fontaine transportable résultant de la modification du prototype d'horloge spatiale qui a été testé en vol parabolique à bord d'un airbus « ZÉRO-G » en 1997 [26-28]. Depuis 1996 la fontaine FO1 a subi des améliorations successives importantes. Le LNE-SYRTE est encore le seul laboratoire à faire fonctionner plusieurs fontaines simultanément. En parallèle, le laboratoire a été fortement impliqué dans la conception d'une horloge à atomes froids spatiale, fondée sur des principes similaires à ceux des fontaines. Ce projet, conduit par le CNES et l'ESA porte le nom de PHARAO/ACES (Projet d'Horloge Atomique par Refroidissement d'Atomes en Orbite / *Atomic Clock Ensemble in Space*).

Une vingtaine de fontaines atomiques à césium ont été construites dans le monde [29-35] et environ neuf contribuent plus ou moins régulièrement à l'étalonnage du Temps Atomique International (TAI). Elles constituent maintenant l'essentiel de l'exactitude de la fréquence des échelles de temps publiées par le Bureau international des poids et mesures (BIPM).

La meilleure exactitude obtenue au laboratoire avec FO1 et FO2 est à l'heure actuelle proche de  $4 \cdot 10^{-16}$  et avec FOM d'environ  $7 \cdot 10^{-16}$  en valeur relative. Ces valeurs sont pratiquement les meilleures obtenues à ce jour avec des fontaines atomiques. Seule CsF1 du NIST à Boulder revendique une exactitude un peu meilleure, de l'ordre de  $3 \cdot 10^{-16}$ .

Il reste probablement encore une marge d'amélioration d'un facteur de 2 à 3 dans les années qui viennent. Cette exactitude est obtenue grâce à une excellente stabilité de fréquence qui permet de mesurer en un temps de quelques

jours des effets systématiques de l'ordre de  $10^{-16}$ . La stabilité obtenue avec les fontaines FO2 et FO1 atteint la limite correspondant au bruit quantique standard avec un grand nombre d'atomes (bruit de projection quantique). Cette excellente stabilité a été obtenue grâce à l'utilisation d'un oscillateur à résonateur saphir cryogénique à très faible bruit de phase développé par l'*University of Western Australia* [36]. La meilleure stabilité de fréquence de FO2, calculée par l'écart type d'Allan  $\sigma_y(\tau)$ , atteint  $\sigma_y(\tau) = 1,6 \cdot 10^{-14} \tau^{-1/2}$  (avec environ  $10^7$  atomes détectés et où  $\tau$  est le temps de mesure en secondes), c'est à peu près dix fois mieux que ce qui est réalisable avec un très bon oscillateur à quartz comme oscillateur d'interrogation. Avec un grand nombre d'atomes (environ  $10^7$ ) de césium le déplacement de fréquence dû aux collisions entre atomes froids devient important, de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-13}$  pour cette stabilité [37,38] ! Il est donc difficile à contrôler si l'on vise une exactitude de  $10^{-16}$ . La méthode que nous avons mise au point pour mesurer à quelques  $10^{-3}$  près le déplacement de fréquence dû aux collisions utilise une technique nouvelle pour réaliser successivement des échantillons atomiques présentant des rapports de densités extrêmement bien déterminés [39]. Avec du rubidium, nous avons eu la bonne surprise de mesurer, avec la même densité atomique, un déplacement environ 70 fois plus faible [40,41].

La fréquence hyperfine du  $^{87}\text{Rb}$  mesurée au laboratoire est maintenant considérée par le BIPM comme une fréquence recommandée pour une réalisation secondaire de la seconde, elle a été la première fréquence à obtenir ce statut.

Les nombreux développements qui nous ont permis d'améliorer l'exactitude et la stabilité de fréquence de nos fontaines sont décrits dans la suite de cet article.

Nous rappelons tout d'abord les principes d'une horloge à fontaine atomique (§2) puis nous discutons des limites à la stabilité de fréquence de ces dispositifs (§3). Dans le §4, nous présentons les méthodes d'évaluation et les valeurs des effets systématiques qui affectent l'exactitude des fontaines atomiques. Dans le §5, nous montrons rapidement comment on peut utiliser ces horloges pour contribuer aux échelles de temps internationales et aussi effectuer certains tests de physique fondamentale. Dans le §6, nous concluons et discutons des suites possibles de ce travail.

## 2. Description et principe de fonctionnement des fontaines atomiques

Un schéma de principe de la fontaine FO2 est montré dans la figure 1 (Les autres fontaines du laboratoire ont une structure similaire mais ne comportent que deux cavités micro-onde. De plus, la zone de détection est placée au-dessus de la zone de refroidissement dans FOM et FO1). La figure 3 montre une photographie de FOM lors de son montage.

Les structures des niveaux atomiques de  $^{87}\text{Rb}$  et  $^{133}\text{Cs}$  sont très semblables (fig. 2). Pour ce qui concerne cet article, il suffit de savoir que les états hyperfins

fondamentaux sont de moment angulaire total  $\hbar F$ , avec  $|F = 1\rangle$  et  $|F = 2\rangle$  pour  $^{87}\text{Rb}$  et  $|F = 3\rangle$  et  $|F = 4\rangle$  pour le  $^{133}\text{Cs}$ . Nous utilisons les transitions cyclantes  $|F = 2\rangle \rightarrow |F = 3\rangle$  des raies  $D_2$  à 780 nm pour le refroidissement du  $^{87}\text{Rb}$  (resp.  $|F = 2\rangle \rightarrow |F = 2\rangle$  pour le pompage optique) et les transitions  $|F = 4\rangle \rightarrow |F = 5\rangle$  des raies  $D_2$  à 852 nm pour le refroidissement (resp.  $|F = 3\rangle \rightarrow |F = 4\rangle$  pour le pompage optique) du  $^{133}\text{Cs}$ .

fibres dichroïques permettant de refroidir alternativement ou simultanément des atomes  $^{87}\text{Rb}$  et  $^{133}\text{Cs}$ .

Les atomes sont lancés verticalement avec la technique de la mélasse mouvante (c.-à-d. en changeant la fréquence du triplet de faisceaux orienté vers le bas par rapport à celle du triplet orienté vers le haut). La vitesse moyenne  $v_z$  des atomes peut ainsi être contrôlée à environ  $10^{-4}$  près ( $v_z = \sqrt{3\delta\nu\lambda/2}$ ) en modifiant, à l'aide de modulateurs acousto-optiques, la différence de fréquence  $\delta\nu$  entre les triplets de faisceaux montants et descendants de longueur d'onde  $\lambda$ . La mélasse optique est alimentée à partir d'une vapeur de césium pour FOM et à partir d'un jet atomique lent issu d'un piège magnéto-optique à deux dimensions (2D-MOT) pour FO1 et FO2 [42]. (Nous avons dans une étape intermédiaire utilisé un jet atomique ralenti par laser. Son gros défaut était de consommer énormément d'alcalins [55]).

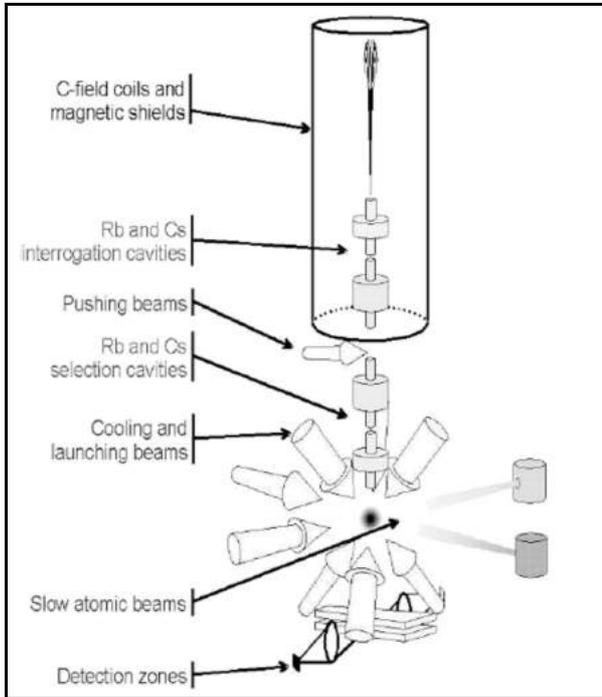


Fig. 1. – Schéma de principe de la fontaine atomique FO2 ; les fontaines FO1 et FOM sont semblables.

## 2.1. La mélasse optique

Les atomes sont capturés et refroidis dans une mélasse optique par six faisceaux laser qui proviennent de collimateurs de fibres optiques pré-alignés et fixés rigidement et précisément sur des surfaces de référence d'une pièce massive en titane ou en aluminium dont les angles ont été usinés avec une incertitude de quelques  $10^{-4}$  rad. La direction (1,1,1) dans le trièdre défini par les faisceaux laser est la direction de lancement des atomes qui sera ajustée verticalement avec une incertitude nettement inférieure à 1 mrad par des contrôles angulaires à l'aide de niveaux à bulle et de surfaces de référence. L'orientation globale de l'ensemble de la fontaine atomique peut ensuite être modifiée en jouant sur la hauteur de trois pieds d'appui ou bien sur l'orientation de la table optique sur laquelle elle repose.

Les polarisations des faisceaux contra-propageants sont orthogonales, c'est la configuration de polarisation qui optimise le nombre d'atomes refroidis. Nous n'utilisons plus de pièges magnéto-optiques qui conduisent à des densités atomiques trop importantes et induisent des champs magnétiques transitoires gênants. Récemment, la fontaine FO2 a été équipée de coupleurs de

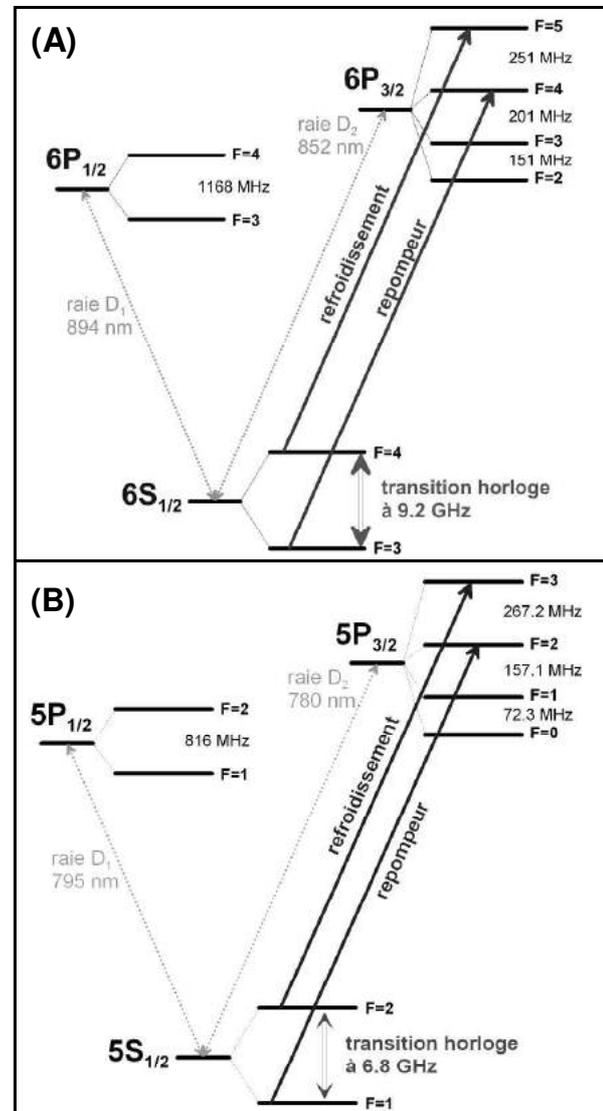


Fig. 2. – Schéma des niveaux des atomes de césium (A) et de rubidium (B) intervenant dans nos expériences.

Avec la conception de piège magnéto-optique, 2D-MOT que nous avons maintenant, nous ne détectons plus de présence de vapeur d'alcalin dans les zones de refroidissement et de détection (et donc aussi dans la zone d'interaction micro-onde) de la fontaine atomique. Nous observons ainsi beaucoup moins de pollution (et donc moins de pertes d'atomes froids par collision atomes thermiques-atomes froids) qu'avec les autres méthodes. Les flux typiques d'atomes froids obtenus avec les 2D-MOT sont de l'ordre de  $10^9$  à  $10^{10}$  atomes par seconde dans la surface équivalente à celle des faisceaux de mélasse.

## 2.2. Banc optique et asservissement des lasers

Tous les faisceaux laser sont issus d'un banc optique d'environ  $1\text{ m}^2$  à  $2\text{ m}^2$  de surface et sont couplés à la structure mécanique de l'horloge *via* des fibres optiques polarisantes ou à maintien de polarisation. Récemment de nouveaux types de diodes laser à cavité étendue ont été développés au laboratoire [43]. Ils utilisent un filtre interférentiel (de largeur spectrale de 0,3 nm) comme élément sélectif intra cavité, la rétroaction est assurée par une lame semi transparente placée au foyer d'une lentille (montage dit en «œil de chat», particulièrement insensible aux dérèglages). L'ensemble du montage est asservi en température (au voisinage de la température ambiante) à l'aide d'un élément à effet Peltier. Ils sont beaucoup plus stables et fiables que les précédents qui employaient un réseau de diffraction en montage de type Littrow. Le nouveau dispositif permet aussi d'optimiser plus simplement la puissance de sortie des lasers puisque l'on peut ajuster le coefficient de réflexion du coupleur de sortie. On peut ainsi obtenir une puissance de l'ordre de 30 mW à 50 mW de façon stable avec des diodes à cavités étendues. Ces nouveaux dispositifs peuvent rester asservis pendant plusieurs semaines.

Pour le césium, nous utilisons deux diodes laser injectées de 150 mW pour réaliser les mélasses optiques avec une puissance suffisante (5 mW à 10 mW par faisceau) après passage dans des modulateurs acousto-optiques et couplage dans les fibres optiques. Pour le rubidium nous sommes contraints, pour obtenir une puissance suffisante, d'utiliser des amplificateurs à semi-conducteurs (~500 mW), moins fiables que les diodes laser. Pour le fonctionnement des pièges 2D-MOT, nous employons soit des diodes laser injectées, soit des amplificateurs à semi-conducteurs.

Les fonctions importantes d'extinction et d'atténuation des faisceaux laser sont assurées par des modulateurs acousto-optiques quand on veut un temps de réponse très court (de l'ordre d'une microseconde) et parfois associés à des interrupteurs électromécaniques (quelques millisecondes) lorsque l'on a besoin d'une extinction parfaite des faisceaux lasers. Le schéma de principe du banc optique de FO2-Rb est montré dans la figure 4.

En ce qui concerne le nombre et les méthodes d'asservissement des lasers, les trois fontaines emploient des stratégies un peu différentes. FOM emploie le dispositif historique : deux diodes lasers à cavités

étendues asservies indépendamment sur des raies d'absorption saturée observées dans des cellules de césium. Ces deux lasers servent aussi de lasers de détection. Deux diodes lasers injectées optiquement par l'un de ces lasers sont utilisées pour obtenir la puissance suffisante pour le refroidissement. L'injection optique est réalisée après passage dans deux modulateurs acousto-optiques qui sont utilisés pour translater indépendamment les fréquences des triplets de faisceaux montants et descendants. FO2 utilise une troisième diode asservie indépendamment pour la détection.

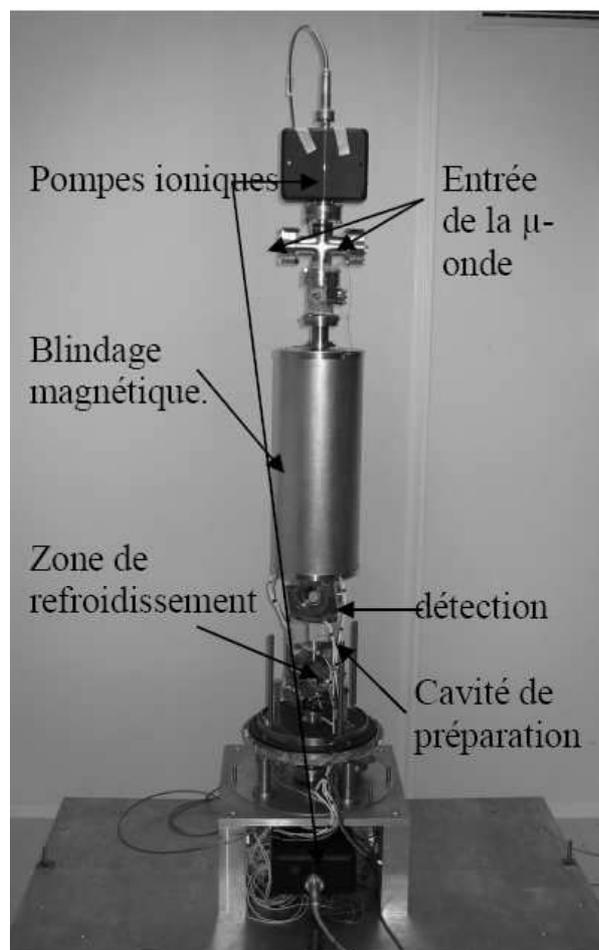


Fig. 3. – Photographie de la fontaine transportable FOM lors de son dernier montage.

Pour FO1 et FO2-Rb, nous utilisons un laser de référence asservi sur une transition atomique (par exemple la transition  $|F = 4\rangle \rightarrow |F = 5\rangle$  des raies  $D_2$  pour le  $^{133}\text{Cs}$ ) et nous réalisons avec des photodiodes rapides des battements de fréquence entre les différents lasers à cavités étendues. Un convertisseur fréquence-tension, de dynamique 1 MHz, permet, après division de la fréquence de battement, de réaliser un asservissement très robuste, puisque la plage de capture de l'asservissement est de plusieurs centaines de mégahertz [44]. Ce dispositif permet d'asservir même les lasers balayés en fréquence pour le refroidissement ultime (refroidissement Sisyphé) des atomes. Selon les dispositifs, on peut capturer et refroidir quelques  $10^8$  atomes en environ 200 ms.

### 2.3. Interrogation des atomes

Les atomes sont lancés à une vitesse de l'ordre de  $4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  et refroidis à  $1 \mu\text{K}$  dans le référentiel en mouvement en faisant décroître adiabatiquement l'intensité et en augmentant le désaccord, par rapport à la résonance atomique, des faisceaux laser. En fonctionnement standard l'état  $|F=3, m_F=0\rangle$  est sélectionné par des impulsions micro-ondes dans la cavité de préparation et des impulsions optiques juste au-dessus qui expulsent les atomes restés dans l'état  $|F=4\rangle$  par pression de radiation.

Environ 50 cm au-dessus de la zone de capture se trouve la cavité cylindrique en cuivre ultra pur (OFHC) utilisée dans le mode  $\text{TE}_{011}$  et dans laquelle a lieu l'interaction micro-onde. Sous l'action de la gravité les atomes passent deux fois dans la cavité réalisant ainsi une interaction de Ramsey. Les surtensions en charge des cavités des trois fontaines sont respectivement  $Q_{\text{FO1}} \approx 10\,000$ ,  $Q_{\text{FO2}} \approx 6\,600$  et  $Q_{\text{FOM}} \approx 17\,000$ . Les rapports hauteur/diamètre des cavités sont eux aussi très différents (d'un facteur 2). Les diamètres des tubes de passage des atomes sont de 10 mm et constituent des guides d'ondes sous coupure de quelques centimètres de longueur permettant d'éliminer une grande partie des fuites micro-ondes potentielles.

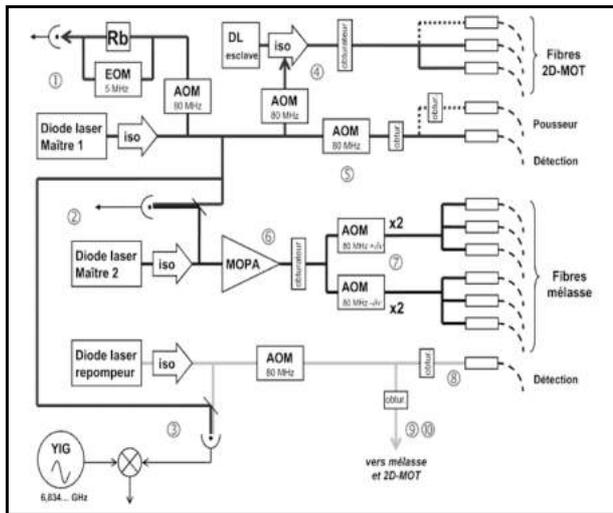


Fig. 4. – Schéma de principe du banc optique de la partie rubidium de l'horloge FO2 ; EOM : modulateur de phase électro-optique, Iso : isolateur optique, AOM : modulateur acousto-optique, MOPA : amplificateur optique à semi conducteur, YIG : oscillateur hyperfréquence.

Le corps de l'horloge atomique est entouré de plusieurs blindages magnétiques en magnifer (entre quatre et cinq blindages selon les fontaines et de perméabilité relative  $\mu_{\text{rel}} \approx 30\,000$ ). De cette manière, avec un solénoïde tangent aux chapeaux du blindage le plus interne et quelques bobines de compensation, on peut réaliser un champ magnétique vertical d'environ  $10^{-7} \text{ T}$  homogène à  $10^{-3}$  près sur toute la hauteur de la zone d'interaction micro-onde. En ajoutant à ces blindages magnétiques un dispositif d'asservissement comprenant

une sonde de type « Flux gate » de haute sensibilité et des bobines réparties sur toute la hauteur de la fontaine, dans le blindage le plus externe, nous avons pu réduire les fluctuations du champ magnétique au niveau de  $10^{-12} \text{ T}$  pour des temps de quelques heures dans un environnement extrêmement perturbé par la ligne ferroviaire très proche.

Les fontaines atomiques nécessitent un vide poussé pour éviter de perdre des atomes froids par collision avec des atomes thermiques résiduels (rubidium, césium, hydrogène, gaz rares, azote..). Le taux de collision atomes thermiques-atomes froids est d'environ un par seconde pour une pression résiduelle de  $10^{-6} \text{ Pa}$ . Le niveau de vide obtenu est de quelques  $10^{-8} \text{ Pa}$  après plusieurs mois de pompage ce qui assure très peu de perte d'atomes froids. Le pompage est assuré par des pompes ioniques et des pompes getter.

La mesure des populations des deux états hyperfins s'effectue par fluorescence induite sur les atomes en chute libre dans deux zones séparées par 1 cm. Cette méthode permet de s'affranchir en grande partie des fluctuations du nombre d'atomes d'un cycle à l'autre et de déterminer la probabilité de transition hyperfréquence.

La figure 5 montre les franges de Ramsey observées avec la fontaine FO2 et l'excellent rapport signal à bruit obtenu égal à  $1/\sigma_{\delta\text{P}}$ , soit environ 5 000 par point ( $\sigma_{\delta\text{P}}$  est l'écart type des mesures de la probabilité de transition, voir plus loin la discussion sur les origines des bruits de cette mesure). En insert, on voit la frange centrale qui a une largeur de 0,94 Hz correspondant à une durée de vol libre au-dessus de la cavité de l'ordre de 500 ms.

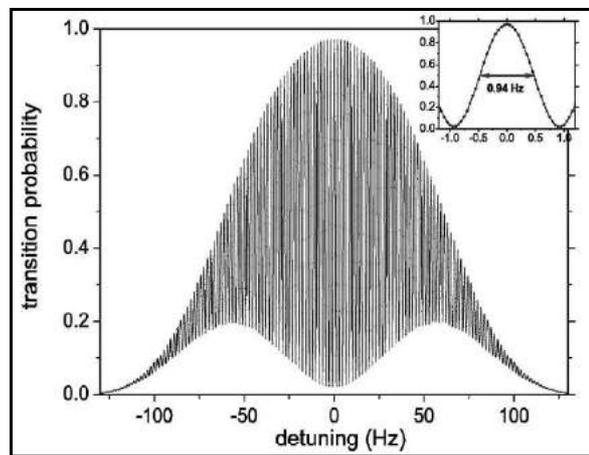


Fig. 5. – Franges de Ramsey observées avec FO2 avec la puissance micro-onde optimale; chaque point correspond à une mesure sur un cycle de durée 1,1 s et le rapport signal sur bruit vaut 5 000 pour  $10^7$  atomes détectés ; le contraste des franges est inférieur à un en raison de l'inhomogénéité du champ micro-onde sur la taille du nuage d'atomes froids dans la cavité.

Pour obtenir un signal d'erreur, nous calculons la différence des probabilités de transition mesurées entre cycles successifs de part et d'autre de la frange centrale. Pour réaliser l'asservissement, nous sommes numériquement les signaux d'erreur successifs en changeant le signe des signaux d'erreur à chaque cycle et

rétroagissons, aussi de façon numérique sur la fréquence d'un synthétiseur de radiofréquences (voir paragraphe suivant). La fonction de transfert de cet asservissement est équivalente à celle d'un intégrateur. Sa constante de temps est de trois à quatre cycles.

### 3. Stabilité de fréquence

#### 3.1. Définition et limitations de la stabilité de fréquence

La stabilité de fréquence d'une horloge est traditionnellement caractérisée par l'écart type d'Allan en fonction de la durée  $\tau$  de mesure. On peut relier cette instabilité au bruit de la mesure de la probabilité de transition atomique. Si l'on effectue à chaque cycle d'horloge de durée  $T_c$  (préparation + interrogation + détection) une mesure de la probabilité  $P$  de transition atomique avec un bruit présentant un écart type égal à  $\sigma_{\delta P}$  par cycle, au voisinage de la demi-largeur de la frange de Ramsey. On s'attend, quand on asservit un oscillateur sur la frange, à trouver une instabilité relative de fréquence correspondant à du bruit blanc de fréquence et donnée par :

$$\sigma_y(\tau) = 2\sigma_{\delta P} / \pi Q_{at} \times \sqrt{T_c / \tau} \quad (1)$$

Si la mesure est limitée par le bruit quantique standard (aussi appelé bruit quantique de projection dans ce cas) alors  $2\sigma_{\delta P} = 1 / \sqrt{N_{at}}$ , où  $N_{at}$  est le nombre d'atomes détectés dans la fontaine et  $Q_{at} = \nu_0(2 \times T)$  est la surtension de la résonance atomique,  $\nu_0$  est la fréquence de la transition atomique d'horloge et  $T$  le temps de vol libre entre les deux passages dans la cavité micro-onde. En fait ce bruit est très rarement à l'origine de l'instabilité limite de fréquence des horloges atomiques et tout particulièrement des fontaines atomiques qui opèrent dans un régime cadencé avec un temps mort quasiment aussi long que le temps d'interaction des atomes avec le champ micro-onde. Un excès de bruit, dû au bruit de fréquence de l'oscillateur d'interrogation et au caractère discontinu de l'interrogation des atomes, doit aussi être considéré.

L'instabilité de fréquence d'un étalon à interrogation discontinue est donnée par [45,46] :

$$\sigma_y(\tau) = 1 / \pi Q_{at} \times \sqrt{T_c / \tau} \times \left( 1 / N_{at} + 1 / (N_{at} \times n_{ph}) + 2\sigma_{\delta N}^2 / N_{at}^2 + \gamma \right)^{1/2} \quad (2)$$

Dans cette expression, le premier terme représente le bruit quantique ; le deuxième terme est le bruit de grenaille des photoélectrons produits par le détecteur,  $n_{ph}$  est le nombre de photoélectrons par atome ; le troisième terme est la contribution du bruit du dispositif de détection (courant d'obscurité des photodiodes, bruit du préamplificateur...) et le dernier terme  $\gamma$  représente la contribution du bruit de fréquence de l'oscillateur d'interrogation. Ces diverses contributions sont illustrées sur la figure 7.

#### 3.2. La fonction de sensibilité $g(t)$

La façon la plus simple de prendre en compte le dernier effet a été imaginé par J.G. Dick du JPL [47] qui a réussi à exprimer de façon rigoureuse l'influence d'une petite perturbation  $\delta\omega(t)$  de la fréquence angulaire d'interrogation ayant lieu à un instant  $t$ , sur la probabilité de transition  $P$  qui est la grandeur mesurée à la fin du cycle dans une horloge atomique (3). Cette fonction, baptisée fonction de sensibilité  $g(t)$ , est définie par [48].

$$\delta P = 1 / 2 \int_0^T + 2\tau g(t) \delta\omega(t) dt, \quad \text{où :} \quad (3)$$

- $\delta P$  est la variation de la probabilité de transition induite par la variation de fréquence du signal d'interrogation ;
- $\tau$  est la durée du passage des atomes dans la cavité ;
- $T$  est la durée de vol libre hors de la cavité micro-onde ;
- $\delta\omega(t) = \omega(t) - \omega_0$  représente les fluctuations de fréquence de l'oscillateur d'interrogation ;
- $\omega_0$  est la fréquence de résonance atomique.

La fonction  $g(t)$  est périodique de période  $T_c$  égale au temps de cycle de la fontaine (préparation + interrogation + détection). Elle représente, en fait, la fonction d'échantillonnage des fluctuations de la fréquence du signal d'interrogation par les atomes dans une horloge atomique à interrogation discontinue. Il n'y a aucun moyen connu d'ajouter un filtre aux atomes et c'est donc un effet incontournable. Le seul moyen de s'en affranchir, *a priori*, est de réaliser une horloge à jet atomique continu [49] ou de jongler avec les atomes de façon à réaliser une fonction  $g(t)$  indépendante du temps.

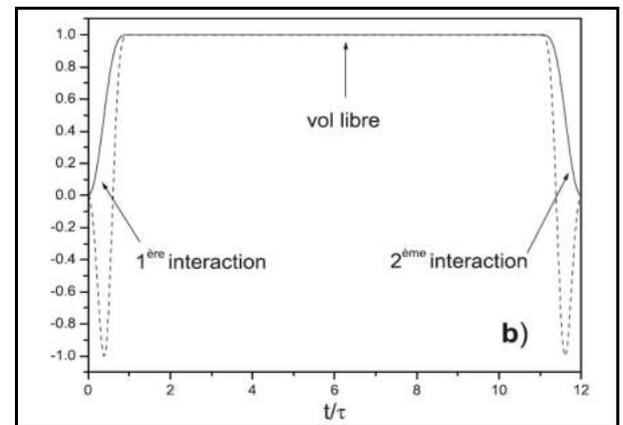


Fig. 6. – Allure de la fonction de sensibilité  $g(t)$  durant le passage des atomes dans la zone d'interaction micro-onde. (Pour  $T = 10\tau$  où  $\tau$  est temps passé dans la cavité et  $T$  le temps de vol libre entre les deux interactions.). La fonction est nulle en dehors de cette zone. La fonction est tracée pour deux valeurs de la puissance micro-onde injectée dans la cavité correspondants à des aires de *pulses* de  $\pi/2$  (trait plein, puissance optimale) ou  $3\pi/2$  (trait discontinu).

L'allure de la fonction de sensibilité est montrée dans la figure 6 pour deux puissances différentes injectées dans la cavité. La fonction de sensibilité dépend de la fréquence

de Rabi  $\nu_R$  ( $\nu_R = \mu_B B_{RF}/h \approx 30$  Hz dans les fontaines atomiques,  $B_{RF}$  étant l'amplitude du champ magnétique micro-onde dans la cavité,  $h$  la constante de Planck,  $\mu_B$  le magnéton de Bohr). Une impulsion  $\pi/2$  à résonance atomique durant le passage dans la cavité de durée  $\tau$  (correspondant à  $2\pi\nu_R\tau = \pi/2$  si le champ micro-onde est homogène) correspond à la fin de l'interaction de Ramsey à un transfert total de population d'un état à l'autre ; il en est de même pour une impulsion  $3\pi/2$  correspondant à un champ micro-onde d'amplitude trois fois plus grande. On voit sur la figure 6 que pour une puissance supérieure à la puissance optimale ( $\pi/2$ ) la fonction de sensibilité présente des oscillations lors du passage des atomes dans la cavité. Pour une impulsion correspondant à  $3\pi/2$ , il y a 1 passage par zéro, pour  $5\pi/2$  il y a deux passages par zéro...

Finalement, à partir de l'équation (2) et de la définition de la fonction de sensibilité (3), on trouve :

$$\gamma = \sigma_y^{\text{Dick}}(\tau) \times \pi Q_{\text{at}} / \sqrt{T_c} \quad \text{et} \quad (4)$$

$$\sigma_y^{\text{Dick}}(\tau) = \tau^{-1/2} \left( \left[ \sum_{n=1}^{\infty} |g_n / g_0|^2 \right] S_y^{\text{OL}}(nf_c) \right)^{1/2} \quad (5)$$

où  $\sigma_y^{\text{Dick}}(\tau)$  représente la contribution au bruit due à l'échantillonnage par les atomes avec la fonction  $g(t)$ , du bruit de fréquence de la source d'interrogation, de densité spectrale de puissance  $S_y^{\text{OL}}$  et  $f_c = 1/T_c$ . Les facteurs  $g_n$  sont les coefficients de Fourier de la fonction  $g(t)$ , ils dépendent de la puissance micro-onde utilisée: plus la puissance est élevée plus les coefficients d'ordre élevé deviennent importants. La fréquence de coupure aux contributions du bruit de fréquence est de l'ordre de grandeur de la fréquence de Rabi. Ainsi, en présence d'effet Dick la stabilité de fréquence de l'horloge se dégrade quand on la fait fonctionner avec une forte puissance du signal d'interrogation.

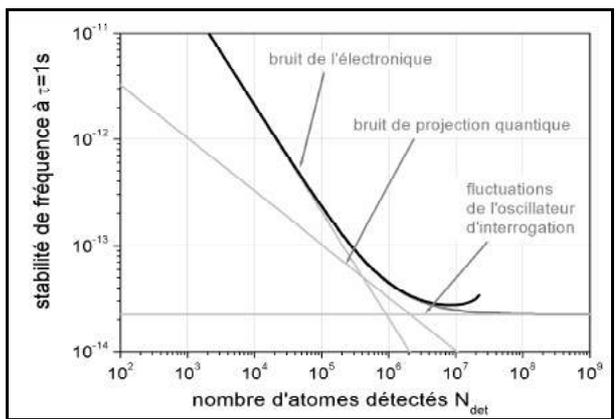


Fig. 7. – Origine physique et ordres de grandeur des diverses sources de bruit en fonction du nombre d'atomes détectés contribuant à l'instabilité de fréquence des fontaines atomiques. On a choisi ici une contribution du bruit de l'oscillateur d'interrogation de  $2 \cdot 10^{-14}$  pour illustrer les diverses contributions. En pratique, l'oscillateur cryogénique apporte une contribution négligeable.

Avec un oscillateur à quartz de très bonne qualité possédant un palier de scintillation de fréquence (bruit dont le spectre de puissance varie en  $1/f$ ) équivalent à une instabilité de fréquence de  $10^{-13}$  à une seconde (dans le cas de bruit de scintillation le premier terme de l'équation (5) est largement dominant), une durée de cycle de 1 s et un rapport cyclique de 0,5, on peut calculer que l'instabilité de l'oscillateur asservi ne peut pas être bien plus faible que  $10^{-13}\tau^{-1/2}$ . La seule solution « simple » est d'utiliser un oscillateur micro-onde à très faible bruit de phase.

### 3.3. Dispositifs de synthèse de fréquences micro-ondes

Nous avons pu, grâce à une collaboration avec l'University of Western Australia, disposer d'un oscillateur à résonateur saphir refroidi à l'hélium liquide SCO [45]. L'instabilité de fréquence de cet oscillateur est plus faible que  $10^{-15}$  pour 1 s et suffit donc largement pour notre application puisqu'elle nous permet d'atteindre le bruit quantique pour quelques  $10^6$  atomes. La meilleure stabilité de fréquence que nous avons obtenue avec FO2 et avec cet oscillateur est de  $1,6 \cdot 10^{-14}\tau^{-1/2}$ . Cet oscillateur n'est pratiquement pas accordable et fonctionne à 11,93 GHz. Il a donc fallu développer divers synthétiseurs de fréquence à très faible bruit de phase pour alimenter les fontaines atomiques (idéalement, le bruit de phase additif des synthétiseurs devrait être tel qu'il ne dégrade pas sensiblement le bruit de l'oscillateur cryogénique). Les fontaines FO1 et FOM sont éloignées de l'oscillateur à saphir de plusieurs dizaines de mètres à quelques 100 m et l'on ne peut simplement transférer le signal de l'oscillateur par câble coaxial, sans pertes prohibitives. Nous avons récemment développé des liaisons fibrées qui permettent de transférer directement les signaux hyperfréquence, mais nous n'avons pas pour l'instant de résultats à présenter dans ces conditions.

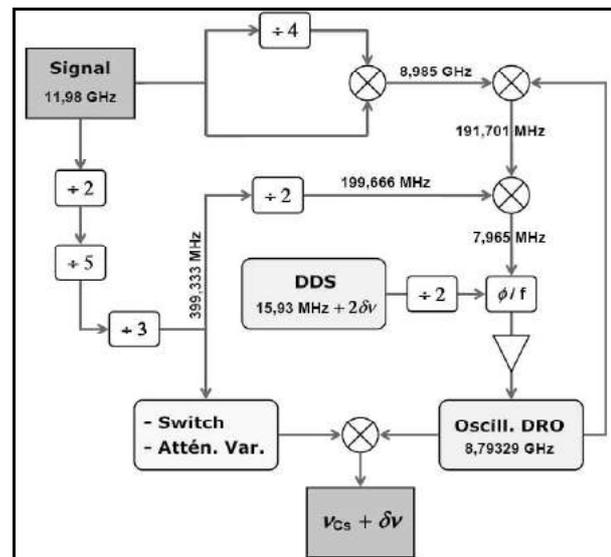


Fig. 8. – Schéma de principe du synthétiseur à très faible bruit de FO2 qui opère entièrement dans le domaine micro-onde ; le signal à 11,98 GHz est produit par un oscillateur DRO asservi à court terme en phase sur le signal de l'oscillateur cryogénique à résonateur en saphir à 11,93 GHz et à long terme sur le signal à 100 MHz d'un maser à hydrogène (fig. 9).

Dans le cas de FO2 qui est très proche du SCO nous avons développé un synthétiseur à très faible bruit qui fonctionne directement dans le domaine micro-onde. Son schéma de principe est montré dans la figure 8. Le signal à 11,98 GHz est synthétisé à partir du signal à 11,93 GHz émis par l'oscillateur cryogénique.

Pour les autres expériences du laboratoire distantes d'une centaine de mètres, (FO1, FOM, horloges optiques, capteurs inertiels...), il faut générer un signal qui peut se propager sans trop d'atténuation dans un câble coaxial ultra stable en température. Nous avons donc construit des dispositifs pouvant générer des signaux à 100 MHz et 1 GHz à partir de ceux de l'oscillateur cryogénique et d'un maser à hydrogène [50]. Le schéma de principe de ce dispositif est montré dans la figure 9. Sur cette figure, le signal à 11,98 GHz d'un oscillateur à résonateur diélectrique (DRO) est asservi en phase à court terme sur le signal provenant de l'oscillateur cryogénique; et à long terme (1 000 s) sur celui à 100 MHz d'un maser à hydrogène. La figure 10 montre le bruit de phase mesuré à 9,192 GHz entre deux dispositifs identiques; l'instabilité de fréquence correspondante est de l'ordre de  $10^{-15}$  sur une seconde. Elle est donc *a priori* suffisante pour atteindre une instabilité relative de fréquence de  $10^{-14} \tau^{-1/2}$  avec une fontaine atomique.

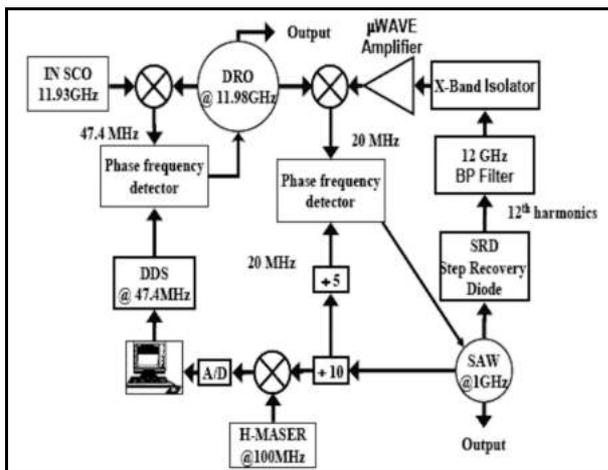


Fig. 9. – Schéma du dispositif de génération du signal à 1 GHz ou 100 MHz à partir du signal de l'oscillateur cryogénique et d'un maser à hydrogène; SAW : oscillateur à quartz à onde de surface.

Comme on peut le voir sur les figures 8, 11 et 12, les signaux hyperfréquences sont générés par mélange juste à la sortie des synthétiseurs. Cette configuration permet d'émettre exactement la puissance nécessaire pour exciter de façon optimale les atomes et ainsi réduire au minimum le signal rayonné dans le laboratoire à la fréquence de résonance atomique, et par voie de conséquence les problèmes liés aux fuites micro-ondes. Le signal puissant hors résonance (décalé de quelques centaines de mégahertz) est filtré par la cavité de l'horloge et ne provoque que des déplacements de fréquence négligeables (environ  $10^{-18}$ ) et calculables.

Pour ajuster le niveau micro-onde nous modifions le niveau de signal radiofréquence du mélangeur de sortie. En fonctionnement standard de la fontaine, ce niveau est mesuré périodiquement par les atomes par une optimisation de la probabilité de transition atomique et est asservi à long terme de façon numérique avec l'ordinateur qui gère le fonctionnement de la fontaine atomique.

Comme on peut également le voir sur ces diverses figures, il n'y a pas réellement d'oscillateur asservi dans nos horloges. Seul le signal hyperfréquence qui interagit avec les atomes est contrôlé numériquement *via* la fréquence radiofréquence fournie par le synthétiseur DDS piloté par l'ordinateur de la fontaine (DDS : synthétiseur numérique à synthèse directe).

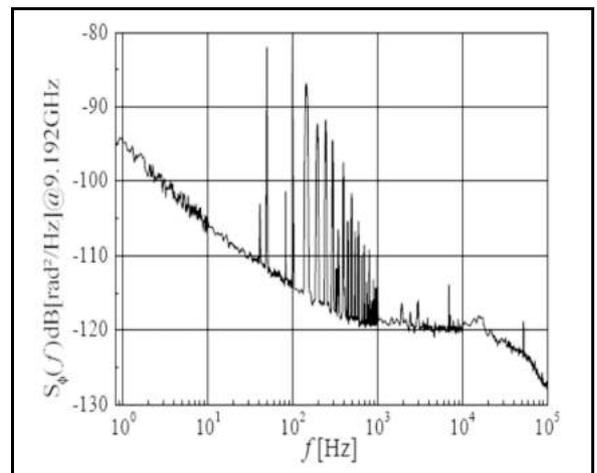


Fig. 10. – Bruit de phase mesuré entre deux dispositifs de génération des signaux à 9,192 GHz utilisant un signal à 1 GHz commun; les raies parasites apparaissant aux fréquences multiples du 50 Hz sont dues essentiellement au dispositif de mesure.

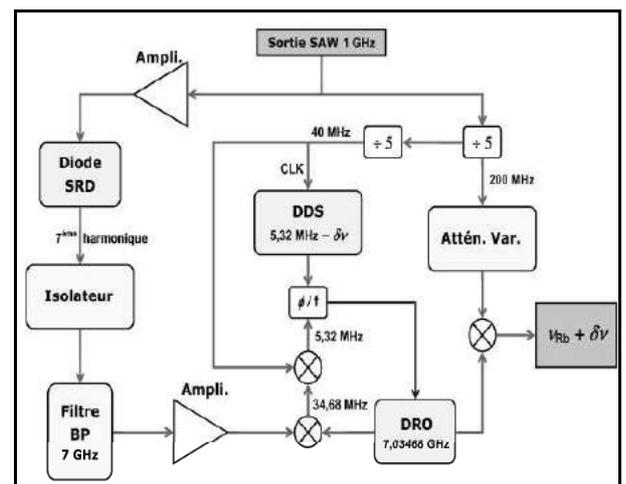


Fig. 11. – Dispositif de génération du signal d'interrogation à 6,834 GHz pour FO2-Rb. Le schéma de principe pour le fonctionnement avec du césium est quasi identique (fig. 12).

Les diverses fontaines mesurent donc l'écart d'un signal de référence par rapport à sa valeur attendue. Dans le cas du césium cette mesure permet de donner la valeur

absolue de la fréquence de l'oscillateur de référence conformément à la définition de la seconde. Les autres horloges du laboratoire, micro-onde ou optique, fonctionnent aussi sur ce principe permettant de ce fait des comparaisons aisées de leurs fréquences.

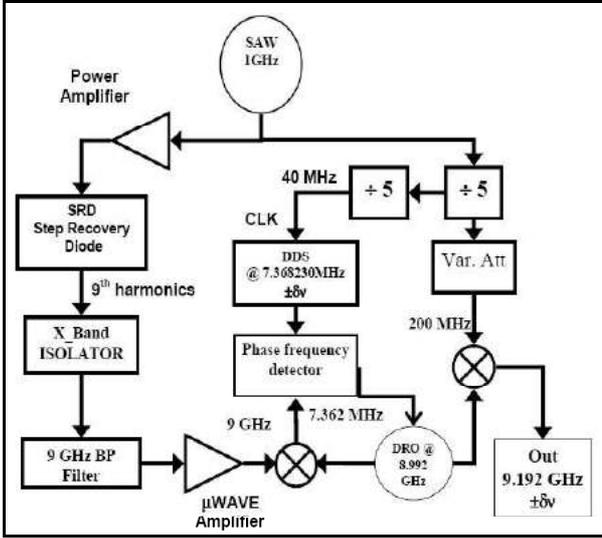


Fig. 12. – Dispositif de génération du signal d’interrogation à 9,192 GHz pour FO1 et FOM. Sur les nouveaux dispositifs il y a aussi une option permettant de les piloter avec un signal à 100 MHz.

La figure 13 montre l’instabilité de fréquence mesurée entre deux synthétiseurs similaires construits au laboratoire. On voit que l’instabilité à long terme est suffisamment faible pour réaliser une fontaine atomique présentant une instabilité de  $10^{-16}$  sur une journée.

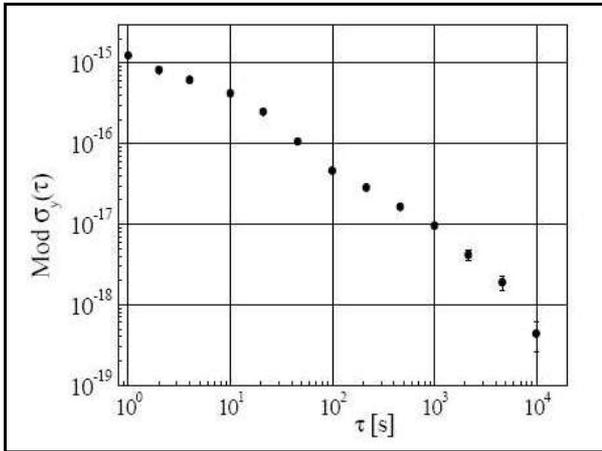


Fig. 13. – Instabilité de fréquence mesurée entre deux synthétiseurs à 9,192 GHz alimentés par un même signal à 1 GHz.

### 3.4. Résultats des mesures de stabilité de fréquence des fontaines atomiques

La figure 14 montre que les instabilités de fréquence à court terme obtenues avec FO2 avec les deux dispositifs de synthèse micro-onde précédents et avec le nombre

maximum d’atomes (fig. 8 et 12) sont pratiquement les mêmes et égales à  $1,7 \cdot 10^{-14}$  à 1 s. Au-delà de 100 s, on voit la dérive de l’oscillateur cryogénique.

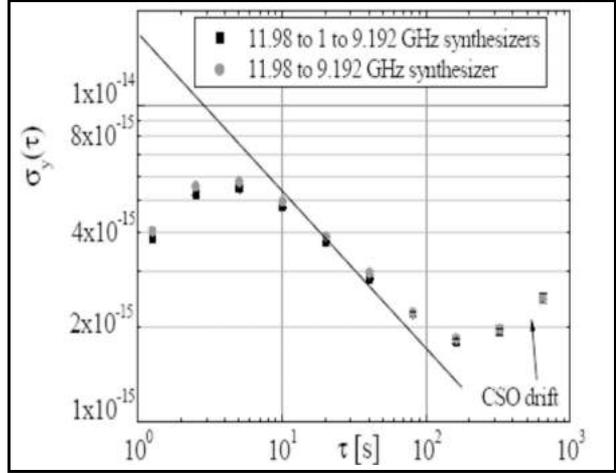


Fig. 14. – Instabilités de fréquence de FO2 mesurées par rapport à l’oscillateur cryogénique en utilisant deux synthétiseurs différents ; dans les deux cas une excellente stabilité de  $1,7 \cdot 10^{-14} \tau^{-1/2}$  est obtenue, elle se trouve proche de la limite du bruit quantique de projection correspondant à la détection de  $10^7$  atomes. Les carrés correspondent à l’utilisation du synthétiseur de la figure 12 et les ronds correspondent à l’utilisation de synthétiseur de la figure 8.

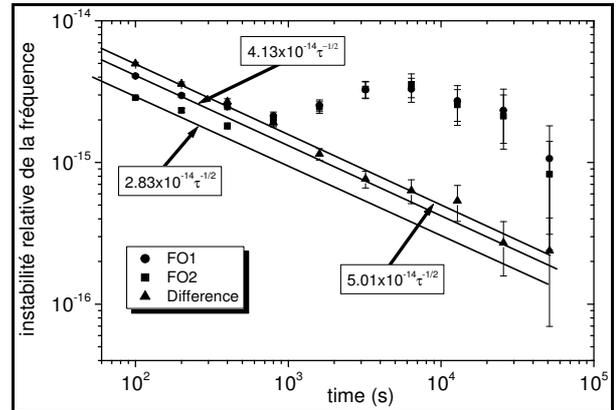


Fig. 15. – Instabilités de fréquence de FO1 et FO2 mesurées par rapport à l’oscillateur cryogénique asservi en phase à long terme sur un maser à hydrogène ; les triangles correspondent à l’instabilité entre FO1 et FO2 ; pour calculer ces courbes les valeurs des fréquences à haute et basse densités sont prises en compte ; on voit que l’instabilité correspond à du bruit blanc de fréquence jusqu’à des temps de l’ordre de la journée et atteint  $2 \cdot 10^{-16}$  sur une demi-journée.

La figure 15 représente les instabilités de fréquence de FO2 et FO1 [51] mesurées par rapport à l’oscillateur cryogénique mais cette fois en utilisant tous les points c’est-à-dire ceux correspondant au fonctionnement à haute (HD) et basse (BD) densités atomiques qui sont utilisées pour évaluer le déplacement de fréquence induit par les collisions (voir § 4.1). Pour cette comparaison, les deux fontaines sont pratiquement limitées par le bruit quantique de projection ( $\sigma_{BD} \approx \sqrt{2} \cdot \sigma_{HD}$ ). Sur des intervalles de

temps intermédiaires, de quelques centaines de secondes à quelques milliers de secondes, on voit que l'écart type d'Allan reproduit la dérive de l'oscillateur cryogénique SCO puis rejoint celle correspondant à la stabilité du maser à hydrogène pour des temps plus longs que la constante de temps de quelques milliers de secondes de son asservissement. Il y a donc nécessairement une bosse sur l'écart type d'Allan pour des temps de l'ordre de la constante de temps de la boucle.

Pour des temps plus longs, l'instabilité de fréquence de la différence entre FO1 et FO2 diminue en  $\tau^{-1/2}$  comme attendu pour du bruit blanc de fréquence. Ce bon comportement à long terme n'est obtenu qu'après correction des effets systématiques fluctuant au cours du temps comme les déplacements collisionnels, le champ magnétique directeur ou encore la température de l'enceinte à vide.

L'instabilité de fréquence relative atteint  $2 \cdot 10^{-16}$  pour moins d'une journée de mesure. C'est pour l'instant le meilleur résultat obtenu avec des fontaines atomiques. En comparant (fig. 16) la fontaine FOM à FO2 fonctionnant avec du rubidium on trouve également une instabilité de fréquence qui descend jusqu'à  $2 \cdot 10^{-16}$  en 5 jours et  $10^{-16}$  en un temps de mesure de 20 jours.

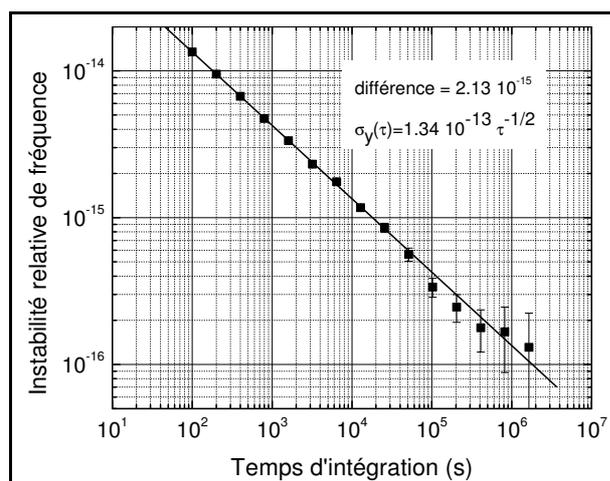


Fig. 16. – Écart type d'Allan déduit des mesures de fréquence entre FOM et FO2-Rb pendant presque deux mois.

Les instabilités de fréquence obtenues au laboratoire avec les horloges atomiques en fontaine restent les plus faibles au niveau international. Elles nous permettent d'estimer dans des temps relativement courts plusieurs effets systématiques qui affectent l'exactitude des fontaines.

#### 4. Effets systématiques et exactitude

##### 4.1. Collisions entre atomes froids

Dès les premières mesures effectuées dans les années 1990 avec les premières fontaines, les déplacements de fréquence dus aux interactions (collisions) entre atomes froids mesurés ont été trouvés beaucoup plus importants

qu'initialement calculés [37,38]. Des mesures ont montré que la section efficace de collision élastique prend la valeur maximum possible pour des bosons polarisés dans la gamme de  $5 \mu\text{K}$  à  $60 \mu\text{K}$  [52]. Des modélisations récentes ont montré que le régime de Wigner pour lequel le déplacement de fréquence est indépendant de l'énergie de collision  $E$  n'est atteint que pour  $E/k_B = 0,1 \text{ nK}$  [53] ( $k_B$  étant la constante de Boltzmann). Ce comportement pathologique pour le césium est dû au fait qu'il existe une résonance à énergie nulle en onde « s ». Cela se produit quand le potentiel d'interaction atome-atome présente un dernier état lié proche de la dissociation ou quand il existe un état virtuel proche de la dissociation.

Si l'on veut réaliser une instabilité de fréquence de l'ordre de  $10^{-14} \tau^{-1/2}$  alors il faut utiliser un nombre d'atomes tel que le déplacement de fréquence est de  $10^{-14}$ . Les méthodes traditionnellement utilisées pour évaluer ce déplacement de fréquence consistent à changer la densité par divers moyens et à considérer que la densité varie proportionnellement à la fluorescence des atomes détectés. Le problème de ces techniques, qui sont encore utilisées par presque tous les laboratoires, est qu'elles font l'hypothèse que seule la densité varie alors que systématiquement les méthodes utilisées modifient à la fois la densité, la taille du nuage atomique et la distribution de vitesse des atomes. Cela conduit inévitablement, et tout particulièrement si le déplacement collisionnel dépend de l'énergie de collision, à une extrapolation à densité nulle inexacte. Les diverses expériences faites au laboratoire montrent, qu'en pratique, cette hypothèse est largement infondée et qu'il est difficile, avec ces méthodes, de contrôler le déplacement collisionnel à mieux que 5 % à 10 % de sa valeur.

Nous avons mis au point au LNE-SYRTE une méthode qui permet de préparer successivement des échantillons atomiques avec des rapports de densités très proches de deux à l'aide d'impulsions micro-onde balayées en fréquence et d'impulsions optiques [54,55] comme montré dans la figure 17. Nous utilisons pour ce faire une méthode de passage adiabatique dans la cavité de sélection de la fontaine où nous réalisons un passage adiabatique total (transfert complet de la population  $|F = 4, m_F = 0\rangle$  vers  $|F = 3, m_F = 0\rangle$ ), puis nous expulsions les atomes restant dans  $|F = 4\rangle$  par la pression de radiation d'un faisceau laser pousseur.

Dans le cas d'un passage adiabatique moitié, nous interrompons le champ micro-onde à l'instant du passage à résonance atomique, à l'issue duquel les atomes sont dans une superposition linéaire de poids rigoureusement égaux des états  $|F = 4, m_F = 0\rangle$  et  $|F = 3, m_F = 0\rangle$ , et après l'application du laser pousseur il ne reste que la fraction 0,5 des atomes dans  $|F = 3, m_F = 0\rangle$ . Il faut, pendant ce processus, appliquer un champ magnétique vertical de  $2 \cdot 10^{-5} \text{ T}$  au niveau de la cavité de sélection de façon à séparer suffisamment les sous niveaux Zeeman pour pouvoir considérer que nous utilisons un système effectif à deux niveaux.

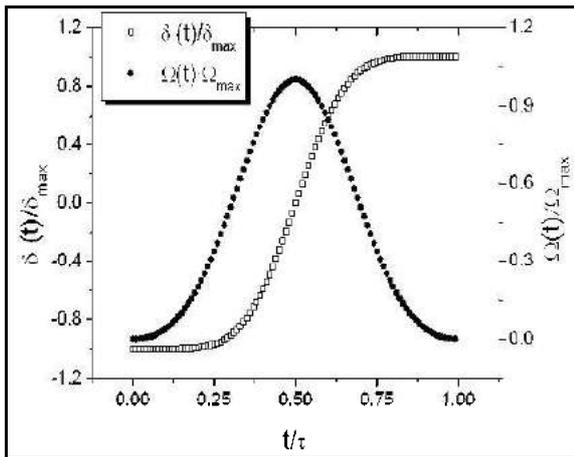


Fig. 17. – Amplitude  $\Omega$  et fréquence  $\delta$  du champ micro-onde utilisé au cours du passage adiabatique ; la durée  $\tau$  est de l'ordre de 4 ms ; la fréquence de Rabi maximum et la fréquence maximum sont de l'ordre de quelques kilohertz.

L'avantage de cette méthode est qu'elle permet de préparer successivement des échantillons atomiques de haute densité (HD) et basse densité (BD) dans un rapport strictement égal à deux comme on peut le voir dans la figure 18. La valeur de ce rapport est très largement insensible à l'amplitude du champ micro-onde présent dans la cavité. Le seul paramètre critique de cette méthode de préparation est la fréquence micro-onde (il faut interrompre le passage moitié exactement à résonance).

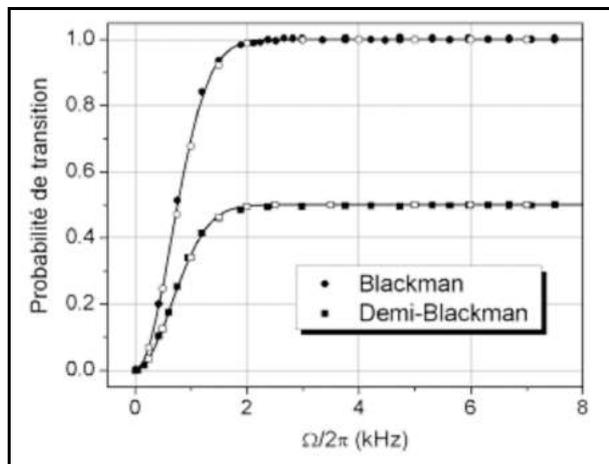


Fig. 18. – Variation de la probabilité de transition lors de la préparation des atomes dans l'état  $|F = 3, m_F = 0\rangle$  en fonction de la fréquence de Rabi, proportionnelle à l'amplitude du champ micro-onde ; les symboles en creux résultent de simulation prenant en compte la forme du nuage atomique, sa distribution de vitesses et la forme du champ micro-onde dans la cavité.

La valeur de ce rapport et sa stabilité peuvent être simplement mesurées, du fait du caractère adiabatique de la méthode, sur le nombre d'atomes détectés. Pour le mettre en œuvre nous alternons tous les cinquante cycles de fontaine les configurations HD et BD. La différence de fréquence mesurée entre ces deux configurations nous donne accès directement au déplacement de fréquence dû aux collisions. C'est une mesure effectivement

différentielle puisque pour des temps de 50 s la fréquence de l'oscillateur d'interrogation, le nombre d'atomes et les autres paramètres affectant la fréquence de la fontaine ne varient pas de façon significative. Nous pensons que l'incertitude systématique de la mesure du déplacement collisionnel est comprise entre 1 % et 1/1 000 de sa valeur. Une grande part de l'incertitude provient des atomes résiduels dans les états Zeeman du niveau  $F = 3$ , lesquels représentent quelques millièmes du nombre total d'atomes et proviennent probablement du pompage optique induit par le faisceau pousseur ou bien sont initialement présents dans la mélasse optique. Nous avons donc mesuré la contribution de ces atomes au déplacement collisionnel. A cette occasion nous avons découvert que cette contribution dépendait fortement du champ magnétique. Ces résonances de Feshbach en champ magnétique très faible [56] sont des manifestations supplémentaires du comportement pathologique du déplacement collisionnel observé avec l'atome de  $^{133}\text{Cs}$ . Avec le champ magnétique couramment employé dans nos fontaines et pour la même population, la contribution des atomes dans  $m_F \neq 0$  au déplacement est typiquement de 30 % de celle des atomes dans les sous niveaux Zeeman  $m_F = 0$ . La population de ces niveaux Zeeman est inférieure à 1 % et ne contribue pas de façon très significative à l'incertitude finale. Les autres limitations à la résolution de cette méthode proviennent de l'incertitude du désaccord en fréquence final lors du passage adiabatique moitié et de l'instabilité de fréquence de la fontaine.

L'incertitude obtenue sur l'évaluation du déplacement collisionnel se situe entre quelques  $10^{-17}$  et quelques  $10^{-16}$  selon la densité atomique utilisée. La fontaine FOM n'emploie pour l'instant pas cette méthode et fonctionne de ce fait avec une densité atomique dix fois plus faible que pour les autres. Le déplacement de fréquence est déterminé à 10 % de sa valeur.

D'autres laboratoires, le NPL et la PTB, ont proposé de faire fonctionner leurs fontaines dans des conditions où le déplacement de fréquence s'annule [57]. Cette méthode utilise le fait que le déplacement de fréquence, pour le  $^{133}\text{Cs}$ , dépend de l'énergie de collision dans le nuage atomique et de la population des deux niveaux hyperfins. Cette méthode est très sensible aux paramètres de la fontaine (géométrie du nuage d'atomes froids, hauteur de lancement, rapport des populations...) et n'est *a priori* utilisable qu'avec un MOT comme source initiale d'atomes froids. Elle oblige tout de même à vérifier que les conditions effectives de fonctionnement conduisent à l'annulation de ce déplacement de fréquence.

Nous avons également effectué des mesures du déplacement lié aux collisions entre atomes froids de  $^{87}\text{Rb}$ . Nous trouvons qu'il est au moins soixante-dix fois plus faible que celui observé avec le  $^{133}\text{Cs}$  [39,40].

Un autre effet dépendant du nombre d'atomes a été mis en évidence à cette occasion [58]. C'est l'effet d'entraînement de fréquence par la cavité qui est dû à l'émission ou à l'absorption par les atomes d'un champ

dans la cavité<sup>1</sup>. Le champ effectif vu par les atomes est la superposition du champ injecté dans la cavité et du champ rayonné par les atomes eux-mêmes. La phase du champ total dépend du désaccord de la cavité et entraîne un déplacement de fréquence de forme dispersive en fonction du désaccord et dont l'amplitude est proportionnelle au nombre d'atomes lors du premier passage dans la cavité et à la surtension de la cavité (fig. 19). Notre méthode de mesure du déplacement de fréquence par collisions mesure simultanément cet effet.

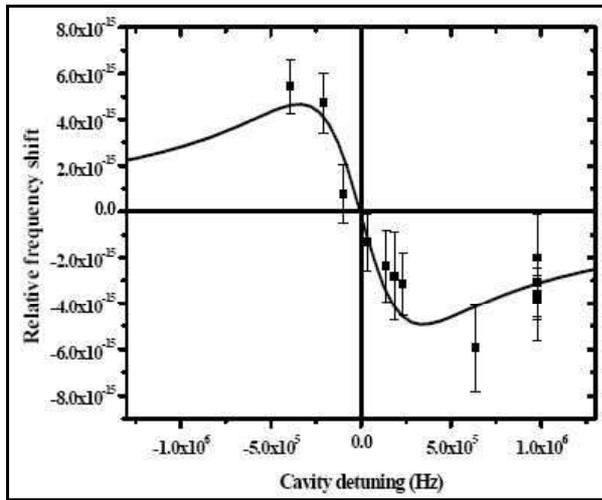


Fig. 19. – Déplacement relatif de fréquence induit par l'entraînement de fréquence de la cavité mesuré sur l'horloge au rubidium ; la surtension de la cavité est de 10 000 et le nombre d'atomes présents au premier passage dans la cavité est de  $3 \cdot 10^7$ .

#### 4.2. Rayonnement du corps noir

Le déplacement relatif de fréquence induit par le rayonnement du corps noir est de l'ordre de  $1,7 \cdot 10^{-14}$  à température ambiante. C'est un effet Stark dynamique qui est induit par le champ électrique fluctuant du rayonnement thermique. Il avait été évalué de façon théorique pour la première fois par des chercheurs du NIST en 1982 [59]. L'incertitude de cet effet était estimée par les auteurs à quelques pour cent. Cette estimation était en fait fondée sur des mesures d'effet Stark qui dataient de 1972. Il est possible de décrire cet effet comme la somme d'un effet Stark statique et d'un terme correctif dépendant du spectre du rayonnement thermique. Cette correction est de l'ordre du pourcent seulement dans la mesure où l'essentiel de l'énergie du corps noir à température ambiante est à beaucoup plus basse fréquence que les transitions dipolaires électriques couplées aux niveaux d'horloge. Les relations entre le déplacement de fréquence, la polarisabilité scalaire  $a_0$ , la température du rayonnement  $T$ , la valeur efficace  $E_{300}$  ( $\approx 831,9$  V/m) du champ électrique du corps noir à 300 K et  $h$  la constante

<sup>1</sup> Un autre effet d'entraînement de fréquence par la cavité provient du fait que si la cavité est légèrement désaccordée de la résonance atomique, l'amplitude du champ vu par les atomes dépend de la fréquence. La modulation de fréquence utilisée entraîne une modulation de l'amplitude et une erreur de pointé du sommet de la transition atomique. Dans les conditions de fonctionnement d'une fontaine atomique, cet effet est totalement négligeable.

de Planck sont données dans les équations 6 et 7 ( $\varepsilon \approx 1,4 \cdot 10^{-2}$ ).

$$\delta\nu_{\text{BB}} = k_0 E_{300}^2 (T/300)^4 (1 + \varepsilon (T/300)^2) \quad (6)$$

$$k_0 = -8a_0 \quad (7)$$

Dans le cas d'un champ statique, l'équation 6 donne la relation entre le déplacement de fréquence induit par le champ électrique  $E$  et les polarisabilités scalaire  $a_0$  et tensorielle  $a_1$  ( $\theta$  est l'angle entre le champ électrique et le champ magnétique)

$$\delta\nu_{\text{DC}} = -\frac{1}{2} E_{\text{DC}}^2 \times \left( \frac{16a_0}{7h} + \frac{a_1}{h} (3M^2 - 16) \frac{f(\theta)}{28} \right), \quad (8)$$

où  $f(\theta) = 3\cos^2\theta - 1$ .

$a_1/h = 3,51(16) \cdot 10^{-12}$  Hz/(V/m)<sup>2</sup> c'est-à-dire environ cent fois plus petit que  $a_0/h$ .  $M$  est la projection du moment angulaire sur la direction du champ magnétique. Pour le calcul de l'effet du rayonnement thermique qui est *a priori* isotrope et non polarisé, seul le terme scalaire intervient.

Nous avons effectué une première mesure du déplacement Stark en 1997 avec une incertitude de 0,2 % à l'aide de la fontaine FO1 [60,61]. Pour ce faire nous avons placé, au dessus de la cavité micro-onde, des plaques en cuivre polies de 30 cm de hauteur séparées de 2 cm. Les incertitudes de cette mesure étaient principalement d'origine géométrique : la distance entre les plaques, la hauteur de lancement des atomes au-dessus de la cavité micro-onde et entre les plaques Stark. Le résultat de cette mesure donne une fois corrigée du terme tensoriel :

$$k_0 = 2,282(4) \cdot 10^{-10} \text{ Hz(V/m)}^2. \quad (9)$$

Peu de temps après, nous avons installé dans la fontaine FO1 un dispositif ayant pour but de mesurer directement le déplacement de fréquence induit par le rayonnement thermique (équation 6). Une seule autre mesure directe de cet effet dans une horloge à jet thermique venait d'être publiée par la PTB au moment même où nous finissions le montage de notre expérience [62]. Son incertitude de 12 % était très largement insuffisante pour permettre à nos fontaines d'atteindre une incertitude proche de  $10^{-16}$ . Le but initial de notre expérience était d'évaluer le terme en  $T^6$  de l'équation 6 [63]. Le schéma de principe de notre montage est représenté sur la figure 20. Un corps noir constitué d'un cylindre en graphite de 30 cm de hauteur est chauffé jusqu'à 500 K, alimenté par un courant alternatif allumé et éteint adiabatiquement (pour éviter d'induire un champ magnétique parasite dans les blindages). Il est blindé thermiquement par deux écrans radiatifs en aluminium poli (dont un refroidi par eau) permettant d'une part d'améliorer son homogénéité de température et d'autre part d'éviter de chauffer la cavité micro-onde.

Nous utilisons trois thermistances platine pour mesurer la température du graphite et une thermistance pour mesurer la température de l'écran extérieur. La cavité micro-onde est, elle aussi, utilisée pour mesurer par sa fréquence de résonance la température du rayonnement dans la partie inférieure de la fontaine.

Pendant la période de chauffage du corps noir le champ magnétique alternatif est trop élevé pour permettre une mesure précise de l'effet du rayonnement thermique. La température du corps noir est ajustée en jouant sur les durées relatives du chauffage et de son arrêt pendant lesquelles nous faisons fonctionner la fontaine atomique. En conséquence, à 500 K la température varie de 2 K à 3 K environ durant la mesure de 100 s. La différence de température entre le haut et le bas du corps noir peut atteindre 2 K à 3 K selon la température et l'instant où l'on fait la mesure.

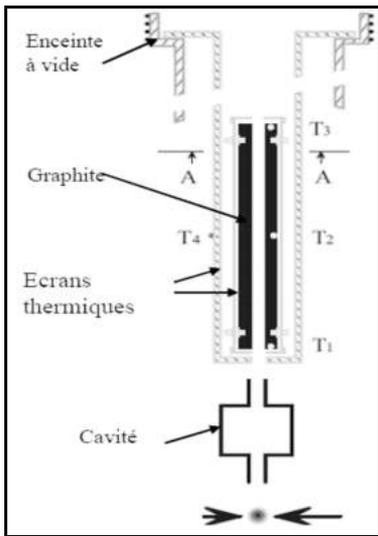


Fig. 20. – Dispositif expérimental utilisé pour la mesure du déplacement de fréquence induit par le rayonnement du corps noir ; T1, T2, T3 indiquent les positions des thermistances platine sur le tube de graphite, T4 est la position de la thermistance sur le dernier blindage thermique.

Ces deux problèmes sont à l'origine des principales sources d'incertitude. Ces mesures ne peuvent pas être différentielles en raison des constantes de temps thermiques du dispositif de l'ordre de la journée. L'incertitude finale de la mesure dépend dans ces conditions de la disponibilité d'une autre fontaine durant la mesure. Les mesures sont en conséquence très longues.

Les résultats de cette mesure sont présentés sur la figure 21. Ils présentent une incertitude globale de 4 %. Nous en déduisons un coefficient Stark compatible avec celui résultant de la mesure statique (fig. 21).

L'histoire aurait pu s'arrêter avant l'an 2000 s'il n'y avait pas eu cette mesure effectuée par l'INRIM avec sa fontaine en 2004 et qui montrait une différence de 13 % avec notre valeur donnée par (9) [64]. L'incertitude de cette mesure était de 4 %, probablement largement sous estimée. Ce laboratoire a publié alors plusieurs papiers à la fois théoriques et expérimentaux qui tous montraient que tous les autres laboratoires de métrologie utilisaient une valeur erronée pour corriger la valeur du déplacement de fréquence induit par le corps noir [65].

Nous avons donc réinstallé le dispositif Stark dans FO1 et refait des mesures avec cette fois des champs électriques beaucoup plus faibles que pour la mesure

précédente [66]. Cela correspondait à des champs électriques de l'ordre de deux fois la valeur efficace du champ thermique à 300 K.

Nous avons vérifié, pour répondre à une objection de l'INRIM, que pour une très large gamme de champ électrique (de 20 V/cm à 500 V/cm) la loi quadratique attendue est bien observée. Les résultats que nous trouvons sont en excellent accord avec nos anciennes mesures.

Nous avons maintenant une résolution suffisante pour évaluer de façon différentielle le terme tensoriel de l'équation 8. Nous trouvons pour ce terme une valeur qui est en accord avec celle de la référence [67].

Cela nous a permis de corriger une erreur de signe du terme tensoriel dans l'équation (8) de notre article de 1997 due à l'erreur initiale de l'article théorique de Sandars [67]. L'effet de cette correction est cependant très faible, elle est de l'ordre de  $4 \cdot 10^{-3}$  du déplacement dû au rayonnement du corps noir c.-à-d.  $7 \cdot 10^{-17}$  en valeur relative sur la fréquence de l'horloge. La valeur finale est donnée par l'expression (9).

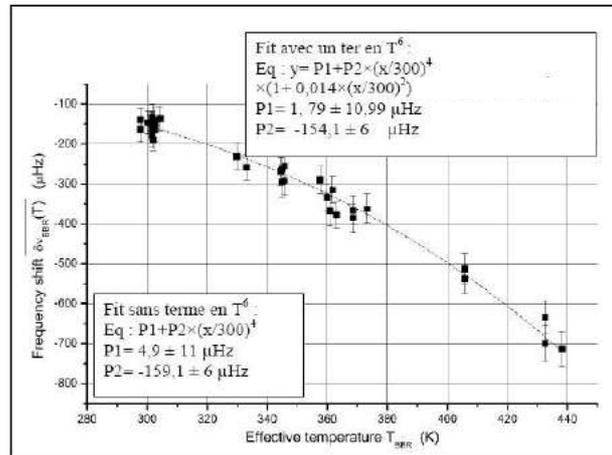


Fig. 21. – Déplacement de fréquence absolu induit par un rayonnement thermique de température effective  $T_{BBR}$ . Deux ajustements ont été testés et montrent que le terme en  $T^6$  n'est pas résolu statistiquement. Le coefficient  $P2$  du terme en  $T^4$  est en accord avec (6) et (8).

En 2006 deux articles théoriques utilisant des méthodes modernes de calcul de physique atomique sont venus à point pour confirmer nos mesures et expliquer ce qui, dans les calculs de nos collègues italiens, était incorrect [68,69].

Nous avons vu lors des mesures de déplacement induit par le rayonnement du corps noir qu'il était très difficile d'asservir la température du rayonnement dans de grands volumes sans introduire des gradients de température dans le dispositif expérimental. Et il devient alors très difficile et imprécis du fait de ces gradients de calculer la température effective du rayonnement vue par les atomes. Après quelques tentatives infructueuses d'asservissement de température nous avons décidé de faire fonctionner les fontaines atomiques sans le moindre asservissement. Seule la température de la pièce est contrôlée par une

climatisation. Nous mesurons continûment la température des fontaines atomiques en divers points avec des thermistances platine et nous trouvons au maximum des différences de 0,2 K. Par contre, la température suit avec une constante de temps d'une fraction de journée la température imposée par la climatisation de la pièce. Lors du traitement des comparaisons des fontaines et les contributions au TAI, nous corrigeons *a posteriori* les valeurs du déplacement de fréquence calculé avec les équations précédentes. L'incertitude totale sur la correction de cet effet est alors de  $6 \cdot 10^{-17}$  c'est-à-dire un peu inférieure au déplacement de fréquence que nous pourrions obtenir en refroidissant à 77 K (azote liquide) toute la zone d'interaction de la fontaine atomique.

Pour le  $^{87}\text{Rb}$ , le déplacement dû au rayonnement du corps noir n'est connu qu'à 1 % près à la fois par des estimations théoriques et des expériences anciennes. Ce qui représente une incertitude de  $1,25 \cdot 10^{-16}$  en valeur relative à 300 K.

### 4.3. Champ magnétique

Bien que l'on utilise dans les fontaines atomiques des champs magnétiques très faibles ( $\sim 10^{-7}$  T), le déplacement de fréquence quadratique en champ de la transition d'horloge est le plus important de tous. On peut par contre le mesurer très précisément en utilisant les atomes et en mesurant la fréquence des transitions  $|F=3, m_F \neq 0\rangle \rightarrow |F=4, m_F \neq 0\rangle$  qui dépendent quasiment linéairement du champ. Un des avantages des fontaines atomiques « pulsées » par rapport aux fontaines continues est que l'on peut faire une carte du champ magnétique en faisant varier la hauteur de lancement des atomes au-dessus de la cavité micro-onde et en mesurant la fréquence des transitions sensibles au champ magnétique au premier ordre. C'est maintenant ce que nous faisons de façon automatique pratiquement avant chaque mesure. La figure 22 montre une telle carte réalisée sur la fontaine FO2 en utilisant les atomes de césium et de rubidium pour mesurer le champ. On voit que l'inhomogénéité du champ est inférieure à  $5 \cdot 10^{-10}$  T sur près de 50 cm [44,55].

Lors du fonctionnement courant des fontaines nous avons depuis quelque temps inclus dans la séquence de l'horloge une période de mesure du champ magnétique à hauteur nominale en utilisant une transition atomique micro-onde qui dépend linéairement du champ. La figure 23 montre le résultat d'une telle mesure pendant environ vingt jours. Les fluctuations maximales sur cette durée sont de l'ordre de  $10^{-11}$  T. Ce bon résultat est dû à l'utilisation d'un asservissement du champ magnétique à l'intérieur du blindage le plus extérieur des fontaines. Il est aussi dû au fait que nous n'asservissons plus la température du corps des fontaines atomiques ce qui réduit au minimum les différences de température dans les structures métalliques des fontaines atomiques composées inévitablement de matériaux différents et donc susceptibles de générer des courants thermoélectriques qui peuvent provoquer des champs magnétiques parasites et fluctuants.

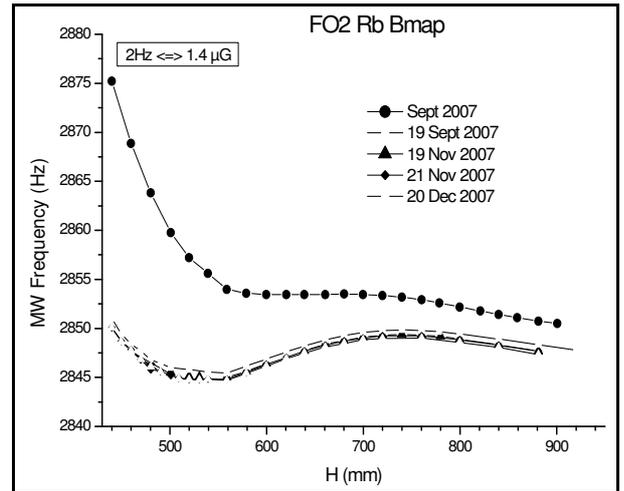


Fig. 22. – Carte du champ magnétique dans la fontaine FO2.

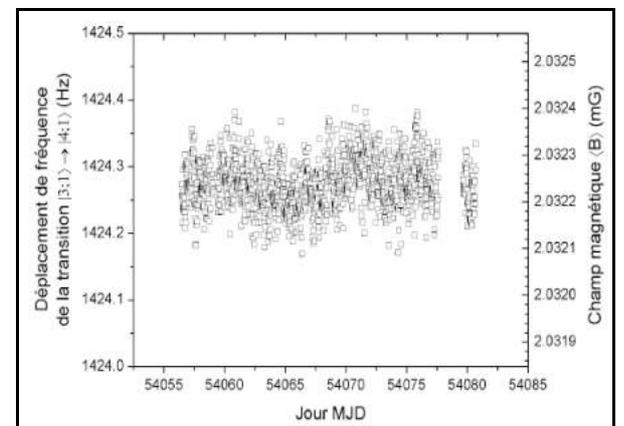


Fig. 23. – Mesure de l'évolution du champ magnétique pendant presque un mois dans FO2.

### 4.4. Effet Doppler résiduel

On attend un déplacement de fréquence  $\delta\nu/\nu = \Delta\phi/\pi Q_{\text{at}}$  s'il y a un déphasage  $\Delta\phi$  entre les deux interactions avec la micro-onde. Cet effet s'annule si les atomes passent à l'aller et au retour au même endroit dans la cavité micro-onde, utilisée dans le mode  $\text{TE}_{011}$ , ou si l'onde est parfaitement stationnaire.

Mais, en raison des pertes dans les parois de la cavité et des iris de couplage (pour l'alimentation micro-onde) il

existe un gradient de phase  $\nabla \Phi$  du champ dans la cavité qui entraîne un déplacement de fréquence donné par :

$$\Delta\nu/\nu_0 = \frac{1}{\pi Q_{\text{at}}} \int g(t) \cdot \vec{\nabla} \Phi(t) \cdot \vec{v}(t) \cdot dt, \quad (10)$$

où  $\vec{v}$  est la vitesse des atomes. Si les atomes repassent rigoureusement au même endroit dans la cavité à l'aller et au retour, il n'y a pas de déplacement de fréquence (cela n'est possible qu'avec des atomes à température nulle, même avec une température de l'ordre de 1  $\mu\text{K}$  les atomes repassent en moyenne à quelques mm de l'endroit de leur premier passage).

Dans nos fontaines, nous avons prévu la possibilité de réaliser un couplage symétrique ou asymétrique de la micro-onde dans la cavité. La cavité cylindrique possède deux iris de couplage placés symétriquement de part et d'autre de l'axe. L'alimentation de ces iris est assurée par des transitions de guide d'onde à câble coaxial qui sont connectées à l'extérieur de l'enceinte à vide de la fontaine *via* des passages étanches. Pour assurer l'équilibrage des alimentations, nous ajustons la phase et l'amplitude des champs injectés de façon à ce qu'ils interfèrent constructivement sur l'axe de la cavité. Nous utilisons la réponse des atomes pour effectuer ce réglage par approximations successives.

Pour quantifier l'effet des gradients de phase dans la cavité nous avons incliné la fontaine atomique FO2 de façon à ce que le barycentre du nuage atomique ne repasse pas au même endroit à l'aller et au retour (fig. 24). Tous les graphiques suivants donnent la différence de fréquence de l'horloge quand elle est alimentée symétriquement ou asymétriquement en injectant la micro-onde d'un côté puis de l'autre [70]. Avec la puissance optimale (impulsions  $\pi/2$ ) et dans le cas où le couplage est symétrique on s'attend à un déplacement de fréquence qui varie seulement au second ordre en fonction de l'angle (puisque l'onde est stationnaire au centre de la cavité). Au contraire, quand il y a un seul couplage il y a un résidu d'onde progressive qui donne lieu à un effet Doppler résiduel.

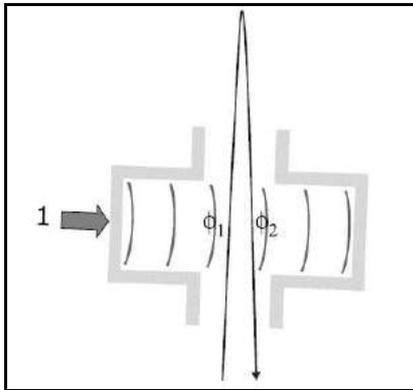


Fig. 24. – Schéma de principe de la mesure du gradient de phase du champ dans la cavité ; à cause de l'inclinaison de la fontaine, les atomes ne repassent pas au même endroit dans la cavité ; toutes nos fontaines atomiques disposent maintenant de deux couplages micro-onde symétriques.

On peut voir sur la figure 25 que l'effet est nul pour une inclinaison de 300  $\mu\text{rad}$ , qui correspond à l'erreur de réglage initiale de la direction de lancement des atomes par rapport à la verticale. D'une façon simplifiée et pour un modèle à une dimension, on peut écrire la variation de phase du champ dans la cavité sur l'axe x des couplages sous la forme [71] :

$$\Phi(x) \approx (1/V + \alpha x) \tan(\beta x), \quad \frac{1}{V} = \frac{(1-R)\pi}{2Q_{\text{cav}}}$$

où  $\alpha$  est le coefficient de perte par propagation dans le guide d'onde ( $= 5 \cdot 10^{-6} \text{ mm}^{-1}$ ),  $\beta$  ( $= 2\pi/\lambda$ ) est la constante

de propagation de la micro-onde dans le mode considéré et  $R$  est le rapport des amplitudes des ondes injectées au niveau des couplages. Quand  $(1/V)$  n'est pas nul, il reste un terme de phase qui varie linéairement avec la position et dont la pente est donnée, quand  $R = 0$ , par  $\frac{d\Phi}{dx} \approx \frac{\beta}{V} \approx 60 \mu\text{rad/mm}$  qui correspond à peu près à ce qui

est déduit des mesures de la figure 25. Cela correspond à l'image simple que l'on peut se faire de l'existence dans la cavité de la superposition d'une onde stationnaire et d'une onde progressive à l'origine du résidu d'effet Doppler.

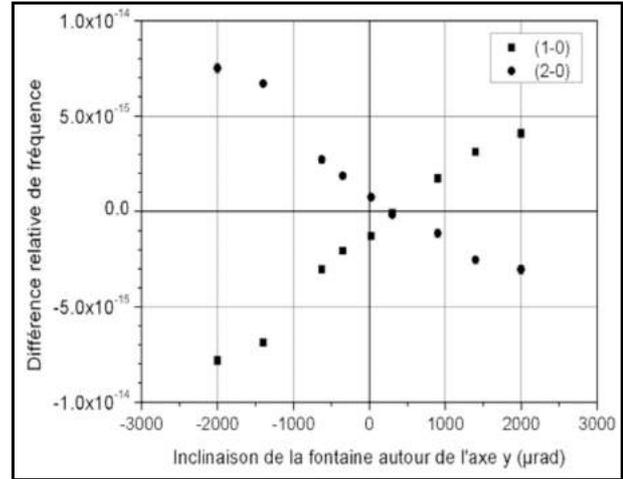


Fig. 25. – Mesure du déplacement de fréquence de la fontaine atomique lié à l'effet Doppler résiduel lorsqu'elle est alimentée asymétriquement en fonction de l'inclinaison de la fontaine autour de l'axe y orthogonal à l'axe des couplages. Les deux pentes opposées correspondent aux deux côtés du couplage.

Dans la direction orthogonale au couplage («tilt x» sur la figure 26) le déplacement de fréquence est beaucoup plus faible et on ne distingue pas de variation linéaire significative de la fréquence avec l'angle d'inclinaison de la fontaine, et cela quelle que soit la puissance micro-onde.

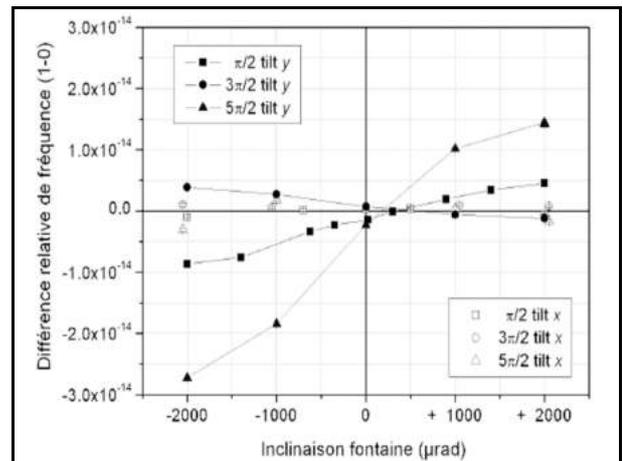


Fig. 26. – Mesure du déplacement de fréquence entre le couplage symétrique et asymétrique de la cavité pour diverses inclinaisons et diverses puissances injectées dans la cavité ; les points pleins correspondent à une inclinaison parallèle aux couplages et les points creux à une inclinaison orthogonale.

Par contre, dans la direction des couplages, quand on fait varier la puissance micro-onde injectée dans la cavité (pour des puissances correspondant à des impulsions  $3\pi$  et  $5\pi$ ) on observe une grande variation du déplacement en fonction de l'angle d'inclinaison de la fontaine. La figure 26 montre que la pente du déplacement dépend fortement de l'amplitude du champ et change même de signe. Cette situation avait déjà été observée avec la fontaine FOM. Le modèle simple précédent ne permet pas de comprendre ce comportement. Li et Gibble [72] ont développé un formalisme comportant des modes d'ordre élevé induits par des couplages localisés infiniment fins et des écarts de géométrie de la cavité réelle par rapport à la cavité idéale.

Afin de tester les prévisions de [72], nous avons effectué des simulations Monte Carlo du fonctionnement de la fontaine atomique dans les conditions réelles de l'expérience. Pour cela nous générons une distribution des vitesses et de position des atomes dans FO2 proche de celle qui a été mesurée dans la fontaine et nous faisons évoluer ces atomes dans un champ dont la phase est décrite par les différents modes prévus dans [72] et cela pour des amplitudes de champ micro-onde correspondant à des impulsions allant de  $\pi/2$  à  $7\pi/2$  et aussi pour diverses inclinaisons de la fontaine [44,70]. Puisque nous mesurons la différence de fréquence entre un couplage symétrique et asymétrique nous ne sommes sensibles qu'aux modes impairs de [72]. L'analyse des simulations montre que les résultats de la figure 26 peuvent être retrouvés en ne considérant que les deux modes impairs d'ordres les plus bas et en leur affectant des poids qui diffèrent notablement du modèle. Cela est probablement dû au fait que la surtension de la cavité du modèle est celle d'une cavité sous-couplée dont les pertes sont déterminées par la conductivité des parois (dont la surtension est la surtension à vide qui vaut 27 000), notre cavité est sur-couplée puisque sa surtension est environ quatre fois plus faible que la cavité considérée dans [72]. Ce modèle avec, les pondérations qui conviennent, donne, en ne considérant que le mode d'ordre le plus bas, un gradient de phase de  $80 \mu\text{rad}/\text{mm}$  comparable à celui calculé précédemment et mesuré par l'expérience.

Pour avoir accès à la distribution de phase et aux modes pairs du modèle [72] dans la cavité quand le couplage est symétrique il faudrait pouvoir faire une expérience différentielle dans laquelle on pourrait mesurer la fréquence de la fontaine pour diverses orientations. Cette expérience n'est pas simple à mettre en place.

Dans tous les cas, il reste même si les atomes sont lancés verticalement une variation quadratique radiale de la phase du champ dans la cavité de l'ordre de  $\alpha\beta r^2$ . L'expansion du nuage atomique ( $v \approx 1 \text{ cm/s}$ ) peut conduire à un déplacement de fréquence de l'ordre de  $3 \cdot 10^{-16}$  dans le pire cas. C'est cette valeur que nous prenons, à ce jour, pour l'incertitude sur cet effet.

#### 4.5. Effet des fuites micro-onde, des perturbations synchrones avec le cycle de la fontaine et effet de la pureté spectrale du signal d'interrogation

L'effet des fuites micro-onde a fait l'objet de nombreuses études [73,74 et références de ces articles] qui montrent qu'en général le déplacement de fréquence qui en résulte présente une dépendance avec la puissance qui dépend de l'endroit où sont les atomes quand ils interagissent avec le champ de fuite parasite. Cet effet est traditionnellement évalué en faisant varier la puissance micro-onde et en extrapolant à puissance nulle, ce que nous faisons il y a quelques années. La loi de variation est en général difficile à identifier. Ce fait a conduit dans plusieurs cas et dans plusieurs laboratoires à des erreurs d'interprétation.

Nous avons maintenant une autre approche de ce problème. Nos synthétiseurs micro-onde ne génèrent à la fréquence atomique que la puissance strictement nécessaire. Comme on peut le voir dans les figures 11 et 12 le signal servant à faire fonctionner la fontaine est généré par mélange d'un signal puissant en micro-onde désaccordé de 200 MHz ou 400 MHz de la résonance atomique et d'un signal radiofréquence dont le niveau est ajustable. De plus le signal n'est présent que lorsque les atomes sont dans la cavité. Cela est obtenu grâce à un interrupteur radiofréquence qui ne provoque pas de déphasage important lorsqu'il est passant [75]. Le principe est exposé sur la figure 27.

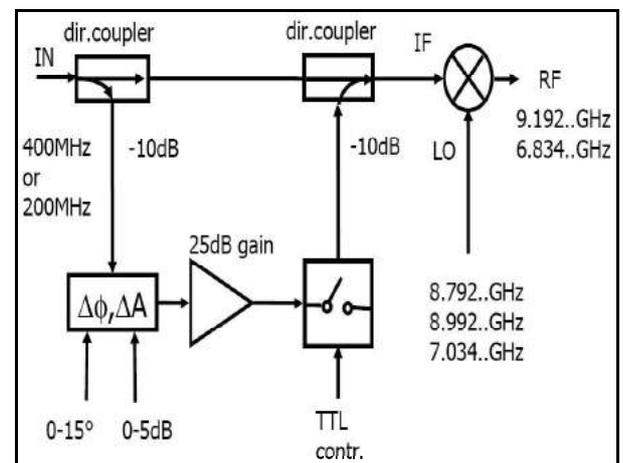


Fig. 27. – Principe de l'interrupteur radio-fréquence à faible déphasage à interféromètre de Mach Zender; quand l'interrupteur est passant le « switch » RF ne joue aucun rôle et quand il est bloqué le signal résiduel, et donc l'atténuation, résulte d'une interférence destructive; après mélange avec un oscillateur micro-onde à 8,792 GHz on peut atténuer le signal d'horloge de 60 dB.

Il a fallu pour évaluer le déphasage de cet interrupteur développer un dispositif capable de mesurer de façon synchrone avec le cycle de la fontaine un déphasage avec une résolution de l'ordre du microradian en micro-onde. Le principe de ce dispositif est donné dans la figure 28. Il est basé sur un démodulateur phase/quadrature. Il y a une conversion de fréquence du domaine hyperfréquence au domaine basse fréquence (quelques centaines de kilohertz)

permettant d'analyser le signal à l'aide de cartes d'acquisition insérables dans un ordinateur de bureau. Il faut environ une journée de mesure pour atteindre une résolution moyenne de 1  $\mu$ rad.

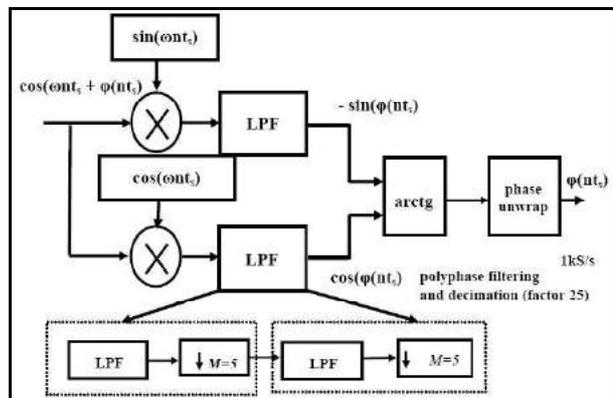


Fig. 28. – Bloc diagramme du dispositif de démodulation de la phase du champ micro-onde ; LPF : filtre passe bas.

Nous avons, bien entendu, employé ce dispositif pour étudier les possibles transitoires de phase induits par tous les signaux quasi-continus et radiofréquences commutés durant le cycle des fontaines.

Si ces perturbations de phase sont synchrones du cycle de la fontaine elles vont bien évidemment produire un déplacement de fréquence qui peut être évalué par l'expression suivante:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} \approx \frac{1}{\pi Q_{at}} \int g(t) \frac{d\Phi(t)}{dt} dt. \quad (11)$$

Si la perturbation n'est pas synchrone avec le cycle, elle se moyenne à zéro sur des temps longs.

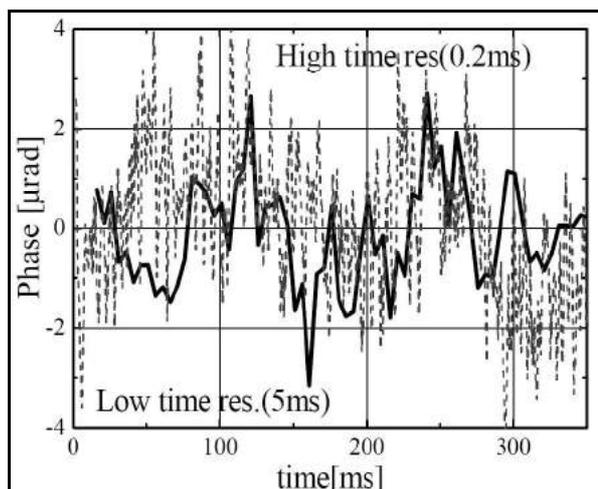


Fig. 29. – Mesure du déphasage induit par l'interrupteur interférentiel. La figure montre le résultat de deux algorithmes de calcul différents présentant deux résolutions temporelles différentes ; l'interrupteur est rendu passant au début de la courbe.

La figure 29 montre le résultat de la mesure du déphasage induit par l'interrupteur de la figure 27 en

utilisant deux algorithmes de calcul différents. On ne distingue pas de variation systématique supérieure à 2  $\mu$ rad de la phase du champ en sortie de l'interrupteur.

La figure 30 montre un exemple d'enregistrement effectué sur la fontaine FO2 et qui démontre qu'il y a peut être un décalage de fréquence de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-16}$  induit par un transitoire de phase. Cet effet a pu être réduit ultérieurement à moins que  $10^{-16}$ . Le laboratoire est pour l'instant le seul à effectuer ce type de test qui est pourtant la seule façon d'identifier sans ambiguïté ce déplacement de fréquence.

En général, les bandes latérales (surtout à 50 Hz et ses harmoniques) sur les spectres des signaux de nos synthétiseurs sont inférieures à -70 dB sous la porteuse et sont très symétriques (fig. 31). Le déplacement de fréquence résultant est alors inférieur à  $10^{-16}$  [80].

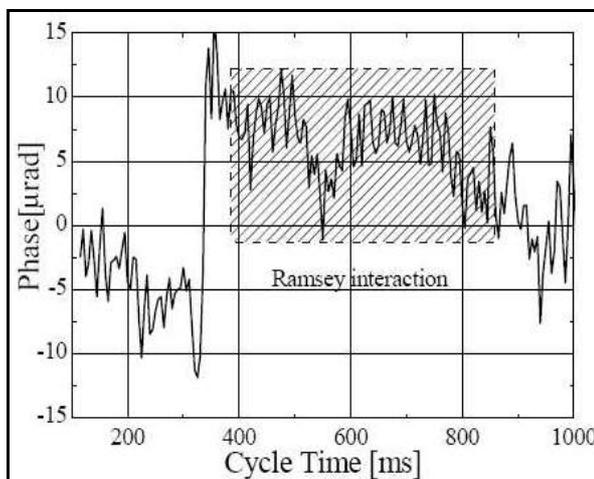


Fig. 30. – Mesure du déphasage du signal d'interrogation dans la fontaine FO2. L'interrogation des atomes a lieu de 400 ms à 900 ms. Le saut de 20  $\mu$ rad est induit par la coupure des modulateurs acousto-optiques du banc de refroidissement.

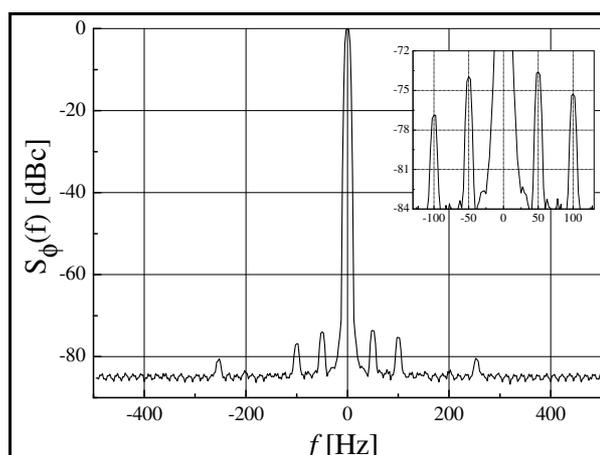


Fig. 31. – Spectre radio-fréquence du battement entre deux synthétiseurs micro-onde utilisés pour les fontaines atomiques ; les raies parasites sont visibles à des fréquences harmoniques de 50 Hz ; elles sont cependant très symétriques et ne produisent donc pas de déplacement de fréquence si le cycle de la fontaine n'est pas synchrone avec le secteur.

#### 4.6. Autres effets

Même dans le domaine micro-onde et au niveau de  $10^{-16}$ , on ne peut négliger l'effet de recul lié à l'absorption ou l'émission d'un photon. Mais on ne peut pas non plus considérer dans une cavité d'une dimension proche de la longueur d'onde, que ce déplacement de fréquence est égal à celui qu'il aurait avec une onde plane de vecteur d'onde  $k$ , soit  $\nabla k^2/2m$  ( $\approx 1,5 \cdot 10^{-16}$ ) où  $m$  est la masse de l'atome.

Deux articles [76,77] utilisant des approches très différentes calculent cet effet dans une cavité employant un guide d'onde rectangulaire qui conduit à un calcul à une dimension. Les résultats de ces deux calculs sont en très bon accord (à 5 % près) et trouvent que le déplacement est plus petit tout en restant du même ordre de grandeur que celui calculé avec une onde plane.

Par contre, cet effet dépend de la taille initiale du nuage atomique, de sa température, il dépend aussi de la géométrie (taille des trous de la cavité, et de la zone de détection) et est proportionnel à l'amplitude du champ micro-onde. Dans une cavité cylindrique comme dans nos fontaines, on ne peut pas se ramener à un calcul à 1D, il faudra envisager un calcul complet à 2D pour prendre en compte totalement cet effet. Pour l'instant nous appliquons donc à ce déplacement de fréquence une incertitude égale à sa valeur en onde plane.

Il reste aussi de nombreux effets liés au fait que les atomes de césium ou rubidium ne sont pas de simples systèmes à deux niveaux: déplacement lié aux transitions de Majorana [78,79 et références incluses] induites par des variations rapides de la direction du champ magnétique, ou entraînement de fréquence par les transitions micro-ondes voisines (Rabi ou Ramsey *pulling* [79,80]).

Nous avons modélisé et estimé ces effets et nous pensons qu'ils contribuent pour moins que  $10^{-16}$  à l'incertitude finale de nos fontaines.

#### 4.7. Exactitude actuelle des fontaines

Les tableaux 1, 2 et 3 donnent les valeurs récentes de l'ensemble des effets systématiques considérés qui sont soit mesurés soit calculés. Les nombres dans ces tableaux sont en valeurs relatives de  $10^{-16}$ . Les valeurs des incertitudes sont les écarts types quand il s'agit de mesures et de valeurs maximales quand ce sont des déplacements calculés.

L'incertitude donnée pour le déplacement collisionnel du  $^{87}\text{Rb}$  est égale à la résolution de la mesure destinée à l'évaluer, ce résultat pourra très probablement être amélioré prochainement en augmentant le nombre d'atomes froids et en améliorant la résolution de la mesure (mesure plus longue avec une meilleure stabilité de fréquence).

L'incertitude totale calculée est la somme quadratique des différentes composantes. Les diverses fontaines ont une conception assez différente (notamment les cavités micro-onde ont des dimensions variant d'un facteur 2 et

les surtensions sont dans un rapport 3). Elles fonctionnent aussi avec des paramètres et dans des conditions assez différentes: les densités atomiques utilisées diffèrent de plus d'un ordre de grandeur, les champs magnétiques appliqués sont dans un rapport 3...

Tableau 1  
*Bilan d'exactitude typique pour la fontaine FO2 fonctionnant soit avec du césium soit avec du rubidium.*

Effet	Valeur FO2-Cs ; incertitude	Valeur FO2-Rb ; incertitude
Collisions froides	-191,6 ; 0,8	0,0 ; 2,5
Effet Zeeman du 2 <sup>nd</sup> ordre	1 919,3 ; 0,6	3 479,6 ; 0,1
Rayonnement du corps noir	-168,2 ; 0,6	-121,2 ; 1,5
Effet Doppler résiduel du 1 <sup>er</sup> ordre	0 ; < 3,0	0 ; < 3,0
Pureté spectrale et fuites micro-onde	0 ; < 0,5	0 ; < 0,5
Transitions de Majorana, Rabi et Ramsey <i>pulling</i>	0 ; < 1	0 ; < 1
Effet de recul micro-onde	0 ; < 1,4	0 ; < 1,4
Effet Doppler du 2 <sup>nd</sup> ordre	0 ; < 0,1	0 ; < 0,1
Collisions avec les gaz résiduels	0 ; < 1	0 ; < 1
<b>Incertitude totale</b>	<b>3,8</b>	<b>4,7</b>

Tableau 2  
*Bilan d'exactitude typique pour la fontaine FOM.*

Effet	Valeur	incertitude
Collisions froides et entraînement par la cavité	-16,7	1,7
Effet Zeeman 2 <sup>nd</sup> ordre	305,4	1,1
Rayonnement du corps noir	-162,6	0,6
Effet Doppler du 1 <sup>er</sup> ordre, fuites micro-onde, perturbations synchrones...	0	< 6,0
Transitions de Majorana, Ramsey et Rabi	0	0,1
Effet de recul micro-onde	0	< 1,4
Effet Doppler du 2 <sup>nd</sup> ordre	0	< 0,1
Collisions avec le gaz résiduel	0	< 1,0
<b>Incertitude totale</b>		<b>6,6</b>

La quatrième ligne du bilan d'exactitude de FOM donne une incertitude nettement plus élevée que pour les deux autres fontaines. La raison en est que, pour l'instant, aucune évaluation des transitoires de phase synchrones du cycle de l'horloge n'a été effectuée et que la micro-onde est utilisée en continu contrairement à ce qui est fait

systématiquement pour les deux autres fontaines. Dans le cas de FOM l'évaluation de l'effet des fuites micro-onde est faite en comparant les fréquences de l'horloge pour des puissances différentes injectées dans la cavité. Le problème lié à cette méthode est qu'en fait de nombreux déplacements de fréquence dépendent de la puissance.

L'avant dernière ligne de chaque tableau qui donne le déplacement de fréquence dû aux collisions avec des atomes résiduels est déduite de mesures qui ont été effectuées avec des atomes thermiques et appliquées aux pressions mesurées dans les fontaines atomiques et à la composition supposée des gaz résiduels [80 et références incluses]. Ces valeurs sont probablement pessimistes dans le cas des fontaines atomiques puisque les atomes froids qui subissent des collisions à faible paramètre d'impact avec le gaz à température ambiante acquièrent une énergie cinétique telle qu'ils ne sont pas détectés. Dans la mesure où cet effet n'est pas dominant, nous n'avons pas fait de mesures spécifiques le concernant.

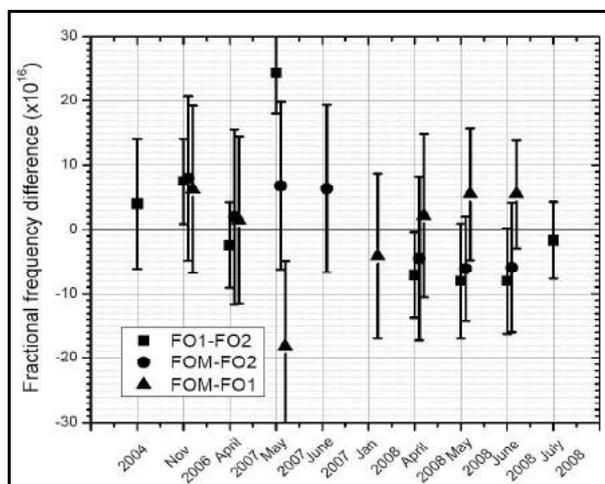


Fig. 32. – Différences de fréquence mesurées entre les fontaines du laboratoire sur une durée de quasiment quatre années. Chaque point représente environ un mois de mesure pendant lequel nous effectuons une évaluation compétente de l'exactitude des l'horloges. Le fait de disposer de trois fontaines en fonctionnement simultanément permet de savoir quelle horloge dévie de son fonctionnement normal. Il arrive, de temps en temps, comme en mai 2007 dans la figure, que FO1 diffère de  $1 \cdot 10^{-15}$  à  $2 \cdot 10^{-15}$  des autres fontaines. La ou les raisons de ce comportement n'ont pas encore été élucidées. Les valeurs moyennes des différences sont :  $FOM-FO2 = (-0,7 \pm 4,3) \cdot 10^{-16}$  ;  $FO1-FO2 = (2,0 \pm 2,5) \cdot 10^{-16}$  ;  $FOM-FO1 = (1,1 \pm 4,3) \cdot 10^{-16}$ .

La figure 32 montre les différences de fréquence observées entre les fontaines au cours du temps quand elles fonctionnent de façon simultanée (de façon à ne pas introduire de bruit ou de biais lié à l'utilisation de maser à hydrogène de transfert par exemple). L'incertitude purement statistique de chaque mesure est de l'ordre de  $10^{-16}$ . Les barres du graphe sont d'origine systématique (incertitude de type B) et sont des combinaisons variables d'une période à l'autre des incertitudes données dans les tableaux 1, 2 et 3. Les incertitudes relatives sur les altitudes des fontaines sont de l'ordre de 10 cm, ce qui entraîne une incertitude de  $10^{-17}$  sur l'effet Einstein

résiduel (déplacement gravitationnel). Nous estimons à environ 1 m (environ  $10^{-16}$  en relatif) l'incertitude absolue d'altitude par rapport au géoïde qui rentre en compte lors de l'étalonnage de la fréquence des échelles de temps.

Tableau 3

Bilan d'exactitude typique pour la fontaine FO1.

Effet systématique	Valeur FO1	incertitude
Collisions froides et entraînement par la cavité	-245,3	3
Effet Zeeman du 2 <sup>nd</sup> ordre	1276,2	0,2
Rayonnement du corps noir	-164,9	0,6
Effet Doppler du 1 <sup>er</sup> ordre	0	< 3,0
Pureté spectrale et fuites micro-ondes	0	< 1
Transitions de Majorana, Ramsey et Rabi pulling	0	< 1,0
Effet de recul micro-onde	0	< 1,4
Effet Doppler du 2 <sup>nd</sup> ordre	0	< 0,1
Collisions avec le gaz résiduel	0	< 1,0
<b>Incertitude totale</b>		<b>4,9</b>

## 5. Diffusion et applications

### 5.1. Echelles de temps et comparaisons de fontaines à grandes distances

Le LNE-SYRTE (à l'époque BNM-LPTF) a été, en 1995, le premier laboratoire à fournir au BIPM des données d'étalonnage du TAI (Temps Atomique International) par une fontaine atomique. A l'époque, l'incertitude de type B de la fontaine était de  $3 \cdot 10^{-15}$ .

La figure 33 montre le dispositif utilisé actuellement pour comparer les fontaines entre elles et mesurer la fréquence d'un maser à hydrogène participant aux diverses échelles de temps. Il est maintenant également utilisé pour mesurer des fréquences optiques via un synthétiseur micro-onde à faible bruit et un laser femtoseconde permettant de relier le domaine micro-onde et le domaine optique.

Depuis 2007, plus de la moitié des étalonnages de EAL (Echelle Atomique Libre) et de TAI (Temps Atomique International) avec des fontaines atomiques proviennent du LNE-SYRTE. Depuis mi-2006, les fontaines sont également utilisées pour piloter la fréquence de l'échelle de temps atomique française TAF.

Les figures 34 et 35 montrent l'évolution dans le temps de la fréquence des échelles de temps calculées par le BIPM : EAL qui présente une dérive de fréquence par rapport aux fontaines atomiques et TAI qui présente un décalage de fréquence de quelques  $10^{-15}$  par rapport aux fontaines et donc aussi par rapport à la définition de la seconde SI (représentée par la moyenne pondérée de la

fréquence des étalons primaires participant à la réalisation du TAI).

L'échelle de temps française TAF ne présente pas de décalage de fréquence significatif par rapport à la définition SI puisqu'elle est « asservie » sur la fréquence des fontaines du laboratoire.

Les comparaisons des fontaines au TAI ou EAL permettent évidemment de comparer entre elles les fontaines des différents laboratoires si le temps séparant les contributions de ces horloges primaires aux échelles de temps n'est pas trop long [81,82]. EAL présente un bruit de scintillation de fréquence de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-16}$  sur une durée d'un mois et permet donc de comparer les fontaines avec cette incertitude si elles contribuent aux échelles de temps sur cette même durée. Le bruit du transfert de temps entre les laboratoires et le TAI est également généralement de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-16}$ .

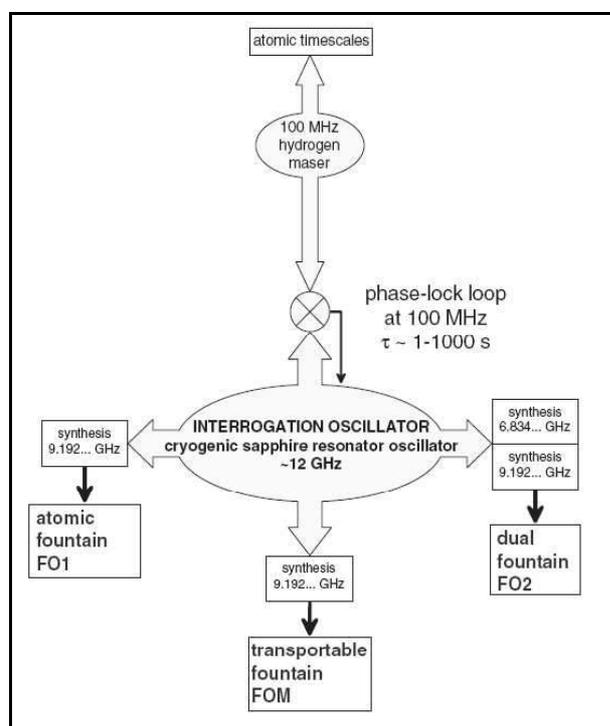


Fig. 33. – Dispositif utilisé au LNE-SYRTE pour mesurer la fréquence d'un maser à hydrogène participant aux échelles de temps internationales EAL et TAI du BIPM et françaises TAF.

On voit sur les dernières figures 34 et 35 que les incertitudes totales (Type A + Type B) des différentes fontaines varient d'un ordre de grandeur de  $4 \cdot 10^{-16}$  à  $4 \cdot 10^{-15}$  selon les laboratoires. D'après [82] les fontaines qui présentent les meilleures exactitudes (celles du LNE-SYRTE et du NIST) présentent également un très bon accord entre elles.

Des comparaisons directes de fontaines ont également été effectuées entre laboratoires [83] en utilisant le GPS TAI P3 ou bien la phase de la porteuse GPS CP, ou encore le dispositif de comparaison deux voies utilisant des satellites de télécommunication (TWSTFT) [83,84].

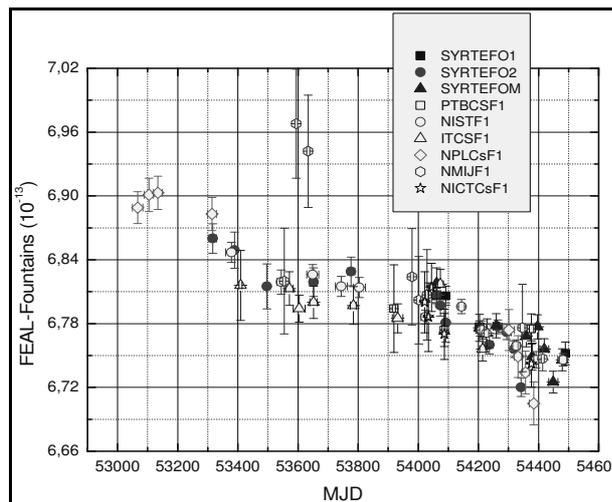


Fig. 34. – Fréquence de l'échelle de temps EAL mesurée par rapport aux fontaines atomiques des sept laboratoires contribuant en fonction de la date exprimée en jours Julien modifiée ; cette figure illustre la dérive des échelles de temps réalisée par les horloges à jet, les horloges commerciales et maser à hydrogène, soit environ trois cent horloges.

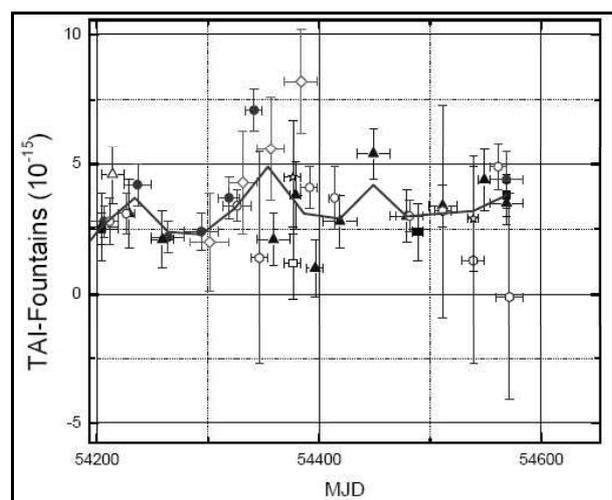


Fig. 35. – Fréquence de l'échelle de temps TAI déterminée par les neuf fontaines précédentes ; les symboles utilisés sont les mêmes que pour la figure précédente.

La dernière comparaison internationale directe, initialement prévue entre cinq laboratoires (NIST, PTB, NPL, INRIM et LNE-SYRTE) remonte à 2004, elle a duré un peu plus de vingt-cinq jours, la résolution obtenue lors de cette expérience est de l'ordre de  $10^{-15}$ .

Cette expérience a permis de comparer les performances des diverses méthodes de comparaison d'horloges par satellite en utilisant des méthodes micro-ondes. En moyennant sur une durée de vingt jours, les différences de fréquence mesurées par les diverses méthodes n'excèdent pas  $5 \cdot 10^{-16}$ . En conséquence, l'erreur apportée par le lien sur les comparaisons entre fontaines pour cette durée de mesure n'excède pas  $5 \cdot 10^{-16}$ .

En fait, trois fontaines seulement ont contribué à cette expérience: celles de l'INRIM (ex IEN), du NPL et du

LNE-SYRTE. Ces mesures ont montré qu'il y avait une différence de fréquence de  $3 \cdot 10^{-15}$  à  $4 \cdot 10^{-15}$  entre la fontaine de l'INRIM et les deux autres fontaines.

## 5.2. Mesures de fréquences, métrologie et tests de physique fondamentale

Des horloges atomiques ultra précises donnent la possibilité d'effectuer des tests de laboratoire sur une éventuelle variation des constantes fondamentales [41,85,86]. Ces tests sont complémentaires des tests d'invariance locale de Lorentz et d'universalité de chute libre des corps qui sont à la base du principe d'équivalence d'Einstein. Ces tests complètent, avec maintenant une résolution temporelle comparable, les tests déjà effectués sur des échelles de temps géologiques ou cosmologiques [87]. De nombreuses théories récentes qui tentent d'unifier la description des diverses interactions de la physique conduisent à une violation du principe d'équivalence [88].

Le rapport des fréquences hyperfines de différents atomes dépend de certaines constantes fondamentales électromagnétiques et nucléaires [86]. Ce rapport est donc sensible à une variation des constantes impliquées. Au laboratoire, pour tester la stabilité des rapports des fréquences hyperfines du rubidium et du césium nous avons utilisé FO2 et les autres fontaines. Notre mesure s'étend maintenant pratiquement sur dix ans.

La mesure de 2002 a été retenue comme première représentation secondaire de la seconde par le CCTF en 2004 et adoptée en 2006 par le CIPM avec d'autres fréquences optiques. Elle représente la valeur 0 de la figure 36 et vaut  $6\,834\,682\,610,904\,324$  Hz. L'incertitude attribuée à cette valeur par le CIPM est de  $3 \cdot 10^{-15}$ .

De ces mesures, nous déduisons une variation possible de  $(-3,2 \pm 2,3) \cdot 10^{-16}$  par an du rapport des fréquences du  $^{87}\text{Rb}$  et du  $^{133}\text{Cs}$ , que l'on peut écrire de la façon suivante :

$$\frac{d(\ln(v_{\text{Rb}}/v_{\text{Cs}}))}{dt} = \frac{d(\ln(g_{\text{Rb}}/g_{\text{Cs}})\alpha^{-0,49})}{dt}, \quad (12)$$

où  $\alpha$  est la constante de structure fine et les  $g$  sont les facteurs gyromagnétiques des noyaux du rubidium et du césium [41,89].

Dans [89] il est montré que cette relation peut s'écrire dans le cadre de la QCD (*Quantum Chromo Dynamics*) comme :

$$\frac{d(\ln(v_{\text{Rb}}/v_{\text{Cs}}))}{dt} = \frac{d(\ln(m_q/\Lambda_{\text{QCD}})^{-0,025}\alpha^{-0,49})}{dt} = (-3,2 \pm 2,3) \cdot 10^{-16} \text{ par an}, \quad (13)$$

où  $\Lambda_{\text{QCD}}$  est le facteur d'échelle de masse de la QCD et  $m_q$  la masse du quark. Certains modèles et cadres cosmologiques estiment qu'il y a une relation entre une variation de  $\alpha$  et  $m_q/\Lambda_{\text{QCD}}$  donnée par :

$$\delta(m_q/\Lambda_{\text{QCD}})/(m_q/\Lambda_{\text{QCD}}) \approx 35(\delta\alpha/\alpha) \quad (14)$$

Cela conduit à un test de la stabilité de la constante de structure fine  $\alpha$  de l'ordre de  $1,7 \cdot 10^{-16}$  par an.

A deux occasions, la fontaine FOM a été déplacée en Allemagne pour des comparaisons locales avec la fontaine de la PTB à Braunschweig et également à l'*Institut Max Planck für Quantenoptik* à Garching dans les groupe de T.W. Hänsch pour des mesures de la fréquence de transition 1S-2S de l'atome d'hydrogène [90]. De ces dernières, nous pouvons déduire un test sur la stabilité de la grandeur suivante [86] :

$$\frac{d(\ln g_{\text{Cs}}(m_e/m_p)\alpha^{2,83})}{dt} = (3,2 \pm 6,3) \cdot 10^{-15} \text{ par an} \quad (15)$$

Plus récemment, FOM a été déplacée en Autriche à Innsbruck à l'*Institut Für Quantenoptik* pour servir de référence dans une première mesure de fréquence de la transition de l'ion  $\text{Ca}^+$  dans le domaine optique [91]. La fontaine FOM est actuellement à Toulouse au CNES pour participer aux tests du modèle d'ingénierie de l'horloge PHARAO.

Au laboratoire, les fontaines ont été utilisées pour mesurer en collaboration avec la PTB la fréquence de la transition d'horloge d'atomes de  $^{87}\text{Sr}$  piégés dans un réseau optique avec une incertitude proche de  $10^{-15}$  [92]. C'est la mesure de fréquence optique qui présente à l'heure actuelle la meilleure résolution qui est de l'ordre  $5 \cdot 10^{-14} \tau^{-1/2}$ . Ce résultat utilisé avec d'autres mesures comparables effectuées dans le monde a permis d'améliorer la résolution des tests de la stabilité de  $\alpha$  et du facteur gyromagnétique du césium.

En utilisant le fait que les diverses horloges à  $^{87}\text{Sr}$  se situent à différents endroits sur le globe ces mesures ont également permis de réaliser un test d'invariance locale de position [93].

Toutes ces mesures préparent une possible redéfinition de la seconde qui sera probablement basée sur une horloge optique.

Par ailleurs, des liens optiques fibrés ont été installés entre le LNE-SYRTE et divers laboratoires de la région parisienne : avec le LKB (Jussieu) depuis 1995 et avec le LPL (Villetaneuse) depuis 2002. Ils permettent de diffuser des fréquences de référence optiques ou radiofréquences [94,95]. Celles envoyées au LKB ont permis de mesurer diverses fréquences de l'atome d'hydrogène qui ont conduit à la meilleure détermination de la constante de Rydberg [96,97]. Actuellement cette liaison transfère un signal radiofréquence qui est utilisé pour la détermination de la constante de structure fine grâce à une mesure du déplacement en fréquence dû aux reculs produits sur des atomes de rubidium [8]. Le lien avec le LPL a permis de mesurer à plusieurs reprises la fréquence d'un laser dans l'infrarouge asservi sur une transition moléculaire de  $\text{SF}_6$  et d'effectuer ainsi un test de la stabilité temporelle du rapport des masses de l'électron et du proton. Ce lien a également été utilisé pour étudier les performances réalisables avec cette technique pour la comparaison d'étalons de fréquence distants [98,99]. C'est actuellement la seule technique susceptible de permettre des comparaisons d'horloges optiques à grande distance (plusieurs centaines de kilomètres) sans dégradation notable des performances.

Il faut noter que la comparaison d'horloges optiques uniquement ne permet de tester que la stabilité de  $\alpha$  (interaction électromagnétique). Par contre, les comparaisons avec des horloges utilisant des transitions hyperfines ou moléculaires apportent une sensibilité à l'interaction forte.

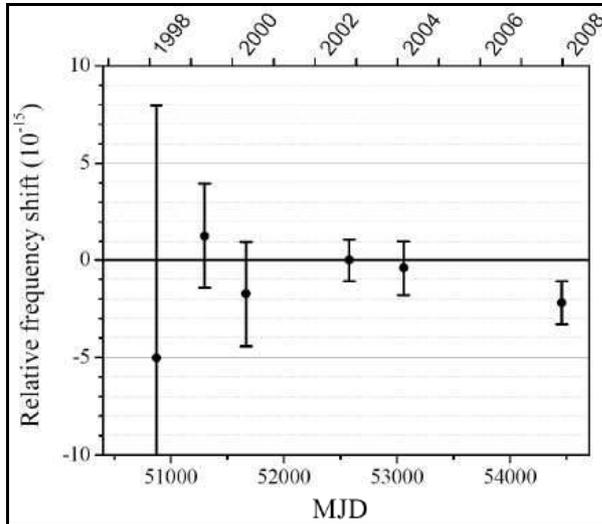


Fig. 36. – Mesures relatives de la fréquence hyperfine du niveau fondamental du  $^{87}\text{Rb}$  par rapport à celle du  $^{133}\text{Cs}$  au cours des dix dernières années. Le zéro de l'ordonnée correspond à la mesure de 2002 retenue au CCTF de 2004. Chaque mesure dure en fait plus d'un mois durant lequel nous effectuons une évaluation complète de l'exactitude des fontaines impliquées.

La fontaine FO2 a été utilisée pour réaliser un test original de l'invariance de Lorentz [100] qui est basé sur la variation possible de la fréquence des transitions atomique dépendant de l'orientation du spin atomique résultant de la rotation de la Terre. Ce test s'apparente aux expériences de type Hugues-Drever qui testent l'isotropie de l'espace.

Pour effectuer ce test, nous comparons les fréquences d'une combinaison de transitions de niveaux Zeeman insensible au premier ordre en champ magnétique

$$(|F = 3, m_F = +3\rangle \rightarrow |F = 4, m_F = +3\rangle \text{ plus}$$

$|F = 3, m_F = -3\rangle \rightarrow |F = 4, m_F = -3\rangle)$ , à celle de la transition d'horloge  $|F = 3, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 4, m_F = 0\rangle$ . Nous ne pouvons évidemment pas effectuer toutes ces mesures simultanément, nous les entrelaçons de façon à minimiser la sensibilité résiduelle de la mesure aux fluctuations du champ magnétique.

La fréquence effectivement mesurée à l'issue de l'expérience est  $\nu = \nu_{+3} + \nu_{-3} - 2\nu_0$ . En fait nous cherchons dans cette observable des composantes aux fréquences sidérales et semi-sidérales.

Cette expérience nous a permis de déterminer quatre nouveaux paramètres du SME (*Standard Model Extension*) [101,102] et d'améliorer de plusieurs ordres de grandeur la précision sur d'autres paramètres. Il reste compatible avec la non-violation de l'invariance de Lorentz.

Cette expérience nous a aussi permis de découvrir que les atomes dans  $m_F = +3$  et  $m_F = -3$  avaient des trajectoires

légèrement différentes dans la fontaine qui conduisaient à un déplacement de fréquence simulant dans cette expérience un effet Zeeman du second ordre plus important que prévu. A la suite de ces mesures cela a été mis en évidence par le fait que les temps d'arrivée des atomes dans les deux états Zeeman différaient de  $160 \mu\text{s}$  et qu'il existait un gradient de champ magnétique transverse plus important que le gradient vertical mesurable directement.

## 6. Conclusion et perspectives

Les horloges atomiques en fontaine ont atteint une stabilité de fréquence inimaginable, pour des étalons primaires, avant leur développement. Elles ont maintenant pratiquement atteint l'exactitude initialement attendue malgré quelques surprises finalement porteuses de belles expériences de physique. L'étude du déplacement de fréquence dû aux collisions entre atomes froids a ainsi été complémentaire d'expériences sur les gaz quantiques dégénérés. Autre exemple, l'excellent accord entre la valeur mesurée du déplacement de fréquence Stark statique et celle prévue par les méthodes théoriques *ab initio* constitue un exemple éclatant de la puissance et de la précision de ces méthodes.

Il sera peut être possible avec beaucoup de soin et le contrôle de tous les paramètres de gagner encore un facteur de 2 à 3. Il nous semble cependant très difficile et improbable d'aller au-delà de  $10^{-16}$  avec cette technique. Le LNE-SYRTE reste encore le seul laboratoire à faire fonctionner plusieurs fontaines simultanément et à les comparer. Cela nous apporte une grande confiance dans les valeurs annoncées. La fiabilité atteinte par les fontaines atomiques est maintenant suffisante pour assurer régulièrement des contributions importantes à l'étalonnage de la fréquence des échelles de temps internationales.

Une perspective intéressante sera de tester en microgravité de telles horloges dans le cadre du projet spatial PHARAO. Le modèle d'ingénierie est actuellement en test au CNES à Toulouse. La phase finale de développement débutera en 2009 pour un vol sur la station spatiale internationale prévu en 2013 dans le cadre de la mission européenne ACES, si celle-ci est approuvée par les pays européens [103]. L'ensemble de fontaines atomiques et d'horloges optiques en développement au laboratoire formera alors un élément clé du segment sol de la mission. Cet ensemble d'horloges avec celles développées dans les autres laboratoires participant à ACES, nous permettra d'effectuer des tests complets et indépendants de tout modèle de la stabilité temporelle des interactions qui déterminent les niveaux d'énergie atomiques.

Baucoup de ces résultats ont pu être obtenus rapidement parce que nous disposions de l'oscillateur cryogénique ultra-stable. C'est un modèle unique et pour le remplacer, nous avons commencé un nouveau projet nommé OPUS (Oscillateur Photonique Ultra Stable) partant d'un laser asservi sur une cavité de très grande finesse pour contrôler la fréquence du peigne de fréquence

produit par un laser femtoseconde. Ce dispositif permettra de générer un signal micro-onde à très faible bruit de phase. Ce dispositif remplacera à terme l'oscillateur cryogénique et fera directement le lien entre le domaine optique et le domaine micro-onde.

L'exactitude des fontaines atomiques a récemment été dépassée par des horloges optiques à ions au NIST en utilisant les ions  $\text{Hg}^+$  et  $\text{Al}^+$  [104]. Des exactitudes de  $3 \cdot 10^{-17}$  ont déjà été obtenues, ouvrant une nouvelle ère à la métrologie temps-fréquence. Il est clair à présent que l'avenir est aux fréquences optiques et nous pensons bientôt pouvoir obtenir des exactitudes comparables, voire meilleures, avec des horloges à atomes neutres piégés au LNE-SYRTE.

### Remerciements

Les auteurs tiennent à remercier les différents doctorants, post-doctorants et personnels non-permanents qui ont contribué très largement à tous ces développements. Nous tenons aussi à remercier Annie Gérard, Michel Lours, Laurent Volodimer, Armel Legrand pour leurs nombreuses contributions au développement des fontaines atomiques. Nous remercions également David Valat pour les informations sur l'utilisation des fontaines à l'étalonnage du TAF et du TAI.

Ces travaux ont été en grande partie financés par le LNE et le CNRS a fourni la plus grande partie de la main d'œuvre. La fontaine FOM a, quant à elle, été entièrement financée par le CNES dans le cadre du projet PHARAO/ACES. Ces recherches ont également été soutenues par l'IFRAF (Institut Francilien de Recherches sur les Atomes Froids).

### Références

[1] CHU S., "Nobel lecture", *Rev. Mod. Phys.*, **70**, 1998, 685.  
 [2] COHEN-TANNOUDJI C. "Nobel lecture", *Rev. Mod. Phys.*, **70**, 1998, 707.  
 [3] PHILLIPS W.D., "Nobel lecture", *Rev. Mod. Phys.*, **70**, 1998, 721.  
 [4] *6<sup>th</sup> Symposium on Frequency Standards and Metrology*, World Scientific, Singapore, 2001, (GILL P., Editeur).  
 [5] KASEVICH M. et CHU S., "Atom interferometry using stimulated Raman transitions", *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 1991, 181-184.  
 et PETERS A., CHUNG K.S. et CHU S. "High-precision gravity measurements using atom interferometry", *Metrologia*, **38**, 1, 2001, 25-61.  
 [6] GIBBLE K., et CHU S., "Future Slow-atom Frequency Standards", *Metrologia*, **29**, 2, 1992, 201-212.  
 [7] CLAIRON A., SALOMON CH., GUELATTI S. et PHILLIPS W.D., "RF Spectroscopy in an atomic fountain", *Europhys. Lett.*, **16**, 1991, 165-170.  
 [8] CLADÉ P., DE MIRANDES E., CADORET M., GUELLATI-KHÉLIFA S., SCHWOB C., NEZ F., JULIEN L. et BIRABEN F., "Determination of the Fine Structure Constant Based on Bloch Oscillations of Ultracold Atoms in a Vertical Optical Lattice", *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 2006, 033001.

[9] CHEINET P., PEREIRA DOS SANTOS F., PETELSKI T., LE GOUET J., THERKILDSEN K.T., CLAIRON A. et LANDRAGIN A., "Compact laser system for atom interferometry", *Applied. Phys. B*, **84**, 2006, 643-646.  
 [10] OSKAY W.H., DIDDAMS S.A., DONLEY E.A., FORTIER T.M., HEAVNER T.P., HOLLBERG L., ITANO W.M., JEFFERTS S.R., DELANEY M.J., KIM K., LEVI F., PARKER T.E. et BERGQUIST J.C., "Single-Atom Optical Clock with High Accuracy", *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 2006, 20801.  
 [11] ROSEN BAND T., SCHMIDT P.O., HUME D.B., ITANO W.M., FORTIER T.M., STALNAKER J.E., KIM K., DIDDAMS S.A., LEMEIJ J.C., BERGQUIST J.C. et WINELAND D.J., "Observation of the  $1S_0 \rightarrow 3P_0$  Clock Transition in  $27\text{Al}^+$ ", *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 2007, 220801.  
 [12] BOYD M.M., LUDLOW A.D., BLATT S., FOREMAN S.M., TETSUYA IDO, ZELEVINSKY T. et YE J., " $^{87}\text{Sr}$  Lattice Clock with Inaccuracy below  $10^{-15}$ ", *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 2007, 083002.  
 [13] LUDLOW A.D., BOYD M.M., ZELEVINSKY T., FOREMAN S.M., BLATT S., NOTCUTT M., IDO T. et JUN YE J., "Systematic Study of the  $^{87}\text{Sr}$  Clock Transition in an Optical Lattice", *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 2006, 033003.  
 [14] LE TARGAT R., BAILLARD X., FOUCHÉ M., BRUSCH A., TCHERBAKOFF O., ROVERA D.G. et LEMONDE P., "Accurate Optical Lattice Clock with  $^{87}\text{Sr}$  Atoms", *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 2006, 130801.  
 [15] SCHNEIDER T., PEIK E. et TAMM CHR., "Sub-Hertz Optical Frequency Comparisons between two Trapped  $^{171}\text{Yb}^+$  Ions", *Phys. Rev. Lett.* **94**, 2005, 230801.  
 [16] PEIK E., LIPPHARDT B., SCHNATZ H., SCHNEIDER T., TAMM CHR. et KARSHENBOIM S.G., "Limit on the Present Temporal Variation of the Fine Structure Constant", *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 2004, 170801.  
 [17] MARGOLIS H.S., HUANG G., BARWOOD G.P., LEA S.N., KLEIN H.A., ROWLEY R.W., GILL P. et WINDELER R.S., "Absolute frequency measurement of the 674-nm  $^{88}\text{Sr}^+$  clock transition using a femtosecond optical frequency comb", *Phys. Rev. A*, **67**, 2003, 032501.  
 [18] KATORI H., TAKAMOTO M., PAL'CHIKOV V.G. et OVSIANNIKOV V.D., "Ultrastable Optical Clock with Neutral Atoms in an Engineered Light Shift Trap", *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 2003, 173005.  
 [19] TAKAMOTO M. et KATORI K., "Spectroscopy of the  $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$  Clock Transition of  $^{87}\text{Sr}$  in an Optical Lattice", *Phys. Rev. Lett.* **91**, 2003, 223001.  
 [20] DE CLERCQ E., "L'étalon primaire de fréquence à jet de césium du BNM-SYRTE", *Bulletin du Bureau national de métrologie*, **104**, 1996, 15-22.  
 [21] CLAIRON A., LAURENT PH., SANTARELLI G., GHEZALI S., LEA S.N. et BAOURA M., "A cesium fountain frequency standard: recent results", *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **44**, 1995, 128.  
 [22] CLAIRON A., GHEZALI S., SANTARELLI G., LAURENT PH., LEA S.N., BAHOURA M., SIMON E., WEYERS S. et SZYMANIEC K., « Evaluation préliminaire d'un étalon à césium utilisant une fontaine atomique », *Bulletin du bureau national de métrologie*, **104**, 1996, 15-22.  
 [23] BIZE S., SORTAIS Y., SANTOS M.S., MANDACHE C., CLAIRON A. et SALOMON C., "High-accuracy measurement of the  $^{87}\text{Rb}$  ground-state hyperfine splitting in an atomic fountain", *Europhys. Lett.*, **45**, 5, 1999, 558.

- [24] BIZE S., « Tests fondamentaux à l'aide d'horloges à atomes froids de rubidium et de césium », *Thèse de doctorat de l'Université Paris VI*, 2001.
- [25] SORTAIS Y., « Construction d'une fontaine double à atomes froids de  $^{87}\text{Rb}$  et  $^{133}\text{Cs}$ . Etude des effets dépendant du nombre d'atomes dans une fontaine », *Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie*, Paris VI, 2001.
- [26] LAURENT PH., LEMONDE P., SIMON E., SANTARELLI G., CLAIRON A., DIMARCO N., PETIT P., AUDOIN C. et SALOMON C., "A cold atom clock in absence of gravity", *Eur. Phys. J. D.*, **3**, 1998, 201.
- [27] LEMONDE P., « PHARAO : Etude d'une horloge spatiale utilisant des atomes refroidis par laser; réalisation d'un prototype », *Thèse de doctorat de l'Université Paris VI*, 1997.
- [28] ABGRALL M., « Evaluation des performances de la fontaine atomique PHARAO, Participation à l'étude de l'horloge spatiale PHARAO », *Thèse de l'Université Pierre et Marie Curie*, Paris VI, 2003.
- [29] BIZE S., LAURENT PH., ABGRALL M., MARION H., MAKSIMOVIC I., CACCIAPUOTI L., GRÜNERT J., VIAN C., PEREIRA DOS SANTOS F., ROSENBUSCH P., LEMONDE P., SANTARELLI G., WOLF P., CLAIRON A., LUITEN A., TOBAR M. et SALOMON C., "Cold atom clocks and applications", *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **38**, 2005, S449.
- [30] WEYERS S., HÜBNER U., SCHRÖDER R., TAMM CHR. et A BAUCH., "Uncertainty evaluation of the atomic caesium fountain CSF1 of the PTB", *Metrologia*, **38**, 4, 2001, 343-352.
- [31] HEAVNER T.P., JEFFERTS S.R., DONLEY E.A., SHIRLEY J.H. et PARKER T.E., "NIST-F1: recent improvements and accuracy evaluations", *Metrologia*, **42**, 5, 2005, 411-422.
- [32] SZYMANIEC K., CHALUPCZAK W., WHIBBERLEY P.B., LEA S.N. et HENDERSON D., "Evaluation of the primary frequency standard NPL-CsF1", *Metrologia*, **42**, 1, 2005, 49-57.
- [33] LEVI F., CALONICO D., LORINI L. et GODONE A., "IEN-CsF1 primary frequency standard at INRIM: accuracy evaluation and TAI calibrations", *Metrologia*, **43**, 6, 2006, 545-555.
- [34] LI TIAN-CHU, LI MING-SHOU, LIN PING-WEI, WANG PING, CHEN WEI-LIANG, LIU NIAN-FENG et LIN YI-GE, "Improvements and New Evaluation of NIM4 Caesium Fountain Clock at NIM in 2005-2006", *Chinese Phys. Lett.*, **24**, 5, 2007, 1177-1179.
- [35] KUROSU T., FUKUYAMA Y., KOGA Y. et ABE K., "Preliminary evaluation of the Cs atomic fountain frequency standard at NMIJ/AIST", *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **53**, 2004, 466-471.
- [36] CHANG S., MANN A.G. et LUITEN A.N., "Improved cryogenic sapphire oscillator with exceptionally high frequency stability", *IEEE Electron. Lett.*, **36**, 5, 2000, 480.
- [37] GIBBLE K. et CHU S., "A laser cooled Cs frequency standard and a measurement of the frequency shift due to ultra-cold collisions", *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 1993, 1771.
- [38] GHEZALI S., LAURENT P., LEA S.N. et CLAIRON A., "An experimental study of the spin-exchange frequency shift in a laser cooled cesium fountain standard", *Europhys. Lett.*, **36**, 1996, 25.
- [39] PEREIRA DOS SANTOS F., MARION H., BIZE S., SORTAIS Y., CLAIRON A. et SALOMON CH., "Controlling the Cold Collision Shift in High Precision Atomic Interferometry", *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 233004.
- [40] FERTIG C. et GIBBLE K., "Measurement and cancellation of the cold collision frequency shift in an  $^{87}\text{Rb}$  fountain clock", *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 2000, 1622.
- [41] SORTAIS Y., BIZE S., NICOLAS C. et CLAIRON A., "Cold collision frequency shift in a  $^{87}\text{Rb}$  fountain", *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 2000, 3117.
- [42] DIECKMANN K., SPREEUW R.J.C., WEIDEMULLER M. et WALRAVEN J.T.M., "Two dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms", *Phys. Rev. A*, **58**, 1998, 3891.
- et CHEINET P., « Conception et réalisation d'un gravimètre à atomes froids », *Thèse de l'Université Paris VI*, SYRTE, 2006.
- [43] BAILLARD X., GAUGUET A., BIZE S., LEMONDE P., LAURENT PH., CLAIRON A. et ROSENBUSCH P., "Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers", *Opt. Comm.*, **266**, 2006, 609.
- [44] CHAPELET F., « Fontaine atomique double de césium et de rubidium avec une exactitude de quelques  $10^{-16}$  et applications », *Thèse de l'Université Paris 11*, SYRTE 2008.
- [45] SANTARELLI G., LAURENT PH., LEMONDE P., CLAIRON A., MANN A.G., CHANG S., LUITEN A.N. et SALOMON CH., "Quantum projection noise in an atomic fountain: A high stability cesium frequency standard", *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 1999, 4619.
- et MANN A.G., CHANG S. et LUITEN A.N., "Cryogenic sapphire oscillator with exceptionally high frequency stability", *I.E.E.E. Trans. Instrum. Meas.*, **50**, 2001, 519.
- [46] SANTARELLI G., AUDOIN C., MAKDISSI A., LAURENT PH., DICK J.G. et CLAIRON A., "Frequency Stability Degradation of an Oscillator Slaved to a Periodically Interrogated Atomic Resonator", *I.E.E.E. Trans. Ultrason. Ferroelect. Control.*, **45**, 1998, 887.
- [47] DICK G.J., "Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standard", *Proc. Of Precise Time and Time Interval*, 1987, 133-147.
- [48] LEMONDE P., SANTARELLI G., LAURENT PH., PEREIRA DOS SANTOS F., CLAIRON A. et SALOMON CH., "The sensitivity function, a new tool for the evaluation of frequency shifts in atomic spectroscopy", *Proc. Frequency Control Symp.*, 1999, 110-115.
- [49] GUENA J., DUDLE G. et THOMANN P., "An experimental study of intermodulation effects in an Atomic Fountain Frequency Standard", *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, **388**, 2007, 183-189.
- [50] CHAMBON D., BIZE S., LOURS M., NARBONNEAU F., MARION H., CLAIRON A., SANTARELLI G., LUITEN A. et TOBAR M., "Design and realization of a flywheel oscillator for advanced time and frequency metrology". *Rev. Sci. Instrum.*, **76**, 2005, 094704.
- et CHAMBON D., LOURS M., CHAPELET F., BIZE S., TOBAR M., CLAIRON A. et SANTARELLI G., "Design and Metrological Features of Microwave Synthesizers for Atomic Fountain Frequency Standard", *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Contr.*, **54**, 2007, 729.

- [51] VIAN C., ROSENBUSCH P., MARION H., BIZE S., CACCIAPUOTI L., ZHANG S., ABGRALL M., CHAMBON D., MAKSIMOVIC I., LAURENT PH., SANTARELLI G., CLAIRON A., LUITEN A., TOBAR M. et SALOMON C., "BNM-SYRTE fountains: recent results", *I.E.E.E. Trans. on Inst. Meas.*, **54**, 2005, 833-836.
- [52] ARNDT M., BEN DAHAN M., GUÉRY-ODELIN D., REYNOLDS M.W. et DALIBARD J., "Observation of a Zero-Energy Resonance in Cs-Cs Collisions", *Phys.Rev. Lett.*, **79**, 1997, 625.
- [53] LEO P.J., JULIENNE P.S., MIES F.H. et WILLIAMS C.J., "Collisional Frequency Shifts in  $^{133}\text{Cs}$  Fountain Clocks", *Phys.Rev. Lett.*, **86**, 2000, 3743.
- [55] MARION H., « Contrôle des collisions froides du césium, tests de la variation de la constante de structure fine à l'aide d'une fontaine atomique double rubidium-césium », *Thèse de l'Université Paris VI*, SYRTE, 2005.
- [56] MARION H., BIZE S., CACCIAPUOTI L., CHAMBON D., PEREIRA DOS SANTOS F., SANTARELLI G., WOLF P., CLAIRON A., LUITEN A., TOBAR M., KOKKELMANS S. et SALOMON C., "First observation of Feshbach resonances at very low magnetic field in a  $^{133}\text{Cs}$  fountain", arXiv: physics/0407064.
- [57] SZYMANIEC K., CHALUPCZAK W., TIESINGA E., WILLIAMS C.J., WEYERS S. et WYNANDS R., "Cancellation of the Collisional Frequency Shift in Caesium Fountain Clocks", *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 2007, 153002.
- [58] BIZE S., SORTAIS Y., MANDACHE C., CLAIRON A. et SALOMON CH., "Cavity Frequency Pulling in Cold Atom Fountains", *I.E.E.E. Trans. Instrum. Meas.*, **50**, 2, 2001, 503-506.
- [59] ITANO W.M., LEWIS L.L. et WINELAND D.J., "Shift of  $^2S_{1/2}$  hyperfine splittings due to blackbody radiation", *Phys. Rev. A*, **25**, 1982, 1233.
- [60] SIMON E., LAURENT P. et CLAIRON A., "Measurement of the Stark shift of the Cs hyperfine splitting in an atomic fountain", *Phys. Rev. A*, **57**, 1998, 436.
- [61] SIMON E., « Vers une stabilité et une exactitude de 10–16 pour les horloges atomiques : le rayonnement du corps noir, la détection optique », *Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI*, 1997.
- [62] BAUCH A. et SCHRÖDER R., "Experimental verification of the shift of the Cesium hyperfine transition frequency due to blackbody radiation", *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 1997, 622.
- [63] ZHANG S., « Déplacement de fréquence dû au rayonnement du Corps Noir dans une fontaine atomique à césium et amélioration des performances de l'horloge », *Thèse de l'Université Paris VI*, 2004.
- [64] LEVI F., CALONICO D., LORINI L., MICALIZIO S. et GODONE A., "Measurement of the blackbody radiation shift of the  $^{133}\text{Cs}$  hyperfine transition in an atomic fountain", *Phys. Rev. A*, **70**, 2004, 033412.
- [65] GODONE A., CALONICO D., LEVI F., MICALIZIO S. et CALOSSO C., "Stark-shift measurement of the  $^2S_{1/2}$ ,  $F=3 \rightarrow F=4$  hyperfine transition of  $^{133}\text{Cs}$ ", *Phys. Rev. A* **71**, 2005, 063401.
- et MICALIZIO S., GODONE A., CALONICO D., LEVI F. et LORINI L., "Blackbody radiation shift of the  $^{133}\text{Cs}$  hyperfine transition frequency", *Phys. Rev. A* **69**, 2004, 053401.
- [66] ROSENBUSCH P., ZHANG S. et CLAIRON A., "Blackbody radiation shift in primary frequency standards", *Proc. of 21<sup>th</sup> European Freq. And Time Forum*, Geneva, 2007.
- [67] ULZEGA S., HOFER A., MOROSHKIN P. et WEISS A., "Reconciliation of experimental and theoretical electric tensor polarizabilities of the cesium ground state", *Europhys. Lett.*, **76**, 6, 2006, 1074-1080.
- et SANDARS P.G.H., *Proc. Phys. Soc.*, **92**, 1967, 857.
- [68] BELOY K., SAFRONOVA U.I. et DEREVIANKO A., "High-accuracy calculation of the blackbody radiation shift in the  $^{133}\text{Cs}$  primary frequency standard", *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 2006, 040801.
- [69] ANGSTMANN E.J., DZUBA V.A. et FLAMBAUM V.V., "Frequency shift of the Cesium clock transition due to blackbody radiation", *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 2006, 040802.
- [70] CHAPELET F., BIZE S., WOLF P., SANTARELLI G., ROSENBUSCH P., TOBAR M.E., LAURENT PH., SALOMON C. et CLAIRON A., "Investigation of the distributed cavity phase shift in an atomic fountain", *Proceedings of the 2006 EFTF*, 2006.
- [71] SCHRÖDER R., HÜBNER U. et GREIBSCH D., "Design and realization of the microwave cavity in PTB caesium atomic fountain clock CSF1", *I.E.E.E. Trans. Ferr. Freq. Contr.*, **49**, 2002, 383.
- [72] LI R. et GIBBLE K., "Phase variations in microwave cavities for atomic clocks", *Metrologia*, **41**, 6, 2004, 376-386 .
- [73] WEYERS S., SCHRÖDER R. et WYNANDS R., "Effects of microwave leakage in caesium clocks: theoretical and experimental results", *Proceedings of the 20<sup>th</sup> EFTF*, 2006, 173.
- [74] JEFFERTS S.R., SHIRLEY J.H., ASHBY N., HEAVNER T.P., DONLEY E.A. et LEVI F. "Microwave leakage induced frequency shifts in the primary frequency standards NIST-F1 and IEN-CSF1", *Proceedings of the IEEE international frequency Control Symposium.*, 2005, 105.
- [75] SANTARELLI G., GOVERNATORI G., LOURS M., CHAMBON D., CHAPELET F., BIZE S., TOBAR M.E., POTIER TH. et CLAIRON A., "Phase transient measurement at the micro radian level for atomic fountain clocks", *Proceedings of the 2006 EFTF*, 2006.
- [76] WOLF P. et BORDÉ CH., "Recoil effects in microwave Ramsey spectroscopy", arXiv:quant-ph/0403194.
- [77] GIBBLE K., "Difference between a photon's momentum and an atom's recoil", *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 2006, 073002.
- [78] WEYERS S., SCHRÖDER R. et WYNANDS R., "Majorana transitions in an atomic fountain", *Proceedings of the 2006 EFTF*, 2006, 219.
- [79] WYNANDS R. et WEYERS S., "Atomic fountain clocks", *Metrologia*, **42**, 2005, S64.
- [80] VANIER J. et AUDOIN C., "The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards", *Adam Higler, IOP Publishing*, 1989, 309.
- [81] WOLF P., PETIT G., PEIK E., TAMM C., SCHNATZ H., LIPPARDT B., WEYERS S., WYNANDS R., RICHARD J.Y., BIZE S., CHAPELET F., PEREIRA DOS SANTOS F. et CLAIRON A., "Comparing high accuracy frequency standards via TAI", *Proceedings of the 20th EFTF*, 2006, 173.
- [82] PARKER T.E., "A comparison of Cesium fountain primary frequency standards", *Proceedings of the 22<sup>th</sup> EFTF*, 2008.
- [83] BAUCH A., ACHKAR J., BIZE S., CALONICO D., DACH R., HLAVAC R., LORINI L., PARKER T., PETIT G., PIESTER D., SZYMANIEC K. et UHRICH P., "Comparison between frequency standards in Europe and the USA at the 10-15 uncertainty level", *Metrologia*, **43**, 1, 2006, 109-120.

- [84] ACHKAR J. et MERCK P., « Comparaisons d'horloges atomiques au sol par liaisons micro-ondes deux voies avec un satellite de telecommunication », *Revue française de métrologie*, **2**, 2006, 9-24.
- [85] UZAN J.P., "The fundamental constants and their variation: observational and theoretical status", *Rev. Mod. Phys.*, **75**, 2003, 403.
- [86] BIZE S., LAURENT PH., ABGRALL M., MARION M., MAKSIMOVIC I., CACCIAPUOTI L., GRÜNERT J., VIAN C., PEREIRA DOS SANTOS F., ROSENBUSCH P., LEMONDE P., SANTARELLI G., WOLF P., CLAIRON A., LUITEN A., TOBAR M. et SALOMON C., "Advances in atomic fountains", *CRAS*, **5**, 2004, 829-843.
- et MARION H., PEREIRA DOS SANTOS F., ABGRAAL M., ZHANG S., SORTAIS Y., BIZE S., MAKSIMOVIC I., CALONICO D., GRÜNERT J., MANDACHE C., LELONDE P., SANTARELLI G., LAURENT PH., CLAIRON A. et SALOMON CH., "Search for variations of fundamental constants using atomic fountain clocks", *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 2003, 150801.
- [87] SRINAND R., CHAND H., PETITJEAN P. et ARACIL B., "Limits on the time variation of the electromagnetic fine-structure constant in the low energy limit from absorption lines in the spectra of distant quasars", *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 2004, 121302.
- [88] DAMOUR T., PIAZZA F. et VENEZIANO G., "Runaway dilaton and equivalence principle violations", *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 2002, 081601.
- [89] FLAMBAUM V.V. et TEDESCO A.F., "Dependence of nuclear magnetic moments on quark masses and limits on temporal variation of fundamental constants from atomic clock experiments", *Phys. Rev. C*, **73**, 2006, 055501.
- et DZUBA V.A. et FLAMBAUM V.V., "Atomic optical clocks and search for variation of the fine-structure constant", *Phys. Rev. A*, **61**, 2000, 034502.
- [90] FISCHER M., KOLACHEVSKY N., ZIMMERMANN M., HOLZWARTH R., UDEM T., HÄNSCH T.W., ABGRALL M., GRÜNERT J., MAKSIMOVIC I., BIZE S., MARION H., PEREIRA DOS SANTOS F., LEMONDE P., SANTARELLI G., LAURENT P., CLAIRON A., SALOMON C., HAAS M., JENTSCHURA U.D. et KEITEL C.H., "New limits on the drift of fundamental constants from laboratory measurements", *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 2004, 230802.
- [91] CHWALLA M., BENHELM J., KIM K., KIRCHMAIR G., MONZ T., RIEBE M., SCHINDLER P., VILLAR A.S., HAENSEL W., ROOS C.F., BLATT R., ABGRALL M., SANTARELLI G., ROVERA G.D. et LAURENT PH., "Absolute frequency measurement of the  $40\text{Ca}^+ S_{1/2} - D_{5/2}$  clock transition", *arXiv:0806.1414*.
- [92] BAILLARD X., FOUCHÉ M., LE TARGET R., WESTERGAARD P.G., LECAILLIER A., CHAPELET F., ABGRALL M., ROVERA G.D., LAURENT P., ROSENBUSCH P., BIZE S., SANTARELLI G., CLAIRON A., LEMONDE P., GROSCHE G., LIPPHARDT B. et SCHNATZ, "An optical lattice clock with spin-polarized  $^{87}\text{Sr}$  atoms", *Eur. Phys. J. D.*, **48**, 2008, 11-17.
- [93] BLATT S., LUDLOW A.D., CAMPBELL G.K., THOMSEN J.W., ZELEVINSKY T., BOYD M.M., YE J., BAILLARD X., FOUCHÉ M., LE TARGET R., BRUSCH A., LEMONDE P., TAKAMOTO M., HONG F.L., KATORI H. et FLAMBAUM V.V., "New limits on coupling of fundamental constants to gravity using  $^{87}\text{Sr}$  optical lattice clocks", *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 2008, 140801.
- [94] DE BEAUVOIR B., NEZ F., HILICO L., JULIEN L., BIRABEN F., CAGNAC B., ZONDY J.-J., TOUAHRI D., ACEF O. et CLAIRON A., "Transmission of an optical frequency through a 3 km long optical fiber", *Eur. Phys. J. D*, **2**, 1998, 227-229.
- [95] NARBONNEAU F., LOURS M., BIZE S., CLAIRON A., SANTARELLI G., LOPEZ O., DAUSSY CH., AMY-KLEIN A. et CHARDONNET CH., "High resolution frequency standard dissemination via optical fiber metropolitan network", *Rev. Sci. Instrum.*, **77**, 2006, 064701.
- [96] DAUSSY CH., LOPEZ O., AMY-KLEIN A., GONCHAROV A., GUINET M., CHARDONNET C., NARBONNEAU F., LOURS M., CHAMBON D., BIZE S., CLAIRON A., AND SANTARELLI G., TOBAR M.E. et LUITEN A.N., "Long-distance frequency dissemination with a resolution of  $10^{-17}$ ", *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 2005, 203904.
- [97] DE BEAUVOIR B., NEZ F., JULIEN L., CAGNAC B., BIRABEN F., TOUAHRI D., HILICO L., ACEF O., CLAIRON A. et ZONDY J.J., "Absolute Frequency Measurement of the  $2S-8S/D$  Transitions in Hydrogen and Deuterium: New Determination of the Rydberg Constant", *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 1997, 440.
- [98] SCHWOB C., JOZEFOWSKI L., DE BEAUVOIR B., HILICO L., NEZ F., JULIEN L., BIRABEN F., ACEF O., ZONDY J.-J. et CLAIRON A., "Optical Frequency Measurement of the  $2S-12D$  Transitions in Hydrogen and Deuterium: Rydberg Constant and Lamb Shift Determinations", *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 1999, 4960.
- [99] SHELKOVNIKOV A., BUTCHER R.J., CHARDONNET CH. et AMY-KLEIN A., "Stability of the Proton-to-Electron Mass Ratio", *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 2008, 150801.
- [100] WOLF P., CHAPELET F., BIZE S. et CLAIRON A., "Cold atom clock test of Lorentz invariance in the matter sector", *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 2006, 060801.
- [101] KOSTELECKÝ A.V. et LANE C.D., "Constraints on Lorentz violation from clock-comparison experiments", *Phys. Rev. D*, **60**, 1999, 116010.
- [102] KOSTELECKÝ A.V., "Gravity, Lorentz violation, and the standard model", *Phys. Rev. D*, **69**, 2004, 105009.
- [103] SALOMON C., CACCIAPUOTI L. et DIMARCQ N., "Atomic clock ensemble in space: an update", *Int. J. Mod. Phys. D.*, **16**, 2007, 2511-2523.
- [104] ROSEN BAND T., HUME D.B., SCHMIDT P.O., CHOU C.W., BRUSCH A., LORINI L., OSKAY W.H., DRULLINGER W.E., FORTIER T.M., STALNAKER J.E., DIDDAMS S.A., SWANN W.C., NEWBURY N.R., ITANO W.M., WINELAND D.J. et BERGQUIST J., "Frequency ratio of  $\text{Al}^+$  and  $\text{Hg}^+$  single-ion optical clocks; metrology at the 17<sup>th</sup> decimal place", *Science*, **319**, 2008, 1808-1812.

Article reçu le 29 septembre 2008 ; version révisée reçue le 19 juin 2009.