

PHARAO : le premier étalon primaire de fréquence, à atomes froids, spatial

PHARAO : The first primary frequency standard using cold atoms for space applications

Philippe LAURENT¹, Michel ABGRALL¹, Igor MORIC¹, Pierre LEMONDE¹, Giorgio SANTARELLI¹, André CLAIRON¹, Sébastien BIZE¹, Daniele ROVERA¹, Jocelyne GUÉNA¹, Christophe SALOMON², Michel AUBOURG³, Frédéric PICARD⁴, Philippe CHATARD⁴, Sylvie LÉON⁴, Christian SIRMAIN⁴, Didier MASSONNET⁴, Olivier GROSJEAN⁴, Christophe DELAROCHE⁴, Jean-François VÉGA⁴, Nadine LADIETTE⁴, Michel CHAUBET⁴, Benoît LÉGER⁴, Charles Marie DE GRAEVE⁴, Sabine JULIEN⁴, Muriel SACCOCCIO⁴, Didier BLONDE⁴, Benoît FAURE⁴, Andria RATSIMANDRESY⁴, Serge BÉRAUD⁴, Fabrice BUFFE⁴, Isabelle ZENONE⁴, Philippe LARIVIÈRE⁴, Claude ESCANDES⁴, Bernard VIVIAN⁴, Clément LUITOT⁴, François GONZALEZ⁴, Jean-Pierre GRANIER⁴, Philippe GUILLEMOT⁴, Christian MACÉ⁵, Stéphane THOMIN⁵, Jean Pierre LELAY⁵, Thierry POTIER⁶, Yoann COSSART⁶, Thierry NAULEAU⁷ et Arnaud GRANGET⁸

¹ LNE-SYRTE, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 PARIS, France, philippe.laurent@obspm.fr.

² LKB, 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex, France.

³ XLIM, Université Limoges, 123 avenue Albert Thomas, 87060 Limoges, France.

⁴ CNES, 18 avenue Edouard Belin, 31401 Toulouse, Cedex, France.

⁵ SODERN, 20 avenue Descartes, 94451 Limeil-Brévannes Cedex, France.

⁶ THALES, 2 avenue Gay-Lussac, 78851 Elancourt Cedex, France.

⁷ CS SI, ZAC de la Plaine, rue Brindejonc des Moulinais, 31506 Toulouse Cedex, France.

⁸ EREMS, Chemin de la Madeleine, 31130 Flourens, France.

Résumé

Le CNES, le LKB et le SYRTE développent une horloge à atomes froids de très hautes performances, appelé PHARAO, dont la conception est optimisée pour des applications spatiales. Le signal d'horloge est référencé sur la mesure de la fréquence de la transition hyperfine du césium qui réalise la seconde. Cette transition est induite sur un nuage d'atomes froids (1 μK) de césium en mouvement dans une cavité de Ramsey. Le choix de la vitesse moyenne du nuage, ajustable sur 2 ordres de grandeurs (5 $\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ –5 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$), permet grâce à l'apesanteur d'explorer une large gamme de temps d'interaction et d'analyser les performances ultimes de l'horloge. Un modèle d'ingénierie de l'horloge a été construit pour valider cette nouvelle architecture et a été testé au sol pour rechercher le moindre défaut de fonctionnement. Bien évidemment, au sol, les performances sont réduites puisque le mouvement des atomes froids est soumis à l'accélération de la pesanteur. Nous mesurons cependant une stabilité relative de fréquence de $3,3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$. Les effets systématiques les plus importants sont analysés et le bilan d'incertitude global s'élève à $1,63 \times 10^{-15}$. Des comparaisons de fréquence avec l'étalon primaire de fréquence du SYRTE, la fontaine mobile FOM, ont donné des écarts de fréquence inférieurs à 2×10^{-15} .

La qualification spatiale qui concerne essentiellement les aspects mécaniques et thermiques a été étudiée sur un modèle (Modèle Structurel et Thermique) représentatif mais non opérationnel de l'horloge. Cette qualification se fait en association avec des simulations numériques par éléments finis. De l'ensemble de tous ces résultats des évolutions ont été appliquées sur l'architecture pour construire le modèle de vol qui est maintenant en cours de réalisation. L'horloge PHARAO est un instrument clé de la mission spatiale Européenne ACES dont l'objectif central concerne la mesure de l'espace-temps pour tester les aspects fondamentaux de la physique.

MOTS CLÉS : PHARAO, ACES, HORLOGE, ATOMES FROIDS, MÉTROLOGIE TEMPS-FRÉQUENCE, PHYSIQUE FONDAMENTALE, ESPACE.

Abstract

CNES, LKB and SYRTE are developing a primary frequency standard, called PHARAO, which is specially designed for space applications. The clock signal is referenced on the frequency measurement of the hyperfine transition performed on a cloud of cold cesium

atoms ($\sim 1 \mu\text{K}$). The transition is induced by an external field feeding a Ramsey cavity. In microgravity the interaction time inside the cavity can be adjusted over two orders of magnitude by changing the atomic velocity ($5 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ – $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) in order to study the ultimate performances of the clock. An engineering model has been assembled to validate the architecture of the clock. This model has been fully tested on ground for operation faults. Of course the clock performances are reduced by the effect of the gravity on the moving atoms. The main results are a frequency stability of $3.3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$. The main systematic effects have been analyzed and their frequency uncertainties contribution is 1.6×10^{-15} . The clock has been compared with the primary frequency standard, the mobile fountain of SYRTE. The mean frequency shift is lower than 2×10^{-15} . The mechanical and thermal space qualifications have been carried out by testing a representative mechanical model of the clock and by using refined calculations. The design of the clock has been improved and now the flight model is being assembled. The PHARAO clock is a key instrument of the European ESA space mission called ACES. This mission is dedicated to perform space-time measurements in order to test some fundamental physics aspects.

KEY WORDS: ATOMIC CLOCK, COLD ATOMS, FUNDAMENTAL PHYSICS, SPACE APPLICATIONS.

1. Introduction

Les horloges à atomes froids de césium, les fontaines atomiques, réalisent aujourd’hui l’unité de temps, la seconde, avec la meilleure exactitude de fréquence, au niveau de quelques 10^{-16} [1, 2]. D’autres fontaines basées sur la transition hyperfine de l’atome de rubidium ont aussi une stabilité et une reproductibilité de fréquence à un niveau équivalent [1, 3, 4]. Le fonctionnement de ces fontaines devient de plus en plus fiable ; ainsi elles contrôlent l’écoulement du temps sur de très longues durées avec la plus grande stabilité. Une application internationale concerne l’étalonnage du Temps Atomique International (TAI) qui est maintenu par le Bureau international des poids et mesures (BIPM) [2].

Une nouvelle génération d’horloges est en cours de développement. Ces horloges sont basées sur la mesure de résonances atomiques dans le domaine optique [5]. Leur avantage est d’avoir beaucoup plus de graduations de mesure (données par la période du signal) pour une même durée. Les performances, pour les meilleures [6,7], surpassent celles des fontaines qui opèrent dans le domaine micro-onde. Mais leur fonctionnement n’est pas encore aussi fiable. Néanmoins une nouvelle définition ou une nouvelle réalisation de la seconde doit être recherchée [8]. Elle s’appuiera sur les meilleures comparaisons au niveau mondial entre horloges micro-ondes et horloges optiques.

Les horloges atomiques sont également de fabuleux instruments pour sonder rigoureusement les interactions intimes de la structure atomique et conduire, entre autres, à des horloges de plus en plus performantes. À une autre échelle, les comparaisons d’horloges élargissent l’exploration à l’espace-temps, dans l’étude des aspects relativistes [9] pour affiner les domaines de validité tout en recherchant la moindre faille dans leur édifice.

2. La mission spatiale ACES

Les applications précédentes font intégralement parties de la mission spatiale ACES (*Atomic Clock Ensemble*

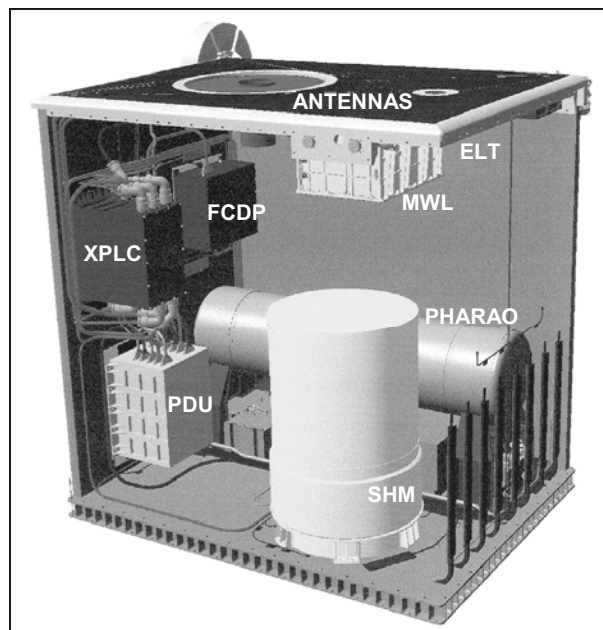


Fig. 1. – Schéma du système embarqué sur l’ISS pour la mission ACES. Avec PHARAO la charge utile contient un maser actif à hydrogène (SHM), un module de comparaison de phase et de distribution (FCDP), un moyen de comparaison distant bord-sol en bande S et Ku (MWL), un moyen dans le domaine optique (ELT) et un récepteur GNSS. Un calculateur (XPLC) et une alimentation (PDU) complètent cet ensemble.

in Space) [10]. ACES est un programme européen orchestré par l’Agence spatiale européenne, ESA. Il reposera sur un ensemble de laboratoires, établis dans plusieurs pays et continents, et sur une charge utile installée à bord de la Station spatiale internationale (ISS). Chacun disposera d’horloges atomiques de très hautes performances et de systèmes de comparaison à distance.

Le système embarqué, représenté sur la figure 1, sera attaché à une plateforme extérieure du module Columbus de la station spatiale internationale. L’étalon primaire de fréquence à atomes froids, PHARAO, pilote la fréquence du maser actif à hydrogène SHM [11] et le signal maser synchronise trois moyens dédiés au transfert de temps. Deux de ces moyens sont des dispositifs dits « deux voies », réception/émission. Mais l’un opère dans le domaine micro-onde (*MicroWave Link*, MWL) [12] avec une station équivalente au sol et l’autre opère avec des impulsions lasers émises du sol (*European Laser Timing*, ELT) puis rétro-réfléchies et datées à bord [13]. Le troisième dispositif, un récepteur GPS/GALILEO, est employé pour préciser les paramètres de l’orbite du référentiel ACES. De surcroît, puisque ce récepteur connecte l’échelle de temps ACES à l’échelle de temps GPS/GALILEO, ACES pourra élargir ses applications à la communauté GNSS comme horloge de référence.

L’objectif premier de la mission ACES est de rechercher les performances ultimes de PHARAO qui sera la première horloge spatiale avec les performances d’un étalon primaire. Dans PHARAO, les atomes de césium sont refroidis par laser à environ $1 \mu\text{K}$. Cette température

correspond à une agitation en vitesse des atomes inférieure à $1 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$. L'association « atomes froids » et « apesanteur » offre un nouveau champ d'études sur la physique de l'horloge grâce à la vitesse moyenne des atomes, ajustable sur deux ordres de grandeur ; une des motivations est de déterminer le meilleur compromis stabilité-exactitude. En outre la durée d'interaction des atomes avec le signal d'interrogation peut être presque un ordre de grandeur plus élevée que sur terre. La stabilité de fréquence recherchée est de $10^{-13} \tau^{-1/2}$ et l'exactitude de fréquence doit rester inférieure à 3×10^{-16} . La combinaison de PHARAO avec le maser à hydrogène réalisera donc une échelle de temps « bord » avec une instabilité inférieure à 0,3 ps sur 300 s et à 25 ps sur une durée de 1 jour. En fonctionnement nominal, le signal maser verrouillé en fréquence sur PHARAO diffusera l'échelle de temps ACES vers les moyens de transfert de temps.

L'oscillateur à quartz interne de PHARAO est asservi en phase sur le signal du maser à hydrogène pour des fréquences de Fourier inférieures à 1 Hz. Ainsi PHARAO mesure l'écart de fréquence entre les atomes de césium et le signal maser et envoie la correction de fréquence au maser avec une constante de temps supérieure à 300 s. L'objectif est d'optimiser la stabilité de l'échelle de temps sur toutes les durées.

Le moyen de transfert, MWL, a pour performances une stabilité de 0,3 ps sur 300 s, 7 ps sur un jour et 21 ps sur 10 jours. De la sorte, il contribuera peu au bruit des comparaisons et il sera en outre possible de mesurer des écarts de fréquences de quelques 10^{-17} entre horloges « sol » distantes de quelques milliers de kilomètres.

La mission ACES repose sur ces comparaisons pour mesurer le déplacement gravitationnel des horloges, analyser l'invariance de Lorentz et observer la stabilité des constantes fondamentales. Subséquemment, il s'agit de tester différents aspects de la Relativité Restreinte et Générale. À titre d'illustration, la fréquence de l'horloge PHARAO en orbite sera, vue du sol, décalée de $4,5 \times 10^{-11}$ en valeur relative par l'effet de la gravité ; soit cinq ordres de grandeur plus élevés que la résolution des horloges.

Les recherches précédentes vont également induire de fortes retombées dans le domaine de la métrologie du temps, des systèmes de navigation (GNSS) et de la physique terrestre (géodésie relativiste et retards atmosphériques).

Le développement de l'horloge PHARAO est sous maîtrise d'œuvre de l'agence spatiale française, le CNES (Centre National d'Études Spatiales). Le SYRTE (SYstème de Références Temps-Espace) a la responsabilité des performances en compromission avec les exigences spatiales.

3. L'horloge spatiale PHARAO

L'architecture de PHARAO est représentée sur la figure 2. Le noyau central est le tube césium dans lequel

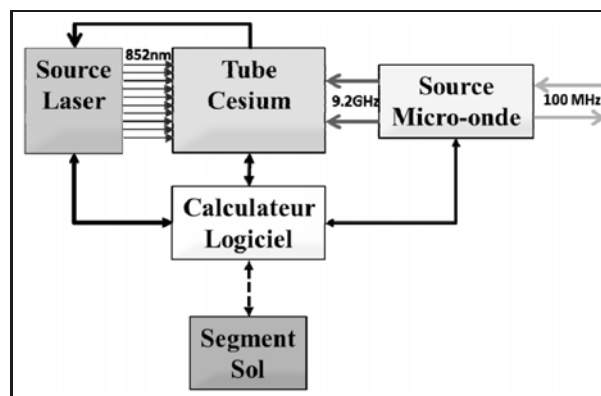


Fig. 2. – Architecture de l'horloge PHARAO avec les quatre sous-systèmes embarqués : source laser, tube césium, source micro-onde, calculateur et logiciel. Le moyen « sol » de pilotage complète cet ensemble.

les atomes de césium sont manipulés. La source laser fournit les faisceaux lasers pour refroidir, lancer, sélectionner et détecter les atomes de césium. Ces faisceaux sont transmis au tube césium par 10 fibres optiques. Ces deux dispositifs sont fabriqués par la société Sodern. La source hyperfréquence délivre les deux signaux micro-ondes pour préparer et interroger les atomes. Elle est conçue et réalisée par Thales. Un calculateur configure, échange et orchestre le fonctionnement de l'ensemble. Il est fabriqué par la société EREMS et le logiciel est développé par Communication & Systèmes (CS). Le calculateur assure aussi la communication externe *via* le calculateur XPLC du système ACES.

À cet ensemble s'ajoute le moyen « sol » de communication, de traitements et d'analyses des données de PHARAO développé par le CNES. Les cinq dispositifs réalisés indépendamment sont ensuite assemblés, au CNES à Toulouse, pour valider le fonctionnement de l'horloge.

3.1. Le tube césium

Deux pieds supportent une chambre à vide en titane (fig. 3) dans laquelle des atomes froids sont préparés et se meuvent pour subir les différentes phases de fonctionnement d'un cycle d'horloge : capture, lancement, refroidissement, préparation, interrogation et détection.

Dans la chambre à vide, où la pression de 10^{-8} Pa maintenue par une pompe ionique de débit volumique de $2 \text{ L}\cdot\text{s}^{-1}$ et par six pièges, un flux de césium réglable, approvisionné par un réservoir, remplit la zone de capture pour maintenir une pression d'équilibre en césium de l'ordre de 10^{-6} Pa. La migration de la vapeur de césium vers les autres parties de la chambre à vide est réduite par adsorption sur la surface de tuyaux de graphite.

Une quantité de 3 g de césium est stockée dans le réservoir constitué d'une matrice de billes de titane. Les forces de surface réduisent les risques de migration du césium liquide vers la zone de capture (le césium est liquide à une température de $28,5 \text{ }^\circ\text{C}$). Le réservoir est

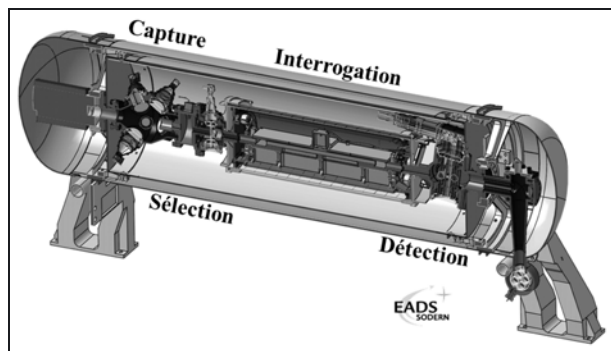


Fig. 3. – Coupe du tube césium. L'axe central est occupé par la chambre ultravide sur laquelle viennent se fixer les différentes optiques pour la collimation des faisceaux lasers. De gauche à droite se trouvent le réservoir, la zone de capture, la cavité de préparation, les faisceaux laser de sélection, la cavité d'interrogation, les faisceaux laser de détection et la pompe ionique. La chambre est entourée par 3 blindages magnétiques, 7 bobines et 2 solénoïdes pour définir le champ magnétique. L'ensemble inclut aussi 5 systèmes de régulation thermique.

régulé en température autour de 35 °C et son ouverture est ajustable.

3.1.1. La source d'atomes froids

Les atomes de césium sont capturés à l'intersection de 6 faisceaux lasers, de diamètre 21 mm, constitués de deux triplets alignés selon les trois arêtes d'un cube dont la direction (1;1,1) est dans l'axe du tube. Ils s'accumulent pour former un nuage (une mélasse optique) [14] de densité moyenne de 5×10^7 atomes·cm⁻³ après plusieurs centaines de millisecondes. Ce nuage est ensuite lancé par les faisceaux lasers en leur appliquant un changement de fréquence qui définira exactement la vitesse de lancement (entre 5 cm·s⁻¹ et 500 cm·s⁻¹). Puis le nuage est refroidi à sa température minimale (environ 1 μK) par une baisse simultanée de la puissance laser jusqu'à son extinction totale et de la fréquence laser. Les puissances des six faisceaux lasers mesurées par une photodiode sont équilibrées par le calculateur *via* la source laser. Un faisceau laser par triplet est par ailleurs asservi en puissance par la source laser pour compenser les fluctuations rapides. Une autre photodiode contrôlée par le calculateur mesure la fluorescence émise par les atomes froids pendant la capture.

3.1.2. La préparation de l'état atomique

Après le lancement, les états atomiques se répartissent parmi les neuf sous-niveaux Zeeman ($m_F = -4$ à 4) de l'état hyperfin $F = 4$. Les atomes traversent une première cavité micro-onde qui induit une transition vers un niveau Zeeman bien défini de l'autre état hyperfin $F = 3$ ¹. Les guides sous-coupeure de la cavité ont une section de (8 × 9) mm² et une longueur de 34 mm

¹ L'écart en fréquence entre les deux états hyperfins $F = 3$ et $F = 4$, 919 263 177 0 Hz, est fixé par la définition de la seconde.

pour éliminer les fuites du champ micro-onde hors de la cavité. Ensuite le nuage rencontre successivement deux nappes lasers disposées perpendiculairement à l'axe. La première nappe est pulsée et elle pompe les atomes du niveau $F = 3$ vers le niveau $F = 4$. La seconde nappe éjecte par pression de radiation tous les atomes de l'état $F = 4$ pour ne conserver que les atomes sélectionnés dans l'état $F = 3$. Ainsi le nuage peut être découpé pour réduire son extension longitudinale et étudier la distribution de vitesse locale des atomes.

3.1.3. L'interrogation

Le nuage pénètre ensuite dans la cavité d'interrogation de Ramsey. La longueur totale de la cavité est de 300 mm en incluant les deux guides sous-coupeures aux extrémités. Elle est en cuivre pur et elle est supportée par un berceau en alliage Al-SiC. Les deux zones d'interaction de longueur 19 mm sont séparées de 200 mm et reliées par un guide sous-coupeure central. Les ouvertures des guides ont une surface de (8 × 9) mm². Pour éliminer de potentielles interactions des atomes avec les parois, la cavité est munie d'un diaphragme de surface (7,6 × 8,6) mm² à chacune de ses deux extrémités.

Sur la paroi externe de l'enceinte à vide qui entoure la cavité, deux sondes platine mesurent la température absolue. Les mesures sont numérisées par le calculateur pour réguler la température de la cavité au moyen de deux réchauffeurs placés de part et d'autre de l'enceinte. Le déplacement de fréquence de l'horloge par le rayonnement thermique se déduit de ces mesures.

3.1.4. La détection

Après la zone d'interaction les atomes rencontrent successivement quatre nappes laser disposées transversalement à l'axe. La première et la quatrième sont des ondes stationnaires en polarisation circulaire. Elles induisent sur les atomes de l'état $F = 4$ l'émission de photons de fluorescence. Chaque signal de fluorescence est collecté avec une efficacité de 5,7 % puis converti par un système photodiode-amplificateur refroidi par un module à effet Peltier. La seconde nappe laser est une onde progressive pour éjecter les atomes de l'état $F = 4$ par pression de radiation. La troisième nappe transfère les atomes de l'état $F = 3$ vers l'état $F = 4$. Avec cette configuration, les deux signaux détectés sont proportionnels au nombre d'atomes dans chacun des deux niveaux hyperfins $F = 4$ et $F = 3$. Ces signaux sont traités par le calculateur. Toutes les nappes laser sont inclinées de 82° par rapport à l'axe du tube pour diminuer d'un facteur 10, par effet Doppler, le niveau de fluorescence émis par le jet de césium thermique résiduel (fig. 4) et réduire sa contribution au bruit de détection.

La chambre à vide est entourée de trois blindages magnétiques. Le plus petit recouvre la zone d'interrogation. Il contient un solénoïde terminé par une bobine à chaque extrémité. Deux autres bobines sont placées à l'extérieur du blindage. Le deuxième blindage entoure la chambre

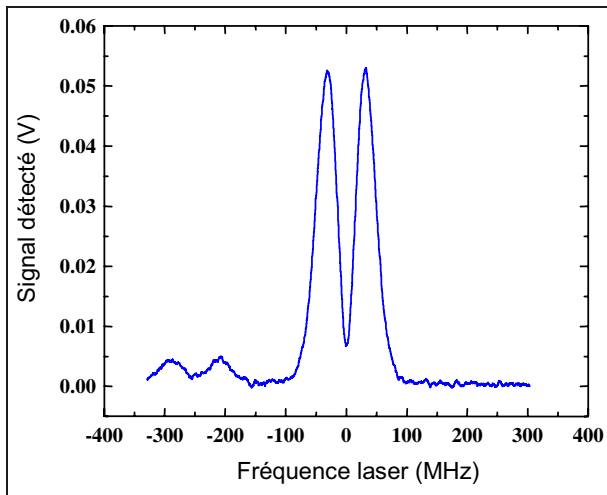


Fig. 4. – Signal détecté du jet atomique en fonction du décalage de la fréquence laser. Grâce à l'inclinaison des faisceaux laser de détection le maximum de fluorescence du jet est décalé de 30 MHz par effet Doppler (on aperçoit à gauche la seconde résonance du césium). Le signal est dédoublé puisque le faisceau laser de détection exécute un aller-retour pour former une onde stationnaire. En fonctionnement d'horloge la fréquence laser est proche de zéro et la fluorescence du jet est réduite par un facteur 10.

à vide de la zone de capture à la zone de détection. Il contient une bobine placée autour de la cavité de préparation et une autre autour de la zone de détection. Sur ce second blindage s'enroule un long solénoïde (BT) et, du côté du réservoir, une sonde magnétique dans une bobine mesure le champ magnétique longitudinal. Deux fils traversent les deux blindages. Ils sont utilisés pour démagnétiser les blindages et pour induire des transitions Zeeman dans les atomes. Le dernier blindage enferme tout cet ensemble à l'exception de la pompe ionique munie de son propre blindage.

La masse totale du tube césium est de 46 kg pour un volume de 47 L. La consommation électrique moyenne est de 5 W.

Un boîtier externe, piloté par le ordinateur, fournit tous les courants électriques aux bobines et il contient l'électronique de la sonde magnétique et un accéléromètre aligné le long de l'axe du tube césium. Cet accéléromètre mesurera la qualité du niveau de microgravité à bord de l'ISS (vol habité) et pourra interrompre brièvement le fonctionnement de l'horloge en cas de fortes perturbations.

En fonctionnement nominal, le ordinateur prend en charge les asservissements de température du réservoir, de la zone d'interrogation, des détecteurs et un asservissement magnétique *via* la sonde magnétique et le solénoïde BT. Il déclenche et analyse les événements du cycle de fonctionnement : la mesure des puissances du laser en capture, en sélection et en détection et la mesure des signaux de fluorescence émis par les atomes froids en capture et en détection. Le traitement des signaux de détection fournira le signal d'erreur pour asservir la fréquence

du signal micro-onde sur la fréquence de la résonance atomique.

Comme le tube césium définit l'environnement des atomes de césium, ses propriétés sont extrêmement déterminantes sur l'exactitude de l'horloge. La qualité du vide joue principalement sur les pertes en atomes froids par collisions élastiques avec le gaz résiduel. Un niveau de vide de l'ordre de 10^{-8} Pa est requis pour étudier les faibles vitesses de lancement. La cavité d'interrogation est en cuivre pur pour éliminer les champs électriques parasites et elle est reliée en un seul point de masse pour éviter la circulation de courants ; ce sont des sources de champs magnétiques parasites. Toutes les optiques montées sur les hublots sont conçues pour isoler l'intérieur de l'enceinte ultravide des champs micro-ondes. Le champ magnétique ainsi que la température doivent être connus avec une incertitude respective de 20 pT (pour un champ appliqué de 0,1 μ T) et 0,1 K ; ils doivent être stables et homogènes dans l'environnement de la station spatiale (fluctuations orbitales de 30 μ T et de 1,5 $^{\circ}$ C).

Les difficultés majeures de conception furent liées aux propriétés thermo-élastiques de l'assemblage pour résister aux environnements de qualification de -40 $^{\circ}$ C à $+60$ $^{\circ}$ C (et $+140$ $^{\circ}$ C pour le dégazage du tube à vide) pour la température et environ 100 $\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$ pour les vibrations mécaniques. De nombreuses technologies ont été développées : brasures, joints ultravides, amagnétisme structurel ($<0,1$ nT), optiques, blindages, cavités, isolation micro-onde et électrique... Un ensemble complet du tube césium représentatif en thermique et en mécanique (MSTH) a été assemblé et équipé de nombreux capteurs de température et d'accéléromètres. Les mesures obtenues lors des tests sous environnement furent comparés aux résultats de modèles numériques à éléments finis afin d'ajuster précisément les paramètres du modèle. Le modèle fut ensuite utilisé pour valider des évolutions de conception et conduire à la réalisation du modèle de vol.

3.2. La source micro-onde

La source micro-onde fournit les signaux de fréquence 9,2 GHz aux deux cavités du tube césium. C'est cette fréquence qui sera mesurée par les atomes de césium puis corrigée. La génération de ces signaux comprend deux étages.

Le premier étage repose sur un oscillateur à quartz à 5 MHz avec un très faible bruit de phase (-129 dBc à 1 Hz). Sa fréquence est multipliée par 77 pour verrouiller en phase un oscillateur VCXO (*Voltage-Controlled Crystal Oscillator*). Après division de fréquence son signal est mélangé avec un synthétiseur numérique DDS (*Direct Digital Synthesis*) pour fournir un signal à 100 MHz, de faible bruit de phase, et accordable en fréquence. Ce signal est réparti sur deux sorties. L'une des sorties est comparée avec le signal du maser de ACES (au travers du module FCDP) pour verrouiller la phase du signal à 100 MHz *via* le DDS, et ainsi acquérir la stabilité de fréquence du maser sur des durées supérieures à

quelques secondes. L'autre sortie est connectée sur le second étage.

Le deuxième étage utilise le signal à 100 MHz ; il peut aussi être commuté à une source externe à 100 MHz. Cette source externe peut être le signal du maser à hydrogène en cas de défaillance de l'oscillateur à quartz ou, lors des essais au sol, un autre signal de référence. Le signal à 100 MHz est fractionné en deux signaux. La fréquence de l'un est multipliée par 85 pour fournir deux signaux à 8,5 GHz. La fréquence de l'autre signal est multipliée par 7 pour qu'il soit mélangé avec le signal d'un DDS à 7 MHz et être utilisé pour asservir en phase un VCO à 690 MHz avec deux sorties. Chaque sortie traverse un atténuateur, ajustable à 0,02 dB avec une dynamique de 60 dB, puis se mélange avec le signal à 8,5 GHz pour fournir un signal à 9,19 GHz accordable. Ce dernier traverse un interrupteur avec 80 dB d'atténuation avant d'être envoyé vers le tube césium. Le pilotage de la source micro-onde par le calculateur est fait au travers de deux circuits logiques programmables FPGA (*Field Programmable Gate Array*). Ils contrôlent les fréquences des DDS, les deux atténuateurs et les deux interrupteurs des signaux micro-ondes. En fonctionnement nominal, le calculateur envoie périodiquement (à 250 ms) une correction de fréquence à la DDS 100 MHz pour suivre la phase du maser. Puis à chaque cycle d'horloge il envoie les fréquences de préparation et d'interrogation et un signal pulsé pour commuter le signal préparation lorsque les atomes sont dans la cavité de préparation.

Les performances requises de la source micro-onde concernent le bruit de phase, la pureté spectrale des signaux à 100 MHz et à 9,19 GHz et la stabilité de phase de la synthèse à 9,19 GHz. Le bruit de phase est un contributeur à la stabilité de fréquence de l'horloge [15] avec un niveau dépendant de la vitesse des atomes. Avec l'oscillateur à quartz utilisé, la contribution minimum sera entre 7×10^{-14} et 8×10^{-14} . En fonctionnement au sol, cette contribution augmente à $2,3 \times 10^{-13}$. Des raies parasites spectrales ou des instabilités de phase peuvent dégrader l'exactitude de fréquence de l'horloge. Les amplitudes sont mesurées et doivent respecter le gabarit.

La masse totale de la source micro-onde est de 7 kg pour un volume de 8 L. La consommation électrique moyenne est de 24,5 W.

3.3. La source laser

La source laser fournit tous les faisceaux lasers à la longueur d'onde de 852 nm au tube césium pour manipuler les atomes. Les faisceaux sont guidés par 10 fibres optiques à maintien de polarisation, 6 pour la capture, 2 pour la sélection et 2 pour la détection. L'architecture optique (fig. 5) inclut deux diodes lasers en cavité étendue (LCE) [16, 17] asservies sur une transition optique du césium. Un dispositif LCE se compose d'une diode laser régulée en température et en courant, des optiques de collimation et de circularité, d'un filtre interférentiel et d'un œil de chat semi réfléchissant monté sur un actuateur piézo-électrique. L'avantage du montage LCE est de délivrer un signal laser avec un niveau de bruit blanc de

fréquence relativement faible (quelques $10^4 \text{ Hz}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$) ; complété avec un asservissement de fréquence avec une bande de 10 kHz, il remplit les critères de bruit et de stabilité pour refroidir et détecter les atomes.

Un des LCE injecte deux diodes lasers esclaves, réglées en courant et en température, pour fournir la puissance laser nécessaire à la capture des atomes. Les deux LCE et les deux diodes esclaves sont dupliquées pour renforcer la fiabilité de la source laser ; il existe donc 16 configurations laser possibles. Les lasers sont complétés par des actionneurs de fréquence et de puissance réalisés avec des modulateurs acousto-optiques (6). À ces composants actifs il faut ajouter des obturateurs mécaniques (8) et des miroirs (6), placés en amont des fibres optiques, réglables angulairement au moyen de cales piézo-électriques.

La source laser est composée d'un banc optique double face supporté par quatre amortisseurs. Sur la couche supérieure du banc optique un LCE et son isolateur optique est verrouillé en fréquence sur une absorption saturée du césium ($F = 4$ – croisement de niveau $F' = 4$, $F' = 5$) via un modulateur acousto-optique en double passage. Ce modulateur, accordable en fréquence sur 60 MHz, permet de changer rapidement la fréquence laser (de 0,1 ms à 5 ms) sans déverrouiller l'asservissement. Les changements de fréquence accompagnent les différentes phases du cycle horloge de la capture à la détection. L'asservissement se base sur la modulation de courant de la diode laser à la fréquence de 500 kHz et la détection synchrone du signal d'absorption. La correction s'applique sur le courant de la diode laser (une dizaine de kilohertz de largeur de bande) et sur la tension piézo-électrique du LCE (environ 100 Hz de bande). Une partie du faisceau laser fournit le faisceau de sélection et le faisceau de détection après passage dans un obturateur et dans un modulateur acousto-optique à 75 MHz. Ce dernier est utilisé pour contrôler et stabiliser la puissance du laser de détection mesurée dans le tube césium. Une autre partie du faisceau laser injecte une première diode laser esclave. Enfin la dernière partie traverse en double passage un modulateur acousto-optique à 90 MHz avant d'injecter le deuxième laser esclave. La fréquence de ce modulateur, accordable sur 5 MHz, ajuste la vitesse de lancement des atomes froids.

Par injection optique, les deux diodes laser esclaves sont verrouillées en phase sur le faisceau incident. La qualité de l'injection est contrôlée via la fluorescence dans une cellule de césium. Après passage par un isolateur optique, un obturateur et un modulateur acousto-optique, chacun des deux faisceaux laser est séparé en trois pour définir un triplet laser de capture. La puissance RF du modulateur est pilotée pour changer les puissances des lasers lors du processus de refroidissement.

Le deuxième LCE, à fréquence fixe, est verrouillé en fréquence sur la transition $F = 3$ avec le croisement de des niveaux $F' = 3$, $F' = 4$. Après passage par un isolateur, un obturateur et un modulateur acousto-optique le faisceau laser est divisé pour fournir le second

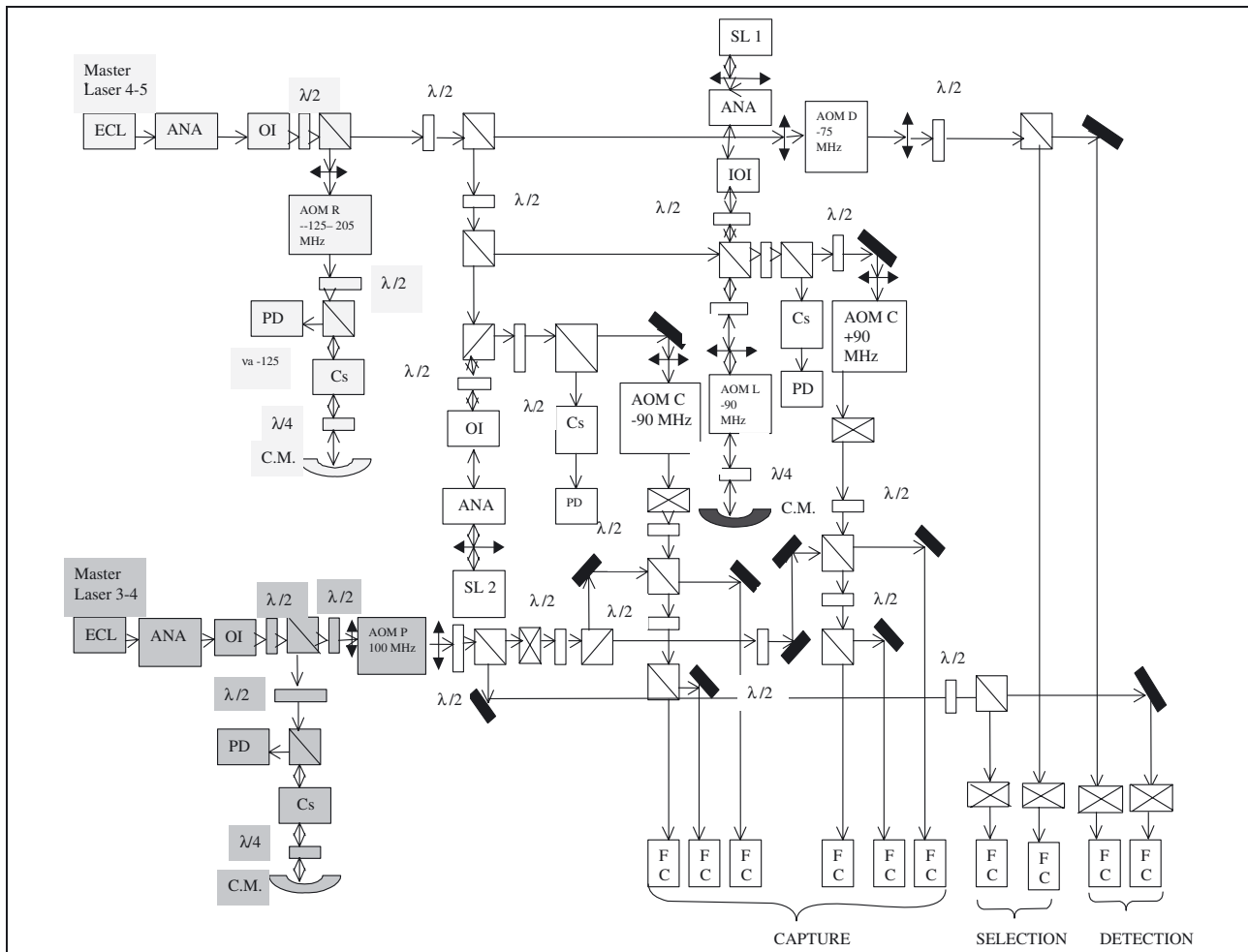


Fig. 5. – Architecture optique du banc laser PHARAO. ECL : diode laser en cavité étendue, SL : diode laser esclave, ANA : anamorphoseur, OI : isolateur optique, Cs : cellule césium, PD : photodiode, AOM modulateur : acousto-optique, FC : fibre optique.

faisceau laser de sélection (découpe), le faisceau de détection (pompeur) et pour se superposer à 4 des 6 faisceaux lasers de capture. Le modulateur est utilisé pour contrôler la puissance laser.

L’alignement optique pour l’injection dans les fibres optiques est réglable angulairement ($\pm 1,5$ mrad) à l’aide des systèmes miroirs à montures piézo-électriques. Ces dispositifs permettent d’équilibrer à 1 % près les puissances des faisceaux lasers. La recherche et le verrouillage en fréquence des lasers et l’équilibrage sont réalisés par le calculateur. Les obturateurs assurent une extinction laser à mieux que -120 dB au niveau des atomes pour éliminer toute interaction lumineuse pendant l’interrogation des atomes par le signal micro-onde.

Le banc optique est régulé en température à $(26 \pm 0,2)$ °C dans un environnement dont la température peut varier entre 10 °C et 33 °C. La régulation se fait au moyen de cinq drains souples montés sur un élément Peltier et un réchauffeur. Le calculateur prend en charge cet asservissement avec une actualisation toutes les 10 s. Sous le banc optique est placé l’ensemble des pilotes électroniques des composants actifs. Un FPGA traite les requêtes envoyées par le calculateur pour définir les

phases de fonctionnement de la source laser, capture, lancement refroidissement, sélection et détection, en changeant les puissances et les fréquences des différents faisceaux laser.

La construction de la source laser est un challenge au niveau de son haut niveau d’intégration (180 composants optiques et tout le système électronique), de ses performances en qualités spectrales et de la stabilité des alignements optiques pour satisfaire les 16 configurations possibles et supporter les conditions de l’environnement de qualification (non opérationnel) : -40 °C à $+40$ °C pour la température, environ $120 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ en aléatoire et $350 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ à 30 Hz pour les vibrations. Elle doit aussi fonctionner à l’air et sous vide.

La masse totale de la source laser est de 22 kg pour un volume de 35 L. La consommation électrique moyenne est de 40 W.

3.4. Le calculateur et le logiciel

Le calculateur est basé sur un processeur 20 MHz, 32 bits, avec 8 Mo de mémoire RAM et 8 Mo de mémoire flash, et sur un micro-séquenceur qui génère 24 signaux

indépendants pour déclencher les différents événements du fonctionnement du cycle d'horloge.

À ces fonctions de base s'ajoutent des fonctions analogiques pour piloter les asservissements thermiques, un signal de démagnétisation des blindages du tube césium et un signal à fréquence variable pour induire des transitions Zeeman. Un convertisseur analogique numérique est multiplexé sur 30 voies différentielles. Il effectue en particulier l'acquisition des deux signaux de détection de l'horloge avec un taux d'échantillonnage de 350 μ s. Le calculateur pilote les liens séries (RS422) avec les autres sous-systèmes et distribue les alimentations. Sa masse totale est de 5 kg pour un volume de 7 L. La consommation électrique est de 30 W.

Le segment « sol » pilote l'expérience à l'aide de séquences (environ 350). Elles sont organisées en scénarii pour être exécutées de façon successive. Elles se chargent de toutes les opérations allant de la mise en route jusqu'au fonctionnement en horloge en passant par l'évaluation des effets systématiques et la gestion d'anomalies. Ces séquences sont interprétées par le logiciel de vol pour offrir la possibilité de modifier ou de charger de nouvelles séquences par télécommande. Le système a aussi une architecture temps réel pour piloter les différentes phases de fonctionnement des cycles d'horloge. Il est basé sur le micro-séquenceur qui envoie aux différents sous-systèmes les signaux de déclenchement. Ces signaux sont programmables en délai et en durée au moyen de tables de microcommandes chargées à bord (plusieurs centaines) et modifiables par télécommande. La taille du logiciel est d'environ 50 000 lignes de code dont 10 000 lignes pour les séquences.

3.5. Banc « sol »

Le banc « sol » inclut toutes les consoles pour piloter PHARAO à distance et pour analyser les données. Il est associé à une banque de données qui regroupe l'ensemble des informations accumulées sur PHARAO depuis le démarrage du projet. Sur une console l'opérateur prépare et envoie les télécommandes (débit de 2 Mo à 23 Mo par jour). Une autre console reçoit les paquets de télémesures (débit de 7 Mo à 87 Mo par jour), fait le tri entre les données de surveillance et les données de fonctionnement et visualise les alarmes. Les données scientifiques sont visualisées et traitées sur une console dédiée pour analyser les performances de l'horloge. Ce segment « sol » sera ensuite intégré à celui de ACES situé au CADMOS, à Toulouse. Il assurera le contrôle des opérations du modèle de vol, l'envoi des commandes, la réception et le traitement des données.

4. Le modèle d'ingénierie de PHARAO

Un premier modèle de l'horloge, dit d'ingénierie (MI), a été développé. Ce modèle est représentatif du modèle de vol (MV) mais n'est pas soumis aux conditions de l'environnement de qualification et des dérogations aux spécifications sont parfois acceptées.

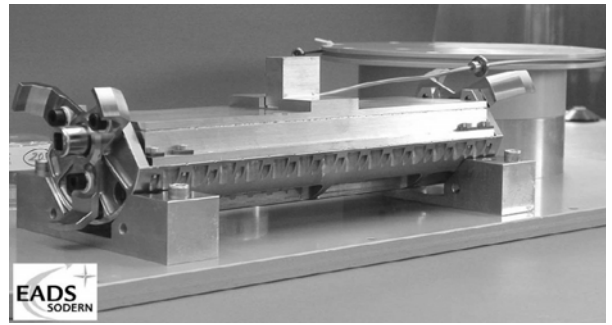


Fig. 6. – La cavité d'interrogation de Ramsey montée sur son banc en Al-SiC pour prendre place dans la chambre ultra-vide. Le couplage micro-onde s'effectue au centre de la cavité.

Comme le fonctionnement au sol est différent de celui en microgravité et qu'il ne permet pas d'atteindre les performances requises, des évaluations furent effectuées indépendamment sur les éléments critiques que sont la cavité d'interrogation de Ramsey et la source micro-onde.

4.1. La cavité d'interrogation

L'absence de fuites micro-ondes pour les cavités d'interrogation et de préparation fut vérifiée avec une résolution suffisante, inférieure à -110 dBc. Une précaution supplémentaire est en outre prise au niveau du signal de préparation qui est atténué par -80 dB lorsque les atomes sont en dehors de la cavité.

La cavité d'interrogation sélectionnée pour équiper le modèle de vol (fig. 6) fut installée dans la fontaine atomique FO1 du SYRTE pour tester l'absence de magnétisme et évaluer l'effet Doppler résiduel dû à l'écart de phase du champ micro-onde entre les deux zones d'interaction de la cavité de Ramsey. Les mesures n'ont pas décelé de magnétisme significatif. Les mesures de phase donnent un écart de (20 ± 10) μ rad. Comme le déplacement de fréquence associé est proportionnel à la vitesse des atomes et que, celle-ci sera ajustable sur deux ordres de grandeur en microgravité, l'incertitude devrait atteindre la gamme des 10^{-17} à condition d'accumuler un grand nombre de mesures et de prendre en compte un autre déplacement lié aux collisions entre atomes.

4.2. La source micro-onde

La source micro-onde du MI (fig. 7) fut utilisée avec la fontaine FO2 du SYRTE pour en déduire les performances ultimes en situation d'horloge. La stabilité de fréquence mesurée en comparaison avec un oscillateur cryogénique [18] atteint $7,2 \times 10^{-14} t^{-1/2}$, un niveau jamais obtenu avec un signal micro-onde synthétisé à partir d'un oscillateur à quartz. Cette performance est en total accord avec l'objectif de stabilité de PHARAO en vol comprise entre $7 \times 10^{-14} t^{-1/2}$ et $10 \times 10^{-14} t^{-1/2}$.

Les qualités spectrales et la stabilité de phase furent aussi mesurées et analysées. Quelques bandes latérales existent (en particulier à 80 Hz) mais elles sont à -80 dB

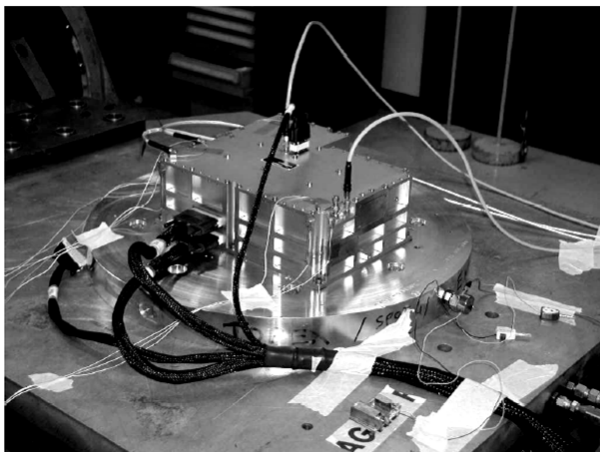


Fig. 7. – La source micro-onde du modèle d’ingénierie pendant les tests de qualification.

sous la porteuse, et correspondent à une quasi-pure modulation d’amplitude ou de phase ; elles sont donc sans aucune conséquence dans le bilan d’exactitude recherché.

Dans ACES, la stabilité de phase du signal de référence à 100 MHz de PHARAO est définie par le maser à hydrogène au travers de la boucle d’asservissement. Le signal synthétisé à 9,2 GHz doit donc conserver cette phase pour mesurer exactement la fréquence du maser. Les instabilités de phase sont essentiellement reliées aux fluctuations de température de la source micro-onde. La sensibilité mesurée est de $0,5 \text{ ps}/^\circ\text{C}$ avec une hystérésis négligeable. Les variations thermiques les plus élevées attendues à bord sont à la période orbitale, 90 mn, avec une amplitude de $\pm 1,5 \text{ }^\circ\text{C}$. Elles conduisent donc à des variations de phase de $\pm 0,75 \text{ ps}$ sur 5 400 s, une valeur totalement négligeable sur les performances de PHARAO.

Il reste toutefois une perturbation de phase qui déplace, de façon indirecte, la fréquence d’horloge. En fonctionnement nominal, la source micro-onde est asservie en phase sur le signal du maser. Or le signal à 100 MHz de la source micro-onde présente un saut de phase d’amplitude $10 \text{ } \mu\text{rad}$ totalement corrélé avec la commutation du signal de préparation. Ce saut de phase est mesuré puis intégré par la boucle d’asservissement et engendre un traînage de phase qui perdure pendant que les atomes interagissent avec le signal à 9,2 GHz ; cela conduit à une erreur de fréquence. Avec la fontaine FO2 nous avons mesuré cette erreur qui dépend de la constante de temps de la boucle d’asservissement et qui peut atteindre jusqu’à 6×10^{-16} . Ce problème a été résolu pour le modèle de vol (le modèle de vol de la source micro-onde est réalisé) ; l’amplitude du saut de phase a été réduite par un facteur 10 et elle est stable. Le traînage de phase restera faible et il sera évalué avec les données expérimentales pour atteindre une inexactitude au niveau de 10^{-17} .

L’ensemble des sous-systèmes de l’horloge PHARAO fut pour la première fois assemblé en 2007 (fig. 8). Il faut noter deux dérogations apportées sur les spécifications de la source laser du modèle d’ingénierie (fig. 9).



Fig. 8. – La salle blanche au CNES à Toulouse pour assembler et tester PHARAO. L’horloge est placée dans la chambre à vide (au second plan).

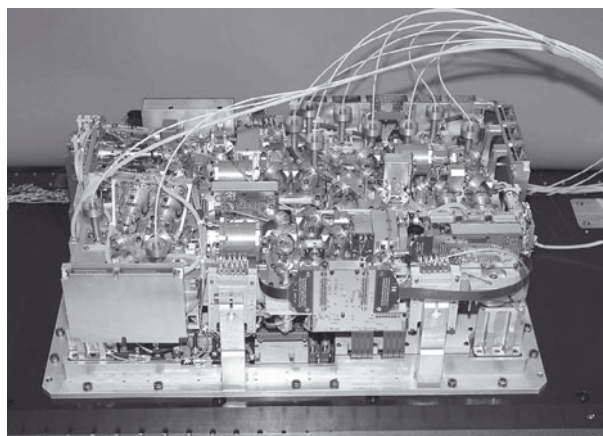


Fig. 9. – La source laser du modèle d’ingénierie sans son enveloppe de protection. Le banc optique est au dessus de l’électronique. Les 10 fibres optiques qui s’échappent par le dessus se connectent au tube césium.

L’une porte sur la puissance du laser en capture plus basse d’un facteur 3 et l’autre porte sur l’amplitude de modulation de fréquence (pour asservir la fréquence) des lasers plus élevée d’un facteur 4. Ces dérogations résultent d’un compromis entre le planning de réalisation et les risques identifiés sur la manipulation des atomes froids (moins grand nombre d’atomes capturés).

Les essais se sont déroulés en plusieurs phases : la production des atomes froids et leur manipulation dans les deux configurations verticales du tube césium, des vérifications fonctionnelles entrecoupées de modifications du logiciel du calculateur UGB (fig. 10), des essais d’environnement thermiques et magnétiques, des mesures de performances, des tests de compatibilité électromagnétique et de susceptibilité au rayonnement et des comparaisons dans différents modes de fonctionnement avec FOM la fontaine mobile du SYRTE.

L’objectif principal de ces essais était de rechercher le moindre défaut dans le fonctionnement de l’horloge et

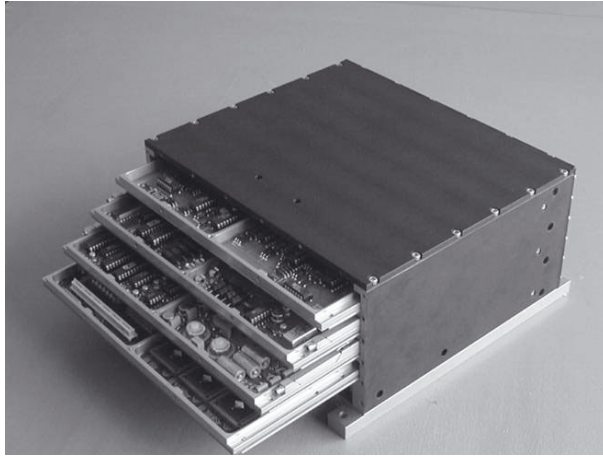


Fig. 10. – L'ensemble des unités électroniques du calculateur (UGB).

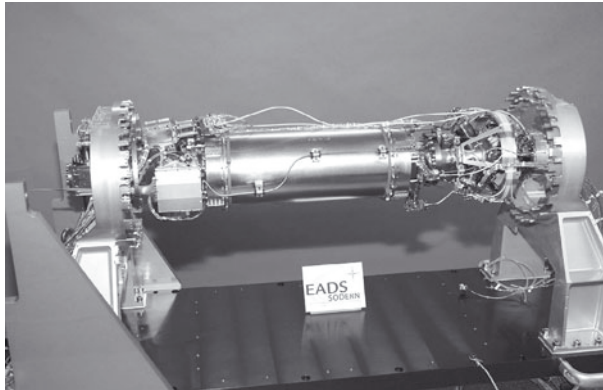


Fig. 11. – Le tube césium du modèle d'ingénierie sans les deux blindages magnétiques les plus externes. Le mouvement des atomes va de la droite vers la gauche.

d'apporter les améliorations nécessaires pour le modèle de vol (MV).

Le tube césium (fig. 11) était évidemment placé verticalement pour fonctionner en présence de gravité. Les deux dispositions, atomes froids en haut puis en bas, furent étudiées. La première configuration permet l'analyse du refroidissement des atomes, des dynamiques de lancement de $5 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ à $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et leurs effets sur la distribution des atomes. La seconde configuration fut le mode de fonctionnement en horloge.

5. Les résultats des tests du modèle d'ingénierie de PHARAO

5.1. La source d'atomes froids

Le nombre d'atomes froids capturés en 400 ms est environ 5×10^7 pour une pression de vapeur de césium de $2,5 \times 10^{-6}$ Pa. La source laser du modèle d'ingénierie (MI) fournissant un niveau de puissance laser réduit (5 mW par faisceau), ce nombre devrait être multiplié par 3 avec le modèle de vol (MV). La figure 12 montre

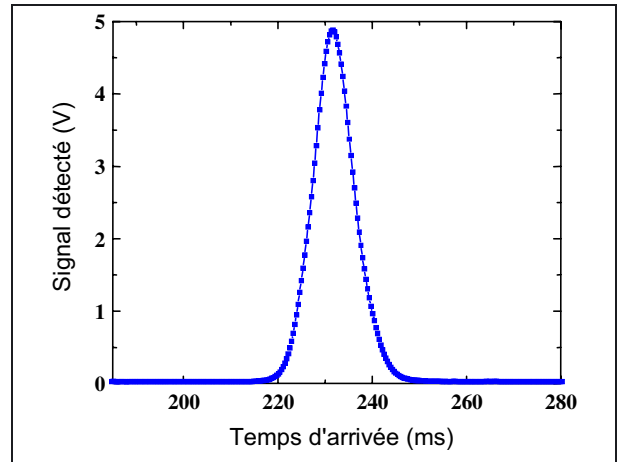


Fig. 12. – Un exemple typique de signal détecté (sur la voie $F = 4$). Il représente le niveau de fluorescence émis par les atomes froids lors de leur passage dans l'onde laser stationnaire. Les points sont les mesures échantillonnées à $350 \mu\text{s}$. L'origine des temps est prise au début de la phase de lancement. Les atomes sont lancés à la vitesse de $3,56 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

un exemple de signal détecté (le temps de vol des atomes) pour une vitesse de lancement de $3,56 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Tous les paramètres de lancement et de refroidissement (puissance laser, fréquence laser et durées des séquences) sont optimisés pour atteindre le maximum du signal détecté et donc un minimum de température. Le bruit résiduel sans atomes froids est équivalent au signal émis par seulement une dizaine d'atomes ; le rapport signal à bruit est excellent.

La dépendance du temps de vol avec les paramètres de lancement et de refroidissement se comporte comme prévu en suivant les processus Doppler et sub-Doppler [19]. Les atomes du nuage suivent une distribution quasi gaussienne avec un rayon initial de 5,25 mm à $1/e$. Le nuage s'inscrit dans la zone d'intersection des 6 faisceaux laser. La largeur minimale de la distribution de vitesse à $e^{-1/2}$ est inférieure à 10 mm/s , soit une température équivalente inférieure à $1,5 \mu\text{K}$. Cette mesure est déduite de l'évolution du temps de vol détecté à l'aller puis détecté au retour ; les atomes sont lancés 5 cm au dessus de la zone de détection. La durée d'expansion thermique est seulement de 180 ms et ne permet pas une analyse très fine de la température. Des mesures beaucoup mieux résolues ne seront obtenues qu'en microgravité.

Le nombre d'atomes détectés est stable à mieux que 1 % sur des durées inférieures à 1 000 s (fig. 13). Sur plusieurs jours la stabilité du nombre d'atomes atteint 5 %. Au cours de ces essais la connexion par fibres optiques a du être rallongée de quelques mètres, une situation guère favorable sur la stabilité de puissance laser en sortie de fibre. Un processus automatique d'équilibrage des puissances lasers sera de toute façon mise en œuvre sur le modèle de vol pour garantir 1 % de stabilité sur de longues durées. Les stabilités du nombre d'atomes et de leur température seront des critères importants sur l'étude des collisions entre atomes froids.

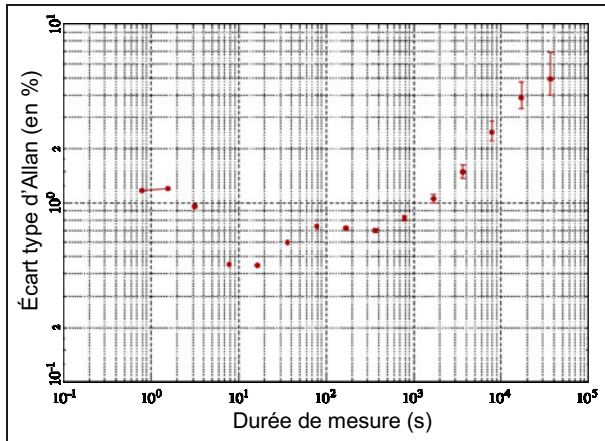


Fig. 13. – Écart type d'Allan (en %) des fluctuations du nombre d'atomes détectés.

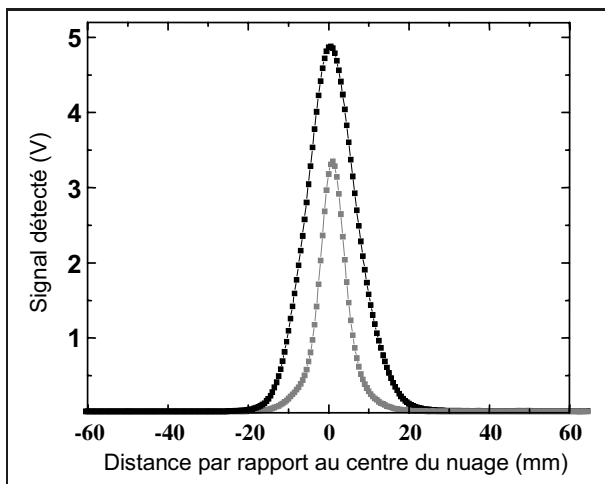


Fig. 14. – Exemple de signal détecté sans le faisceau pompeur en sélection (amplitude la plus élevée) et avec le faisceau pompeur pour ne garder que les atomes du centre.

La direction de lancement est analysée par l'inclinaison du tube césium et en mesurant en correspondance les deux signaux de détection (les deux voies de détection ont des directions opposées). Les mesures donnent une inclinaison de -3×10^{-4} rad et de -5×10^{-4} rad par rapport à l'axe du tube avec une incertitude de 1 mrad. Ces valeurs confirment la qualité d'assemblage mécanique et optique des éléments du tube césium.

Pour préparer les atomes dans un sous niveau Zeeman bien défini, un champ magnétique de $0,34 \mu\text{T}$ est appliqué au niveau de la cavité de préparation pour séparer les différentes fréquences de résonance atomique. Après le lancement les atomes sont répartis dans les sous niveaux Zeeman de l'état $F = 4$. Le champ micro-onde dans la cavité induit une transition de l'état $F = 4$, m_F , vers l'état $F = 3$ de même m_F . Environ 10 % des atomes sont concernés. Puis le faisceau pousseur expulse les atomes en $F = 4$ avec une efficacité d'au moins 99,999 % (résolution limitée par le bruit de mesure). Lorsque le faisceau pompeur en amont éclaire les atomes en $F = 3$ ces atomes passent dans l'état $F = 4$ et sont ensuite expulsés par le faisceau pousseur. La figure 14 montre un

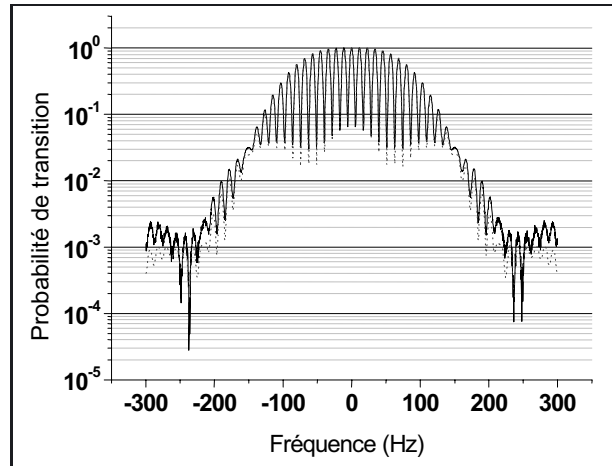


Fig. 15. – La probabilité de transition ou les franges de Ramsey en fonction de la fréquence micro-onde (centrée à résonance). L'échelle verticale est logarithmique. Le signal expérimental, en trait plein se superpose très bien au signal calculé, en pointillé.

exemple de découpe du nuage en pulsant le faisceau pompeur pour ne garder que les atomes au centre du nuage (sur environ 5 mm).

Ce processus de découpe sera exploité pour tronquer le nuage aux très faibles vitesses de lancement (large expansion thermique), pour obtenir une meilleure résolution spatiale ou pour étudier les distributions de vitesse.

5.2. Le signal d'horloge

Après la sélection, les atomes sont dans l'état $F = 3$, $m_F = 0$ pour le fonctionnement en horloge ou en $m_F = 1$ pour évaluer le magnétisme. Le champ magnétique appliqué en zone d'interrogation est de $0,16 \mu\text{T}$. La figure 15 montre les franges expérimentales de Ramsey. Les franges représentent l'évolution de la probabilité de transition de l'état $F = 3$ vers l'état $F = 4$ en fonction de la fréquence micro-onde (centrée à la fréquence de résonance des atomes). La probabilité est donnée par le rapport $N_{F4}/(N_{F3} + N_{F4})$ où N est l'intégrale du signal détecté dans chaque voie F4 et F3. Le nombre d'atomes détectés $N_{F3} + N_{F4}$ est de 10^6 .

Sur cette même figure est tracée la probabilité de transition calculée par une méthode Monte-Carlo en prenant la distribution du champ micro-onde simulée par éléments finis dans la cavité de Ramsey et la distribution gaussienne des atomes. Les deux résultats sont en très bon accord. Le contraste de la frange centrale est seulement de 93,5 % puisque les deux interactions de Ramsey ne sont pas équilibrées à cause de la décélération des atomes dans la cavité verticale. Le taux de transition dans la première zone de Ramsey est de 36 % et augmente à 64 % dans la seconde. L'évolution du contraste avec la fréquence vient de la distribution en position initiale des atomes liée à l'évolution en position de l'amplitude du champ micro-onde dans la cavité. La largeur de la frange centrale est de 5,6 Hz et correspond à la durée de passage de 90 ms des atomes dans la cavité. À résonance,

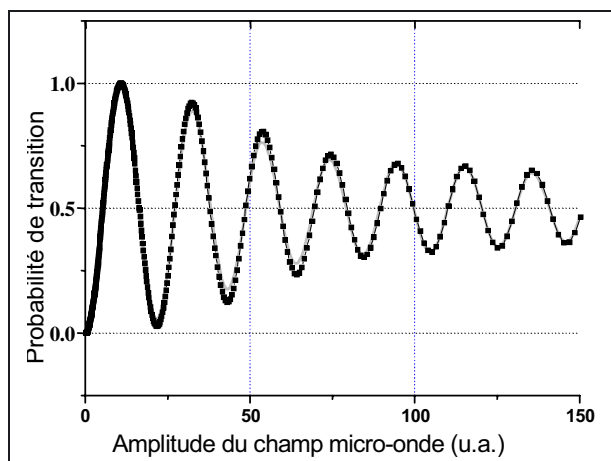


Fig. 16. – La probabilité (normalisée) de transition en fonction de l’amplitude du champ micro-onde. La fréquence micro-onde est à résonance. Ce sont les oscillations dites de Rabi qui s’amortissent puisque le champ micro-onde varie avec la position des atomes. La simulation superposée à la courbe expérimentale suit le même comportement.

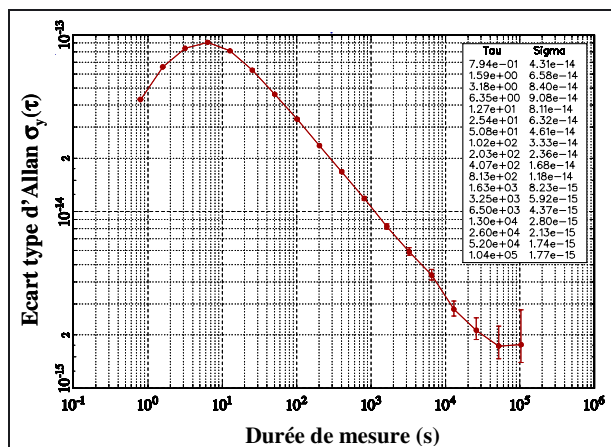


Fig. 17. – Écart type d’Allan de la comparaison de fréquence de PHARAO avec un maser à hydrogène. Le début de la courbe décrit le régime transitoire, puis la courbe suit la stabilité de fréquence de PHARAO pour atteindre celle du maser à hydrogène.

l’évolution de la probabilité de transition en fonction de l’amplitude du champ micro-onde est aussi très proche de la simulation (fig. 16). L’amortissement observé a les mêmes origines que l’évolution du contraste des franges.

De l’ensemble de ces résultats, nous pouvons conclure que les outils pour manipuler les atomes fonctionnent nominalement avec ce dispositif la première fois assemblé et contrôlé à distance. Il reste maintenant à vérifier le fonctionnement en horloge.

5.3. La stabilité de fréquence

En fonctionnement horloge, pour une durée du cycle atomique de 790 ms (400 ms de chargement), la stabilité de fréquence de PHARAO est montrée sur la figure 17. Dans cette configuration la synthèse 100 MHz de PHARAO est asservie en phase sur le signal d’un maser

à hydrogène (à une cadence de 4 Hz) et les corrections de fréquence après intégration sont appliquées sur le signal à 9,2 GHz. La figure 17 représente donc la stabilité relative entre PHARAO et le maser à hydrogène. Sur des durées inférieures à 20 s, nous avons l’effet transitoire de l’asservissement de fréquence sur le signal atomique. Puis la stabilité est dominée par PHARAO pour rejoindre le bruit du maser à hydrogène pour des durées supérieures à 10 000 s. La stabilité de fréquence de PHARAO s’établit donc à $3,3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ pour 10^6 atomes détectés et 90 ms de temps d’interaction. Elle est dominée par le bruit de projection quantique [20] qui décroît comme la racine du nombre d’atomes, et par l’échantillonnage du bruit du signal micro-onde [15]. Bien que le calcul de ces bruits soit imprécis, il semblerait que la stabilité soit plus élevée de 10 % que la prédiction. Pour le vérifier, la source hyperfréquence fut cette fois pilotée directement en mode externe par un oscillateur cryogénique très faible bruit [18]. En conséquence la contribution du bruit du signal micro-onde devient négligeable. Puis nous avons fait varier le nombre d’atomes détectés pour changer le niveau de bruit dû aux atomes (bruit de projection quantique). Les différentes mesures de stabilité de fréquence deviennent compatibles si on ajoute une source de bruit, indépendante du nombre d’atomes, avec un niveau de $7,5 \times 10^{-14}$. L’origine de ce bruit est probablement générée par le laser de détection qui n’est pas totalement conforme en termes de largeur spectrale (dérogation sur le modèle d’ingénierie : la profondeur de modulation du laser est 4 fois plus large que la largeur de résonance de la transition du césium et elle entraîne une plus grande sensibilité au bruit de fréquence du laser). Quoiqu’il en soit la dégradation reste faible, environ 10 %, et sans réelle conséquence sur la validation de cette architecture.

En microgravité, pour une vitesse d’environ $50 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$, l’estimation de la stabilité de fréquence resterait en dessous de $10^{-13} \tau^{-1/2}$

5.4. Les effets systématiques

Les effets systématiques représentent l’ensemble des perturbations qui décalent en fréquence la mesure de la résonance atomique. Il faut donc évaluer l’incertitude sur chacun des déplacements de fréquence afin d’établir le bilan d’exactitude de l’horloge par rapport à la définition de la seconde. Certains effets sont rendus négligeables grâce aux précautions prises lors de la réalisation des sous-systèmes (voir ci-dessus). C’est le cas des fuites micro-ondes, de la qualité spectrale du signal micro-onde, des déplacements lumineux, des champs électriques et de la préparation des atomes. Les effets dominants font l’objet d’une analyse particulière : le rayonnement thermique, le champ magnétique, les interactions entre atomes et l’effet Doppler.

5.4.1. Le rayonnement du corps noir

Le déplacement de fréquence par le couplage des atomes avec le rayonnement thermique est similaire à un

déplacement Stark donné par le champ électrique quadratique moyen du rayonnement [21]. Ce champ est une fonction de la température : à 300 K il vaut $831,9 \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}$. Le déplacement relatif de fréquence de l'horloge est donné par [22–24] :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = -1,717(3) \times 10^{-14} \times \left(\frac{T}{300}\right)^4 \left[1 + 0,013 \left(\frac{T}{300}\right)^2\right]$$

avec T la température en kelvin (K). L'incertitude de ce déplacement est donc ramenée à une incertitude sur la température absolue et à une incertitude sur le coefficient de proportionnalité.

La cavité d'interrogation est conçue de telle sorte que les atomes soient à 80 % en regard des parois en cuivre de la cavité (température homogène). Le berceau de la cavité et l'enceinte ultravide contribuent pour 18 %.

Le rayonnement émis par les autres parties du tube (températures comprises entre 20 °C et 35 °C) est reçu au travers de l'angle solide moyen des atomes au cours de leur mouvement dans la zone d'interrogation. Cette contribution est de seulement 1,2 %.

Une analyse thermique détaillée fut effectuée aux moyens de modélisations recalées sur des mesures effectuées sur le modèle thermique MSTH (représentatif du MI) soumis aux environnements. Ce modèle est équipé de 45 capteurs de température. Cette analyse a montré l'existence d'un gradient de température important (plusieurs 100 mK selon l'environnement) entre la cavité et les deux sondes qui donnent la température. Or l'instabilité de ce gradient participe au bilan d'incertitude. De nombreuses améliorations de conception furent apportées au modèle de vol pour réduire ce gradient. Elles portent sur les résistances thermiques, les émissivités et la régulation thermique. La température de la zone d'interrogation est réglée à 30 °C par les deux réchauffeurs avec les deux sondes thermiques placées sur l'enceinte de la zone d'interrogation. L'incertitude sur la mesure de température est de 35 mK. Cette incertitude est dominée par la reproductibilité et par le vieillissement des composants électroniques. Ensuite s'ajoute une incertitude de 50 mK sur le gradient thermique entre les sondes et la cavité. Cette incertitude inclut les écarts entre les simulations et les expériences. L'incertitude sur la mesure absolue de la température du rayonnement s'établit à 70 mK. Des mesures de vérification seront effectuées sur le modèle de vol. Elles s'appuieront sur la dépendance en fréquence de la résonance de la cavité avec la température ($129 \text{ kHz}/^\circ\text{C}$) qui offre une résolution de mesure proche de 10 mK.

L'incertitude sur l'effet du rayonnement du corps noir, pour le modèle de vol, est estimée à $4,3 \times 10^{-17}$ pour un déplacement absolu de $-1,815 \times 10^{-14}$. La thermique du modèle d'ingénierie n'étant pas optimisée, aucune précaution particulière n'a été prise durant les tests. Pour son évaluation l'incertitude s'élève à $2,2 \times 10^{-16}$ pour un déplacement absolu de $-1,629 \times 10^{-14}$.

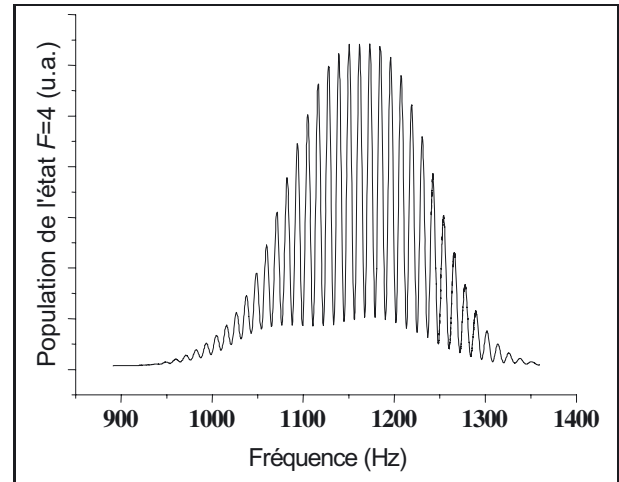


Fig. 18. – Les franges de résonance obtenues lorsque les atomes sont sélectionnés dans le sous niveau $m_F = 1$.

5.4.2. L'effet Zeeman du second ordre

Chaque niveau hyperfin du césium se sépare en sous-niveaux sous l'influence d'un champ magnétique. Un de ces sous-niveaux ($m_F = 0$) est peu sensible au champ magnétique. Le fonctionnement en horloge s'appuie sur la transition hyperfine entre sous-niveaux $m_F = 0$. La dépendance est quadratique et s'exprime par :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = 4,649\,95 \times 10^{-12} \times (B(\mu\text{T}))^2.$$

Quant aux autres sous-niveaux ($m_F = 1, \dots$) leurs sensibilités sont de 6 ordres de grandeur plus élevées pour un champ magnétique de $0,1 \mu\text{T}$. Pour singulariser chaque sous-niveau un champ magnétique de polarisation est fourni par les différentes bobines placées autour de l'enceinte ultravide. Lors des tests il était de $0,34 \mu\text{T}$ en préparation et en détection, pour décroître à $0,15 \mu\text{T}$ en interrogation.

L'évaluation fine du champ magnétique s'appuie sur la mesure de fréquence entre ces sous-niveaux grâce à leurs fortes sensibilités. La plus proche est écartée en valeur relative de $3,8 \times 10^{-7} B(\mu\text{T})$.

La figure 18 montre les franges de Ramsey de la transition hyperfine entre les sous-niveaux $m_F = 1, m_F = 1$. Les franges sont bien contrastées mais avec une asymétrie qui résulte d'une inhomogénéité de champ magnétique.

Le champ magnétique moyen en interrogation est obtenu en faisant la soustraction des signaux de résonance obtenus avec deux vitesses de lancement très proches. La figure 19 montre cette différence. La frange qui approche la fréquence de résonance doit rester invariante en fréquence pour les deux vitesses. Nous obtenons une fréquence de résonance de $1\,176,5 \text{ Hz}$ avec une incertitude de $2,8 \text{ Hz}$ donnée par la largeur de la frange (limite de la méthode); soit un champ magnétique moyen de $0,167\,9(3) \mu\text{T}$.

Nous avons enregistré le signal de résonance obtenu dans chacune des deux zones d'interaction de Ramsey

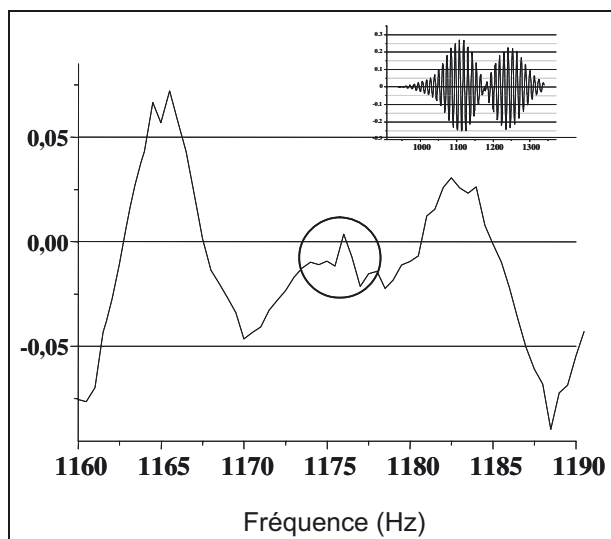


Fig. 19. – La différence des signaux de résonance obtenus avec les vitesses de lancement de $3,56 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $3,61 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ en fonction de la fréquence micro-onde. Le cercle montre les positions possibles pour déduire le champ magnétique moyen. En insert le même signal sur une plage de fréquence plus élevée.

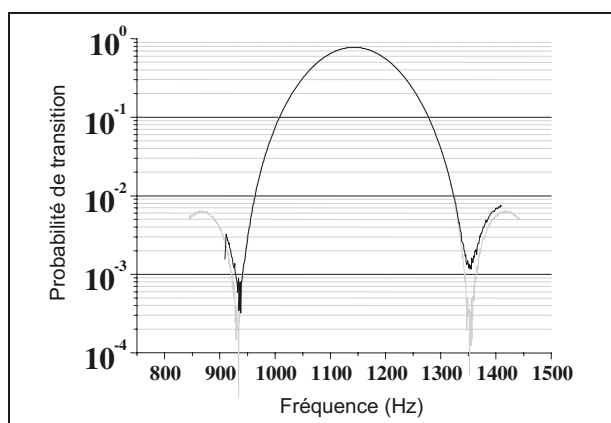


Fig. 20. – Signaux de résonance mesurés lorsque seule la première zone d'interrogation est active. En noir entre sous niveaux $m_F = 1$ et en gris entre sous niveaux $m_F = 0$ avec l'origine décalée en fréquence. Les deux signaux sont très similaires.

pour déduire le champ magnétique (moyenné sur 12 mm) au début et à la fin de l'interrogation. La figure 20 montre les signaux mesurés dans la première zone entre les transitions entre états $m_F = 1$ et entre états $m_F = 0$. La fréquence de la transition entre $m_F = 0$ est volontairement décalée en fréquence pour se superposer. Cette transition très peu sensible au champ magnétique est donc une référence. Les formes de résonance sont très similaires jusqu'à des niveaux très faibles (échelle logarithmique). Les variations du champ magnétique dans cette zone sont contenues dans 20 pT et la valeur du champ est de $0,1629 \mu\text{T}$.

La résonance obtenue dans la seconde zone, montrée sur la figure 21 est cette fois déformée avec un élargissement significatif qui correspond à une variation de champ magnétique de plusieurs centaines de picoteslas sur la

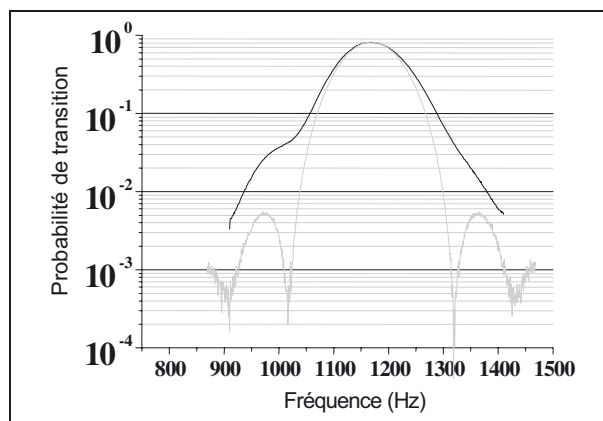


Fig. 21. – Signaux de résonance mesurés lorsque seule la seconde zone d'interrogation est active. En noir entre sous niveaux $m_F = 1$ et en gris entre sous niveaux $m_F = 0$ avec l'origine décalée en fréquence. Les deux signaux sont cette fois très différents.

dimension du nuage. Cette variation persiste après plusieurs tentatives de démagnétisation des blindages. La valeur du champ à résonance est de $0,1668 \mu\text{T}$. Une valeur légèrement différente de la première zone qui explique le décalage des franges de Ramsey de la figure 18.

Pour analyser dans le détail l'évolution du champ magnétique entre les deux zones un champ magnétique oscillant est appliqué pour sonder les transitions entre sous-niveaux Zeeman $\Delta m_F = \pm 1$ d'un même état hyperfin. Ce champ est rayonné par un courant oscillant qui circule dans le fil placé au dehors de la chambre ultravide et parallèle à la trajectoire des atomes. Le courant produit un champ magnétique perpendiculaire au champ statique pour ainsi induire des transitions $\Delta m_F = \pm 1$. Le maximum de transition est obtenu lorsque la fréquence du courant correspond à l'écart de fréquence entre les sous-niveaux, fréquence proportionnelle au champ magnétique statique. Le courant est pulsé avec une durée de 10 ms et un délai variable, pour mesurer le champ à différentes positions du nuage. Au sol, avec la vitesse élevée des atomes, de l'ordre de $3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et la taille du nuage de 20 mm, la résolution en position n'est pas très bonne (environ 3 cm). En outre le taux de transition varie sur un ordre de grandeur avec la position à cause de l'effet de blindage de la cavité d'interrogation en cuivre qui s'oppose aux variations (courants de Foucault).

Le système de détection ne permettant pas de distinguer les sous-niveaux Zeeman d'un même état hyperfin, un champ micro-onde est appliqué dans la seconde zone d'interaction en résonance avec la transition de $F = 3$, $m_F = 0$ vers $F = 4$, $m_F = 0$. De cette manière nous pouvons observer l'évolution de la population du sous-niveau $m_F = 0$ en fonction de la fréquence du courant pour obtenir le signal de résonance.

La figure 22 montre un exemple de signal de résonance détecté. La forme de la résonance (un sinus cardinal au carré) correspond à la transformée de Fourier de l'impulsion de courant.

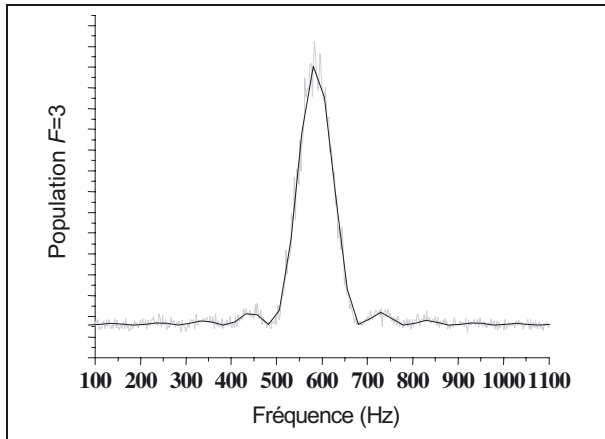


Fig. 22. – Évolution du nombre d'atomes en $F = 3$, $m_F = 0$ en fonction de la fréquence du courant appliqué. Le maximum du signal donne la fréquence de résonance atomique à la position des atomes définie par la date de l'impulsion de courant.

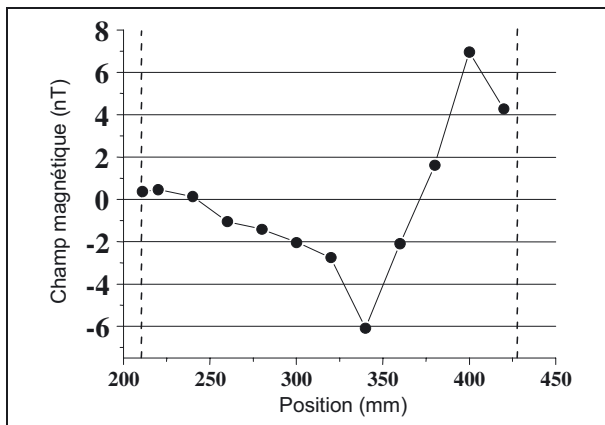


Fig. 23. – Évolution du champ magnétique le long de la zone d'interrogation (entre les 2 traits en pointillés) déduite des mesures par les transitions Zeeman.

La figure 23 résume l'ensemble des mesures effectuées le long de la zone d'interrogation. Nous observons très clairement une large variation du champ magnétique à l'approche de la seconde zone d'interaction.

Puis cette variation est contrainte grâce à l'une des bobines de compensation. L'origine de cette variation vient probablement d'une magnétisation irréversible du fond du blindage magnétique. Or, avant assemblage du tube césium, tous les blindages avaient été validés. La magnétisation aurait pu se produire lors de l'assemblage des blindages autour du tube césium ; en particulier en présence de la pompe ionique qui contient de forts aimants. L'ensemble de la procédure d'assemblage du tube césium a donc été revu pour le modèle de vol.

Si nous calculons la fréquence de résonance de la transition hyperfine entre sous-niveaux $m_F = 1$ avec cette carte de champ nous obtenons une fréquence égale à 1 173,8 ; cette valeur est compatible avec la mesure de la figure 19. Si nous calculons le déplacement de fréquence sur la transition d'horloge nous obtenons un décalage de $1,3015 \times 10^{-13}$.

Nous avons deux incertitudes sur cette valeur. L'une est sur la valeur moyenne de B . L'autre, corrélée, porte sur les mesures locales ; elle vient essentiellement du peu de résolution en position, 3 cm, des résonances Zeeman. Nous prendrons pour cette dernière une incertitude égale à la plus grande différence entre deux points de mesure, soit 2,5 Hz en fréquence. L'incertitude sur l'effet Zeeman du second ordre est donc de :

$$\sigma\left(\frac{\Delta\nu}{\nu_0}\right) = 4,64995 \times 10^{-12} (2B\sigma_B + \varepsilon^2) = 6,7 \times 10^{-16}.$$

Cette incertitude est d'un ordre de grandeur plus élevé que la valeur attendue. Elle est la conséquence de l'inhomogénéité du champ magnétique et du peu de résolution spatiale et de fréquence que nous avons au sol. Pour le modèle de vol les procédures d'assemblage et de précautions magnétiques ont été revues pour réduire ce risque. De plus, en microgravité la résolution de mesure sera bien meilleure et nous visons une exactitude inférieure à 5×10^{-17} .

5.4.2.1. La stabilité du champ magnétique

Pour des contraintes de masse et de tenue structurelle, l'isolation magnétique des atomes est assurée par seulement trois blindages. Or, dans l'espace, la rotation de la station spatiale balaye le champ magnétique terrestre et l'horloge est donc soumise à des variations d'amplitude très importantes, de l'ordre de $\pm 30 \mu\text{T}$, mais sur une période longue de 5 400 s. Une compensation active, gérée par le calculateur, est donc ajoutée au dispositif. Elle est basée sur une sonde magnétique placée à l'extérieur du second blindage et sur un solénoïde qui entoure ce même blindage. Avec un asservissement proportionnel intégral, le gain supplémentaire en atténuation s'élève à 9 ; une valeur limitée par la dépendance en position de l'hystérésis du blindage extérieur [25] : l'évolution du champ magnétique à la position de la sonde n'est pas identique à celle vue par les atomes. L'atténuation maximale obtenue avec les blindages du Modèle d'Ingénierie MI est de 12 000. L'atténuation globale est donc de 100 000 et il en résultera une variation de fréquence de l'horloge de $2,8 \times 10^{-16}$. Il sera possible de corriger cette variation en mesurant périodiquement la fréquence de la transition entre sous-états $m_F = 1$. Pour le modèle de vol l'atténuation mesurée des blindages est de 17 000 [25] et un nouveau concept de compensation active a été développé [26]. Une atténuation totale de 400 000 est attendue. Cette compensation sera préalablement testée au sol sur le modèle de vol. La mesure magnétique périodique avec les atomes sera toutefois maintenue pour tenir l'objectif d'incertitude à toute position de ACES dans le champ terrestre.

5.4.3. Les collisions froides

Les interactions entre atomes froids conduisent aussi à un déplacement de fréquence significatif. C'est un effet de densité atomique et d'énergie relative entre atomes qui

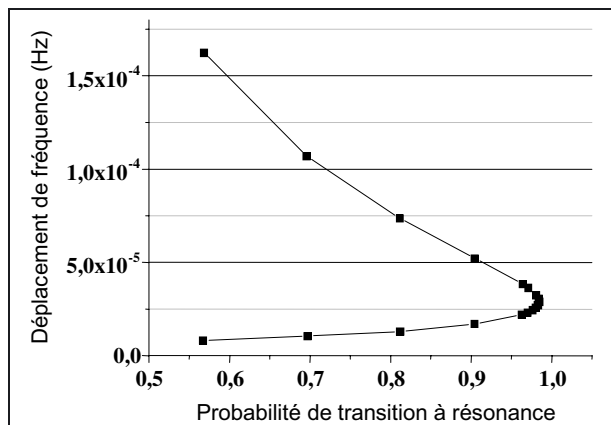


Fig. 24. – Calcul de l'évolution du déplacement de fréquence par effet Doppler lié au déséquilibre de l'interrogation de Ramsey (fonctionnement au sol). Du premier point en bas au dernier point en haut l'amplitude micro-onde augmente linéairement.

entrent en collision [27]. L'objectif est donc de déterminer la loi d'évolution de ce déplacement avec la densité et l'énergie (elles varieront avec la vitesse de lancement). Dans le contexte des tests au sol sur le MI, le but était de déterminer l'ordre de grandeur de ce déplacement. Nous avons mesuré la différence de la fréquence d'horloge pour deux nombres d'atomes capturés différents et nous avons vérifié que la distribution atomique normalisée restait pratiquement inchangée. En fonctionnement nominal, nous déduisons un déplacement de fréquence de $-5,3 \times 10^{-15}$ pour 10^6 atomes détectés avec une incertitude de 10^{-15} . Le coefficient de proportionnalité est semblable à celui obtenu avec la fontaine mobile [28] qui possède une géométrie de capture similaire.

5.4.4. L'effet Doppler

A cause des pertes dans la cavité le champ micro-onde dans la cavité n'est pas une pure onde stationnaire (effet de propagation pour compenser les pertes), elle présente donc une dépendance de la phase avec la position (un gradient) vue comme un effet Doppler par les atomes. En première approximation et en négligeant l'expansion thermique du nuage, nous pouvons décomposer l'effet en deux contributions : une distribution de phase identique dans chacune des deux zones de Ramsey et un écart de phase entre chacune des deux zones. En microgravité le premier effet donnera une contribution nulle (en négligeant l'expansion thermique) tandis que le second effet sera largement modulable en changeant la vitesse des atomes. En revanche, au sol avec la pesanteur, le premier effet devient prépondérant à cause de la variation de vitesse des atomes qui déséquilibre l'interaction de Ramsey. Nous avons modélisé par éléments finis la distribution de phase dans la cavité et nous avons calculé un déplacement de fréquence de $3,3 \times 10^{-15}$ avec une forte dépendance avec le taux de transition (ou la puissance micro-onde, fig. 24).

Pour vérifier ce calcul nous avons fait fonctionner l'horloge avec plusieurs niveaux de puissance

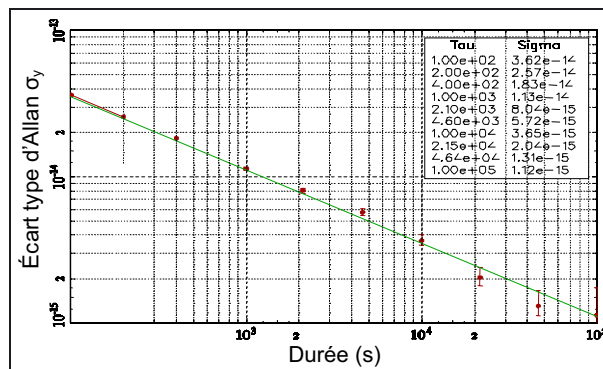


Fig. 25. – Écart type d'Allan de la comparaison de fréquence de PHARAO avec la fontaine mobile FOM.

micro-onde et obtenu des variations de fréquence en accord avec les prédictions. Nous affectons donc un déplacement de fréquence calculé de $3,3 \times 10^{-15}$ en fonctionnement nominal avec une incertitude de 10^{-15} pour l'effet Doppler.

5.4.5. Bilan

Avec les principaux effets systématiques, la fréquence de l'horloge PHARAO est déplacée de $11,19 \times 10^{-14}$ avec une incertitude de $1,6 \times 10^{-15}$. L'objectif d'une exactitude inférieure à 3×10^{-16} n'est pas remis en cause pour un fonctionnement en microgravité.

5.5. Comparaisons avec la FOM

Nous avons comparé localement en fréquence le signal fourni par PHARAO avec celui de la fontaine mobile FOM [1] qui réalise la définition de la seconde avec une exactitude de fréquence de 8×10^{-16} . Les trois modes de fonctionnement de PHARAO furent analysés : mode nominal avec l'oscillateur à quartz verrouillé en phase sur un signal maser, mode autonome où l'oscillateur à quartz est directement asservi en fréquence sur le signal atomique et le mode secours où un signal externe à 100 MHz pilote la synthèse micro-onde. La figure 25 montre un exemple de l'écart type d'Allan d'une comparaison sur plusieurs jours de mesure. La stabilité est de $3,5 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ et descend à $1,1 \times 10^{-15}$ après 10^5 s.

Les écarts de fréquence mesurés pour les différents modes de fonctionnement de PHARAO s'élèvent respectivement à 10^{-15} , -5×10^{-16} et 2×10^{-16} avec une résolution des comparaisons de 10^{-15} . Ces valeurs restent contenues dans le bilan d'incertitude de la comparaison de $2,1 \times 10^{-15}$ et viennent consolider notre analyse précédente sur les effets systématiques.

5.6. La qualification spatiale

Les contraintes de qualification spatiales sont définies par les températures de stockage de -40 °C à $+60$ °C, avec pour la chambre à vide une augmentation à $+140$ °C pendant les opérations de dégazage, les températures de

fonctionnement entre 10 °C et 30 °C, et la tenue aux vibrations avec un écart type de l'ordre de 100 m·s⁻². Les doses de radiation sont en revanche peu critiques à bord de l'ISS avec des niveaux proches de 10 Gy.

Les deux sous-systèmes les plus sensibles à ces contraintes sont bien entendu le tube césium et la source laser. Pour chacun de ces deux dispositifs une maquette représentative (MSTH) en masse, en volume et en thermique fut construite et largement instrumentée en accéléromètres et sondes thermiques. Les résultats effectués sous différents niveaux d'environnement furent complétés à l'aide de simulations numériques à éléments finis. Les objectifs de ces études sont de déterminer les résonances mécaniques, de dégager des marges importantes au glissement et à la rupture mécanique, de conserver les propriétés des blindages magnétiques, d'analyser finement le comportement thermique pour la détermination de l'effet du corps noir et d'assurer la stabilité des alignements optiques. À cela s'ajoute d'autres contraintes comme la sécurisation de la visserie et, la station spatiale ISS étant habitée, il faut aussi veiller à la sécurité concernant la lumière laser et sur le césium en cas de rupture inopinée lors d'une sortie extravéhiculaire.

Les mesures obtenues avec le modèle MSTH sont prises pour ajuster les paramètres du modèle numérique et atteindre un bon accord quel que soit l'environnement. Ce type de calcul permet donc de simuler des modifications de conception avec leurs sensibilités et de valider les évolutions pour le modèle de vol.

Le modèle MSTH du tube césium a résisté aux sollicitations mais avec une marge insuffisante au niveau de la tenue des joints ultravide et du maintien de la cavité d'interrogation. Ces aspects ont été revus et consolidés pour le modèle de vol. Les blindages ont conservé leurs propriétés. Enfin le comportement thermique dans l'environnement de fonctionnement est insuffisant pour déterminer exactement l'effet du rayonnement du corps noir. L'augmentation de la conductivité thermique et de l'émissivité de certains composants a permis de résoudre cette difficulté pour le modèle de vol.

Le modèle MSTH de la source laser a aussi résisté aux vibrations sans problème majeur. En revanche les essais thermiques menés sur le modèle d'ingénierie ont montré des instabilités importantes sur les alignements optiques. L'architecture optique et mécanique a donc été largement modifiée. La conception d'une meilleure conjugaison optique a permis de réduire la sensibilité aux déplacements mécaniques. La simplification des assemblages mécaniques, avec l'augmentation de la rigidité du banc optique fixé sur des amortisseurs mieux étudiés a amélioré la stabilité. Et, enfin, la procédure d'alignement est maintenant optimisée pour les 16 configurations optiques différentes.

6. Conclusion

Un modèle d'ingénierie d'une nouvelle génération d'horloge spatiale utilisant des atomes froids a été réalisé

et assemblé pour la première fois. Son fonctionnement est totalement paramétrable et contrôlable à distance. La production, la manipulation et la détection des atomes froids donnent les résultats attendus et les signaux d'interaction avec le champ micro-onde sont de toute beauté. Côté performances, la stabilité de fréquence de $3,3 \times 10^{-13} t^{-1/2}$ avec une résonance hyperfine de largeur 5,6 Hz et un faible niveau de bruit en détection confirme l'objectif de stabilité en vol inférieure à $10^{-13} t^{-1/2}$. Les évaluations sur les déplacements de fréquence ont fait ressortir une inhomogénéité sur le champ magnétique significative. Ces évaluations donnent une exactitude de fréquence de $1,6 \times 10^{-15}$ en accord avec les comparaisons avec la fontaine mobile au niveau de 10^{-15} . Avec les essais en environnement un certain nombre de modifications ont été intégrées au modèle de vol : pour la thermique, le magnétisme, la stabilité optique, la résistance mécanique et pour le logiciel de vol.

7. Perspectives

Le modèle de vol de l'horloge PHARAO est en phase finale de réalisation. La source micro-onde et le tube césium de vol sont qualifiés en vibration et en thermique. Les performances de la source micro-onde ont été mesurées et sont en accord avec les objectifs. Tous les sous-systèmes de la source laser sont qualifiés. Le modèle de vol du banc optique est aligné et son électronique de commande est intégrée. Les performances optiques, puissance laser et largeur spectrale sont bien supérieures à celles du modèle d'ingénierie. Il reste à terminer les opérations d'assemblage puis à procéder aux essais de recette. Le calculateur est qualifié et une nouvelle version du logiciel de vol est prête. Le banc sol est compatible des opérations en vol.

Les performances au sol de l'horloge MV seront aussi validées au niveau global de 10^{-15} mais avec un soin particulier sur le magnétisme et la thermique.

La mission spatiale ACES sera lancée en 2016 pour une durée de fonctionnement de trois ans. Les six premiers mois seront essentiellement consacrés à la physique de l'horloge en tirant bénéfice de la large gamme de vitesse de lancement possible. À l'issue de ces six mois, les paramètres optimaux de fonctionnement seront déterminés et conduiront à une première évaluation de l'incertitude de fréquence à quelques 10^{-16} près. Le reste de la mission sera consacré aux autres objectifs de la mission ACES. Cependant les déplacements de fréquence liés aux collisions entre atomes et à l'effet Doppler continueront, de façon périodique, à être étudiés. L'incertitude sur ces deux effets est liée à la résolution de mesure donnée par la stabilité de fréquence. Pour explorer la gamme des 10^{-17} d'incertitude pour ces effets il sera nécessaire d'accumuler un grand nombre de mesures dans des configurations différentes de vitesse des atomes pour mesurer l'effet Doppler. Or ce changement de vitesse entraînera de facto une modification de la distribution des atomes. Elle conduira à un autre déplacement de fréquence par collision qu'il faudra aussi mesurer.

Un projet futur, appelé STE-QUEST [29], a été proposé à l'ESA dans le cadre des missions moyennes du programme Cosmic Vision. Son objectif est de mesurer à la fois deux aspects de la relativité générale : le principe d'équivalence en utilisant un interféromètre à atomes froids avec deux isotopes différents et le déplacement gravitationnel, avec une horloge similaire à PHARAO mais plus performante sur une orbite très elliptique pour moduler largement le potentiel de gravité.

Remerciements

Le projet PHARAO est financé par l'agence spatiale française (CNES). Le SYRTE, département de l'Observatoire de Paris, est l'unité du Laboratoire national de métrologie et d'essais (LNE) en charge du domaine temps/fréquence ; il est aussi Unité Mixte de Recherche du CNRS (UMR8630) et associé à l'Université Pierre et Marie Curie. Nous remercions aussi toutes les équipes techniques, CNES et industries, qui ont contribué à la réalisation de cette horloge de nouvelle génération.

Références

- [1] GUÉNA J., ABGRALL M., ROVERA D., LAURENT Ph., CHUPIN B., LOURS M., SANTARELLI G., ROSENBUCH P., TOBAR M., LI R., GIBBLE K., CLAIRON A. et BIZE S., "Progress in Atomic Fountains at LNE-SYRTE", *IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, **59**, 2012, 391-410.
- [2] PARKER T.E., "Long-term comparison of caesium fountain primary frequency standards", *Metrologia*, **47**, 2010, 1-10.
- [3] PEIL S., CRANE S., SWANSON T. et EKSTROM C.R., "The USNO rubidium fountain", *IEEE Int. Frequency Control Symp. Expo.*, 2006, 304-306.
- [4] OVCHINNIKOV Y. et MARRA G., "Accurate rubidium atomic fountain frequency standard", *Metrologia*, **48**, 3, 2011, 87-100.
- [5] GILL P. et MARGOLIS H., "Optical clocks", *Physics World*, mai 2005, 35-39.
- [6] CHOU C.W., HUME D.B., KOELEMEN J.C.J., WINELAND, D.J. et ROSENBERG T., "Frequency Comparison of Two High-Accuracy Al⁺ Optical Clocks", *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 2010, 070802.
- [7] WESTERGAARD P.G., LODEWYCK J., LORINI L., LECALLIER A., BURT E.A., ZAWADA M., MILLO J. et LEMONDE P., "Lattice-induced frequency shifts in Sr optical lattice clocks at the 10⁻¹⁷ level", *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 2011, 210801.
- [8] LE TARGAT R., LORINI L., LE COQ Y., ZAWADA M., GUENA J., ABGRALL M., GUROV M., ROSENBUCH P., ROVERA D., NAGOMY B., GARTMAN R., WESTERGAARD P., TOBAR M., SANTARELLI G., CLAIRON A., BIZE S., LAURENT Ph., LEMONDE P. et LODEWYCK J., "Realization of an optical second with lattice clocks", to be published in *Nature Communications*.
- [9] WILL C.M., "The Confrontation between General Relativity and Experiment", *Living Rev. Relativity*, **9**, 2006, 3.
- [10] CACCIAPUOTI L., DIMARCO N., SANTARELLI G., LAURENT Ph., LEMONDE P., CLAIRON A., BERTHOUD P., JORNOD A., REINA F., FELTHAM S. et SALOMON C., "Atomic Clock Ensemble in Space: Scientific Objectives and Mission Status", *Nucl. Phys. B*, **166**, 2007, 303-306.
- [11] GOUJON D., ROCHAT P., MOSSET P., BOVING D., PERRI A., ROCHAT J., RANANAN N., SIMONET D., VERNEZ X., FROIDEVAUX S. et PERRUCHOUD G., "Development of the space active hydrogen maser for the ACES mission", *Proceedings EFTF Conference*, Noordwijk, The Netherlands, 2010.
- [12] HESS M.P., KEHRER J., KUFNER M., DURAND S., HEJC G., FRUHAUF H., CACCIAPUOTI L., MUCH R. et NASCA R., "ACES MWL Status and Test Results", *Proceedings IEEE-FCS and EFTF Joint Conference*, San Francisco, USA, 2011.
- [13] PROCHAZKA I., KODET J., SCHREIBER U. et CACCIAPUOTI L., "Development of the European Laser Timing instrumentation for the ACES time transfer using laser pulses", *Proceedings EFTF Conference*, Noordwijk, The Netherlands, 2010.
- [14] 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, 1771-1774.
- [15] SANTARELLI G., « Contribution à la réalisation d'une fontaine atomique », Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie, Paris VI, 1996.
- [16] ALLARD F., MAKSIMOVIC I., ABGRALL M. et LAURENT Ph., "Automatic system to control the operation of an extended cavity diode laser", *Rev. Sci. Instrum.*, **75**, 2004, 54-58.
- [17] BAILLARD X., GAUGUET A., BIZE S., LEMONDE P., LAURENT Ph., CLAIRON A. et ROSENBUCH P., "Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers", *Opt. Commun.*, **266**, 2006, 609-613.
- [18] MANN A., SHENG C. et LUITEN A., "Cryogenic sapphire oscillator with exceptionally high frequency stability", *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **50**, 2001, 519-521.
- [19] DALIBARD J. et COHEN TANNODJI C., "Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical model", *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 11, 1989, 2023-2045.
- [20] SANTARELLI G., LAURENT Ph., LEMONDE P., CLAIRON A., MANN A.G., CHANG S., LUITEN A.N. et SALOMON C., "Quantum projection noise in an atomic fountain: A high stability cesium frequency standard", *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 1999, 4619-4622.
- [21] ITANO W., LEWIS L. et WINELAND D., "Shift of 2S_{1/2} hyperfine splittings due to blackbody radiation", *Phys. Rev. A*, **25**, 2, 1982, 1233-1235.
- [22] 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**, 1, 1998, 436-439.
- [23] ULZEGA S., HOFER A., MOROSHKIN P., MOLER-SIEBERT R., NETTELS D. et WEIS A., "Measurement of the forbidden electric tensor polarizability of Cs atoms trapped in solid 4He", *Phys. Rev. A*, **75**, 4, 2007, 042505.

- [24] BELOY K., SAFRONOVA U.I. et DEREVIANKO A., “High-accuracy calculation of the blackbody radiation shift in the ^{133}Cs primary frequency standard”, *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 4, 2006, 040801.
- [25] MORIC I., LAURENT Ph., THOMIN S. et CHRISTOPHE V., “Magnetic shielding of the cold atom space clock PHARAO”, à paraître.
- [26] MORIC I., DEGRAEVE C.M., GROSJEAN O. et LAURENT Ph., “Magnetic hysteresis and active compensation: application to the space clock PHARAO”, à paraître.
- [27] SZYMANIEC K., Chałupczak 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**, 15, 2007, 153002.
- [28] BIZE S., LAURENT Ph., ABGRALL M., MARION H., MAKSIMOVIC I., CACCIAPUOTI L., GRUNERT 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 ^{133}Cs fountains”, *C.R. Phys.*, **5**, 8, 2004, 829-844.
- [29] STE-QUEST Proposal, <http://sci.esa.int/ste-quest>.

Article reçu le 2 juillet 2013, version révisée reçue le 27 mai 2014.