

Évaluation métrologique
de l'étalon primaire de fréquence FoCS-2
avec une incertitude de quelques 10^{-15}

Thèse présentée à la Faculté des Sciences
pour l'obtention du grade de docteur ès sciences
par :

Antoine Jallageas

M. Sc. en Physique de l'Université de Lille 1

acceptée le 07 mars 2017 par les membres du jury :

Prof. T. Südmeyer	Directeur de thèse
Dr S. Weyers	Rapporteur
Dr P. Berthoud	Rapporteur
Dr J. Morel	Rapporteur
Prof. hon. P. Thomann	Membre invité
Dr S. Schilt	Membre invité

Neuchâtel, Avril 2017

IMPRIMATUR POUR THESE DE DOCTORAT

La Faculté des sciences de l'Université de Neuchâtel
autorise l'impression de la présente thèse soutenue par

Monsieur Antoine JALLAGEAS

Titre:

**“Evaluation métrologique de l'étalon
primaire de fréquence FoCS-2 avec une
incertitude de quelques 1×10^{-15} ”**

sur le rapport des membres du jury composé comme suit:

- Prof. Thomas Südmeyer, directeur de thèse, UniNE
- Prof. hon. Pierre Thomann, UniNE
- Dr Stéphane Schilt, UniNE
- Dr Stefan Weyers, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, Allemagne
- Dr Patrick Berthoud, Oscilloquartz, Neuchâtel, Suisse
- Dr Jacques Morel, METAS, Berne, Suisse

Neuchâtel, le 29 mai 2017

Le Doyen, Prof. R. Bshary



Où ions tenaces s'unifient.

Mots clés : horloges atomiques, étalon primaire de fréquence, fontaine atomique continue, césium

Résumé : Ce travail de doctorat porte sur l'étude et l'évaluation métrologique de l'étalon primaire de fréquence FoCS-2. Cette horloge atomique, unique en son genre, fonctionne en utilisant un jet continu d'atomes de césium froids. Faisant suite à 20 ans de développement à l'Observatoire de Neuchâtel et au Laboratoire Temps-Fréquence de l'Université de Neuchâtel, FoCS-2 se trouve désormais dans les locaux de l'institut fédéral de métrologie METAS à Berne. Ce manuscrit présente les évolutions et les améliorations qui ont été effectuées sur la fontaine durant ces quatre dernières années ainsi que l'état actuel de l'évaluation métrologique de celle-ci.

Le chapitre 3 présente une analyse de l'effet de fuites micro-ondes sur la fréquence de l'horloge ainsi qu'une solution pour supprimer leur effet. Ces fuites, à l'origine de courants de surface sur les câbles coaxiaux utilisés pour alimenter la cavité micro-onde, provoquaient un déplacement de fréquence dépendant de la vitesse de lancement des atomes. Lorsque celle-ci variait de 3,91 à 4,10 m/s, une variation de la fréquence relative de l'horloge de 150×10^{-15} était observée. À l'issue de cette étude, une cloche en graphite a été installée entre les atomes de césium et les câbles coaxiaux d'alimentation. Cette cloche, qui a pour rôle de protéger les atomes du champ électromagnétique perturbateur, va ainsi permettre de réduire la dépendance précédemment citée sous le seuil de précision des mesures de la fontaine ($0,5 \times 10^{-15}$). Cette modification constitue une amélioration majeure de l'étalon primaire de fréquence. Elle a notamment permis la réalisation d'une première évaluation métrologique de la fontaine.

Le chapitre 4 présente les résultats de la première évaluation métrologique de FoCS-2 réalisée dans les laboratoires de METAS. Cette évaluation porte notamment sur l'évaluation des déplacements de fréquence dus aux gradients de phase de la cavité ainsi que sur les phénomènes de cohérences atomiques. Ces évaluations reposent aussi sur le développement de nouvelles simulations de Monte-Carlo qui permettent de mieux appréhender et confirmer les résultats expérimentaux obtenus. À ce jour, le budget d'incertitude est de $(66,73 \pm 1,99) \times 10^{-15}$.

Ces résultats, forts encourageants, se voient confortés par une mesure comparative de FoCS-2 contre l'échelle de Temps Terrestre (TT) qui donne le résultat de $(-0,56 \pm 2,27) \times 10^{-15}$. Ainsi, une première contribution officielle de FoCS-2 à TAI (Temps Atomique International) est espérée avant la fin de cette année.

Keywords : atomic clocks, primary frequency standard, continuous atomic fountain, caesium

Abstract : This work focusses on the study and the metrological evaluation of the FoCS-2 primary frequency standard. This atomic clock, one of a kind, uses a continuous beam of cold cesium atoms. Following 20 years of development in the Observatory of Neuchâtel and the Time and Frequency Laboratory of the University of Neuchâtel, FoCS-2 is now located in the federal institute of metrology METAS in Bern. This thesis presents the different developments and improvements that have been made on the fountain during the last four years as well as the current state of its metrological evaluation.

Chapter 3 presents an analysis of the effect of the microwave leakages on the clock frequency and a solution to cancel it. Originally these leakages induce spurious currents on the external surface of the coaxial cables which are used to feed the microwave cavity and induce a frequency shift that depends on the atomic velocity. When it varied from 3.91 to 4.10 m/s, a variation of the relative frequency of 150×10^{-15} was observed. At the end of this study, a graphite cylinder was installed between the atomic beam and the coaxial cables. This cylinder aims to protect atoms from the unwanted electromagnetic field and thus will reduce the velocity dependancy below the accuracy threshold of the measurements (0.5×10^{-15}). This modification is a major improvement of the primary frequency standard. It made possible the realization of the a first metrological evaluation of the fountain.

Chapter 4 reports the results of the first metrological evaluation of FoCS-2 realized in the METAS laboratories. This evaluation focusses, in particular, on the evaluation of the distributed cavity phase frequency shifts and on atomic coherence effects. These evaluations are also based on new Monte-Carlo simulations which allow a better understanding and confirm the experimental results. To date, the uncertainty budget is $(66.73 \pm 1.99) \times 10^{-15}$.

These encouraging results are confirmed by a comparison measurement between FoCS-2 and the Terrestrial Time scale (TT) which gives $(-0.56 \pm 2.27) \times 10^{-15}$. In this way a first contribution to International Atomic Time scale (TAI) is expected before the end of the year.

Remerciements

Mon travail de doctorat porte sur le développement de l'étalon primaire de fréquence FoCS-2. Il a été financé par le Fonds National Suisse pour la Recherche Scientifique (FNS) et l'institut fédéral de métrologie METAS. Ce travail est le fruit d'une collaboration entre le Laboratoire Temps-Fréquence (LTF) de l'Université de Neuchâtel et METAS. Si ce premier est le laboratoire qui a encadré mon travail de recherche, METAS est le lieu de résidence de la fontaine et par conséquent, mon lieu de travail. Ainsi, qui dit deux institutions, dit deux fois plus de remerciements.

De nombreuses autres personnes ont participé à l'aboutissement de ces travaux de recherche. Je crois qu'il serait illusoire de penser n'oublier personne, alors je prie, par avance, les personnes qui ne sont pas citées ici, comme il se devrait, de bien vouloir me pardonner.

Mes premiers remerciements vont tout naturellement vers mon directeur de thèse, le professeur Thomas Südmeyer, qui a accepté de m'accueillir dans son laboratoire et qui m'a permis de mener à bien ces quatre années de doctorat. Malgré les kilomètres qui nous séparent, sa disponibilité ainsi que son optimisme m'auront toujours aidé à garder le cap.

Je tiens aussi à remercier grandement Jacques Morel, chef du laboratoire Photonique Temps-Fréquence de METAS, de m'avoir accueilli dans son équipe et d'avoir rendu ces quatre années à METAS suffisamment agréable pour que je prolonge mon séjour à l'institut après ce doctorat. Ses conseils, son aide et sa disponibilité au quotidien auront été d'une aide majeure dans la réalisation de mon travail de recherche.

Un grand merci à Stefan Weyers, Patrick Berthoud, Jacques Morel, Pierre Thomann et Stéphane Schilt d'avoir accepté de devenir membres de mon jury de doctorat et d'avoir accordé une partie de leur temps précieux à l'évaluation de ce travail.

Merci à Gianni Di Domenico d'avoir guidé mes premiers pas de doctorant et de m'avoir initié au fonctionnement de ce magnifique objet qu'est la fontaine continue.

Merci également à Michael Petersen pour son aide pour « trouver la fuite », pour ses conseils et sa vision nouvelle sur l'horloge. Tu auras été un excellent colocataire de chambre d'hôtel et un chouette compagnon de dégustation de vin.

J'exprime aussi ma gratitude envers Stéphane Schilt pour son aide régulière et pour m'avoir laissé opérer en tant qu'assistant de TP, expérience très intéressante et enrichissante.

Il faut plus qu'un homme pour entretenir FoCS-2. De ce fait, je n'aurai de cesse de vanter les mérites et de remercier Patrick Scherler et Dominique Schenker pour le support technique qu'ils m'ont apporté, ainsi que pour les nombreux conseils qu'ils m'ont donné. Merci aussi au personnel des ateliers techniques du LTF et de METAS.

Je tiens à remercier chaudement Muriel Vallery, Natacha Gassmann Aubert et Joëlle Kunz pour leur travail et leurs aides régulières pour les tâches administratives, tâches, semble-t-il, trop compliquées pour moi.

Enfin, un grand merci à mes collègues du LTF qui, malgré mon absence au quotidien, ont toujours montré de l'intérêt à la meilleure fontaine continue du monde, et qui m'ont toujours accueilli chaleureusement lors des diverses réunions ou autres apéros et soupers de Noël.

Je tiens aussi à remercier le professeur André Stefanov pour ses conseils et sa disponibilité. Je remercie aussi chaudement le professeur Pierre Thomann pour sa disponibilité, son enthousiasme sans limite et son aide inestimable. Merci encore de m'avoir accompagné dans la fin de cette rédaction.

Puisque aujourd'hui ils sont officiellement mes collègues, je ne m'étendrai pas plus que de raison, mais je tiens à remercier avec la plus grande sincérité mes collègues de la section Longueur, Optique et Temps à METAS. Notamment Christian, Armin, Laurent-Guy et ma colocataire Natascia. Leur bonne humeur et leur soutien quotidien ont fait de cette période de doctorat une période extrêmement agréable et je me réjouis de pouvoir continuer à les côtoyer chaque jour. Une pensée particulière pour Marie, *a.k.a.* la stagiaire, présente durant les six derniers mois de mon doctorat. Merci aussi à Anaïs, Céline et Sharona pour leur sympathie et leur motivation, presque sans faille, pour déguster du bon vin ou venir profiter de l'ambiance du bureau HB10.

Alors bien entendu, et je pense que la plupart d'entre vous l'ont déjà remarqué, il manque quelqu'un dans ces remerciements. Roi du GrillFest, Roi du Pastetli et de la première bière, Suzerain des apéritifs et protecteur du bureau HB10, père des tournevis, maître du ruban adhésif et grand chevaucheur de birkenstoch, Dr.D., Laurent de la Maison Devenoges, presque premier du nom. Présent de mon premier jour jusqu'au dernier, tu auras été d'une aide inestimable pour moi. Toujours de bon conseil et extrêmement

patient, tu es plus qu'un simple compagnon de laboratoire ou de conférence pour moi. Ne sachant quoi dire de plus, je détourne légèrement une citation du vendeur de BD des Simpson pour partager mes sentiments : « Il n'y a pas assez de touches sur mon clavier pour exprimer ma gratitude... ». Merci Laurent.

Pour terminer, je veux adresser mes remerciement à mes proches. À mes copains et à mes amis bien sûr, ainsi qu'à ma famille pour leurs encouragements et leur soutien. Encore merci à mes relecteurs, notamment Rémi, mon frère, et mon ami Guislain, qui n'ont pas eu peur de s'attaquer à ce document qui, pour des non physiciens, n'est pas facile à aborder. Merci à mes parents, Laurence et Franck, de m'avoir soutenu et encouragé à réaliser les études de mon choix. Merci aussi à mon épouse Marie-Laure pour m'avoir toujours encouragé dans cette aventure, de m'avoir suivie en Suisse et de me permettre, au quotidien, de réaliser mes rêves et vivre heureux. Enfin, merci à mon fils Eloi qui aura démontré l'efficacité d'une bonne partie de Duplo sur le stress et le moral de son papa.

Liste des acronymes

BIPM Bureau International des Poids et Mesures
CEM Compatibilité Électro-Magnétique
DCPS *Distributed Cavity Phase Shift*
DDS *Direct Digital Synthesizer*
DFB *Distributed FeedBack laser diode*
DRO *Dielectric Resonator Oscillator*
ECDL *Extended Cavity Laser Diode*
EFTF *European Frequency and Time Forum*
EPFL École Polytechnique Fédérale de Lausanne
FoCS-2 Fontaine Continue Suisse
MAO Modulateurs Acousto-Optiques
MES Moteur Électro-Statique
MJD Jour Julien Modifié
MM-3D Mélasse Mouvante tri-dimensionnelle
MOPA *Master Oscillator and Power Amplifier*
MP Maintien de Polarisation
MZM Modulateur Mach-Zehnder
NTC *Negative Temperature Coefficient*
OFHC *Oxygen-Free High Conductivity*
PI Proportionnel-Intégrateur
PLL *Phase-Locked Loop*
PMO Pièges Magnéto-Optique
PTB Physikalisch-Technische Bundesanstalt
RWA *Rotating Wave Approximation*
TAI Temps Atomique International
TT Temps Terrestre
UTC *Coordinated Universal Time*
VCXO *Voltage-Controlled Crystal Oscillator*

Table des matières

Introduction	1
1 Les horloges atomiques	5
1.1 Les horloges atomiques	5
1.2 Les fontaines atomiques.	13
1.3 La fontaine continue FoCS-2	14
2 Description de la fontaine continue suisse FoCS-2	23
2.1 La fontaine atomique	23
2.1.1 Le système à vide	25
2.1.2 La chambre de pré-source	28
2.1.3 La chambre source	29
2.1.4 La chambre de vol libre	37
2.1.5 La chambre de détection	40
2.1.6 Le dôme d'alimentation micro-onde	42
2.2 La table optique	42
2.2.1 Le PMO bidimensionnel	44
2.2.2 La mélasse tridimensionnelle	47
2.2.3 Le réseau 1	47
2.2.4 Le réseau 2	48
2.2.5 Le dépompage	48
2.2.6 Le faisceau de détection	48
2.2.7 Le faisceau repompeur	49
2.3 La cavité micro-onde	49
2.3.1 Description de la cavité	50
2.3.2 Gradients de phase	51
2.4 Le synthétiseur micro-onde	56
3 Fuites micro-ondes dans FoCS-2	59
3.1 Dépendance de la fréquence avec la vitesse des atomes	59
3.2 Origine des fuites micro-ondes	61
3.3 Courants de surface	68
3.4 Evaluation du déplacement de fréquence	73

3.4.1	Courants de surface	74
3.4.2	Protocole d'évaluation	75
3.4.3	Micro-onde pulsée	77
3.5	Conclusion	78
4	Evaluation métrologique de FoCS-2	81
4.1	Déplacement de fréquence dû à l'effet Zeeman quadratique . .	81
4.2	Déplacements de fréquence liés à la cavité micro-onde	83
4.2.1	Tirage de la cavité	84
4.2.2	Déplacement de fréquence dû à l'effet <i>end-to-end</i> . . .	85
4.2.3	Déplacements de fréquence dus aux gradients de phase . . .	87
4.3	Déplacement de fréquence dû aux collisions entre atomes de césium	97
4.4	Déplacements de fréquence dus aux effets de cohérences ato- miques	98
4.4.1	Relatifs à l'effet Majorana	98
4.4.2	Relatif au <i>Rabi pulling</i>	100
4.4.3	Relatif au <i>Ramsey pulling</i>	101
4.5	Déplacements de fréquence dus à la lumière diffuse	102
4.5.1	Provenant de la source atomique	103
4.5.2	Provenant de la détection	104
4.6	Autres déplacements de fréquence	106
4.6.1	Déplacements relatifs aux effets relativistes	106
4.6.2	Déplacement relatif au rayonnement corps noir	107
4.6.3	Déplacement relatif à la pureté du signal micro-onde . .	108
4.7	Autres effets non évalués	109
4.8	Le budget d'incertitude	109
	Conclusion	111
A	L'atome de césium	115
A.1	L'atome de césium	115
A.2	Modèle de l'atome à 6 niveaux	117
A.2.1	Hamiltonien atomique H_0	118
A.2.2	Définition du terme de perturbation \vec{V}	119
A.2.3	Démonstration 2D	120
A.2.4	Démonstration 3D	125
B	Simulations de Monte-Carlo	129
C	Modèle analytique de la phase dans la cavité micro-onde	137
C.1	Définition des termes	137
C.2	Evaluation des déplacements de fréquence relatifs	139
C.3	Conclusion	143

D	Equation de Bloch Magnétique	145
E	Alimentation par fibre optique de la cavité micro-onde	149
F	Publications et conférences	155
	Bibliographie	159

Introduction

Les horloges atomiques sont des instruments qui tirent parti de l'exactitude et de la stabilité d'un rayonnement électromagnétique émis par un atome lorsque l'un de ses électrons effectue une transition entre deux niveaux d'énergies (nous parlons alors d'horloge active) ou d'un rayonnement électromagnétique asservi par les atomes explorant cette même transition entre deux niveaux d'énergie (nous parlons alors d'horloge passive). Dès lors, les horloges atomiques sont aussi appelées *étalons de fréquence*. Ce sont les instruments qui vont réaliser la définition de la seconde telle que décidée lors de la treizième conférence générale des poids et mesures en 1967 [1] :

La seconde est la durée de 9 192 631 770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de césium 133.

Ces instruments vont aussi être utilisés pour la réalisation de diverses échelles de temps de référence telles que *Coordinated Universal Time* (UTC) [2] ou encore **T**emps **A**tomique **I**nternational (TAI) [3, 4]. Cette définition a été complétée en 1997 par le comité en précisant que compte tenu des déplacements de fréquence dus aux effets radiatifs [5–7], l'atome de césium de la définition est au repos à une température de 0 K. Il est donc nécessaire que les étalons de fréquence tiennent compte de cet effet et de tous les autres effets pouvant perturber la fréquence du signal émis par l'horloge.

Cette définition implique ainsi que la fréquence de la transition hyperfine de l'état fondamental de l'atome de césium est égale à 9 192 631 770 Hz. Cette transition est aussi appelée *transition horloge* en référence à son utilisation. Les étalons de fréquence qui utilisent cette transition de l'atome de césium pour définir la seconde du **S**ystème **I**nternational d'unité (SI) sont appelés *étalon primaire de fréquence* (c'est le cas des fontaines atomiques).

Cependant, toutes les horloges à césium ne définissent pas directement la seconde mais peuvent être utilisées pour créer des échelles de temps. Par ailleurs d'autres instruments n'utilisant pas l'atome de césium et donc la définition de la seconde sont utilisés pour réaliser les échelles de temps. Ces instruments sont tout de même des horloges atomiques qui utilisent d'autres transitions atomiques. Il en existe différentes catégories qui sont : les horloges

à rubidium [8–10], les horloges optiques à réseaux [11–13] et les horloges optiques à ions [14,15] et bien entendu les masers à hydrogène [16,17]. Notons que les masers à hydrogène possèdent une très bonne stabilité à court terme et qu'ils sont très répandus, notamment comme référence locale dans les laboratoires.

Ce travail de doctorat porte sur l'évaluation de la **Fontaine Continue Suisse** (FoCS-2). Cette horloge est un étalon primaire de fréquence de type *fontaine à atomes de césium froids*. Cependant, à l'inverse de ses consœurs dites *pulsées* [8, 18–21], c.-à-d. utilisant des nuages d'atomes froids, FoCS-2 utilise un jet continu d'atomes froids. Cette différence fondamentale fait de FoCS-2 une horloge unique au monde et introduit un certain nombre d'avantages et d'inconvénients.

Ce manuscrit est divisé en plusieurs parties :

- Le *chapitre 1* présente d'abord les principes physiques qui régissent le fonctionnement des horloges atomiques ainsi que les notions d'exactitude et de stabilité qui permettent d'évaluer et de comparer la qualité des horloges. Il décrit ensuite le principe de fonctionnement des jets thermiques puis des fontaines à atomes froids, et enfin de la fontaine continue FoCS-2.
- Le *chapitre 2* décrit en détail le dispositif expérimental de FoCS-2, avec d'une part la fontaine atomique où se trouvent les atomes et d'autre part la table optique où sont générés les faisceaux lasers nécessaires à l'expérience. Une attention particulière sera aussi portée à la description de la cavité micro-onde ainsi qu'au synthétiseur de fréquence.
- Le *chapitre 3* est consacré à l'analyse des fuites micro-ondes dans la fontaine continue ainsi qu'à la méthode utilisée pour les supprimer. Il décrit ensuite l'évaluation métrologique de l'effet résiduel des fuites sur la fréquence de l'horloge.
- Enfin, le *chapitre 4* présente l'évaluation métrologique des déplacements de fréquence qui peuvent être induits par différents effets présents dans la fontaine. Ce chapitre est conclu par le budget d'incertitudes de l'étalon primaire de fréquence FoCS-2.

Ce manuscrit contient aussi plusieurs annexes afin de donner de plus amples informations sur certains points abordés tout au long des chapitres.

- L'*annexe A* rappelle quelques généralités sur l'atome de césium 133 puis décrit un modèle théorique simplifié de l'atome de césium à 6 sous-niveaux hyperfins.
- L'*annexe B* présente les simulations de Monte-Carlo basées sur le modèle de l'atome de césium à 6 sous-niveaux hyperfins. Ces simulations ont pour objectif d'aider à l'évaluation de divers déplacements de fréquence de l'horloge continue.

- L'*annexe C* présente l'analyse mathématique réalisée pour mieux appréhender les contributions des gradients de phase du champ micro-onde dans la cavité de Ramsey.
- L'*annexe D* expose brièvement les équations de Bloch magnétiques utilisées lors du calcul des probabilités de transition lors d'une interrogation de Ramsey et des déplacements de fréquence étudiés de manière théorique.
- L'*annexe E* résume les travaux entrepris durant ce travail de doctorat sur la réalisation d'une nouvelle méthode d'alimentation de la cavité micro-onde utilisant des fibres optiques à la place de câbles coaxiaux. Comme le décrit plus en détail le chapitre 3, cette méthode veut prévenir toute possibilité de perturbations micro-ondes pouvant survenir durant le transport du signal d'interrogation depuis le synthétiseur RF jusqu'à la cavité de Ramsey.
- Enfin, l'*annexe F* liste l'ensemble des présentations orales, posters et publications qui ont été réalisés durant ce travail de doctorat.

Chapitre 1

Les horloges atomiques

Ce premier chapitre a pour objectif de faire une présentation globale des étalons primaires de fréquence et de leurs principes de fonctionnement. La section 1.1 présentera des principes généraux des horloges atomiques tandis que la section 1.2 détaillera la technologie des fontaines atomiques. Enfin, la section 1.3 décrira le fonctionnement de FoCS-2 et ses spécificités vis-à-vis de ses consœurs pulsées.

1.1 Les horloges atomiques

Une horloge est un instrument qui utilise un signal périodique pour indiquer l'heure. Que ce signal soit d'origine mécanique (pendule) ou électrique (montre à quartz), il est à la base de la génération d'une seconde, élément de base de notre système horaire. Cependant, l'horloge étant une structure complexe soumise au vieillissement et à son environnement, la seconde qu'elle fournit est intrinsèquement différente de la définition physique de la seconde exposée en introduction. Il existe alors deux notions qui permettent de rendre compte de la qualité de l'horloge : l'*exactitude* et la *stabilité*.

L'exactitude est définie comme le caractère de ce qui est conforme à la vérité tandis que la stabilité (aussi appelée précision) est le caractère de ce qui se maintient sur la durée. Autrement dit, l'exactitude d'une horloge est sa capacité à fournir une seconde la plus proche possible de la définition tandis que la stabilité est sa faculté à reproduire une seconde de manière identique au cours du temps. La figure 1.1 donne un exemple illustré des définitions des notions d'exactitude et de stabilité pour le cas d'une expérience consistant à tirer sur une cible à plusieurs reprises. Ainsi, plus un impact est proche du centre de la cible, plus il est considéré comme exact, tandis que plus les tirs sont concentrés plus l'expérience est considérée comme stable (précise). Quatre cas sont alors identifiables. Le premier (a) correspond à des tirs peu groupés et peu centrés. Le second (b) correspond à des tirs regroupés mais pas centrés. La mesure est fidèle. Le troisième (c) correspond à des tirs cen-

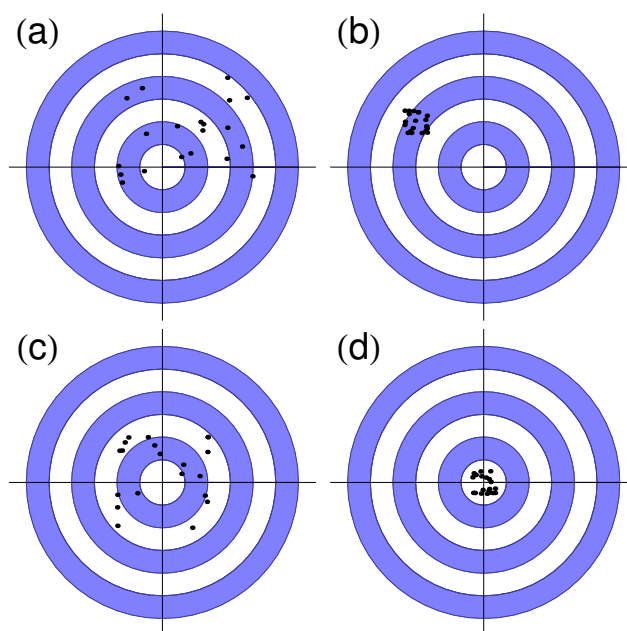


FIGURE 1.1 : Schéma illustrant les notions d'exactitude et de stabilité. Nous pouvons distinguer quatre cas. Si les impacts sont diffus et excentrés (a), nous observons alors un cas peu exact et peu précis. Si les impacts sont concentrés mais excentrés (b) nous sommes dans un cas fidèle. Le troisième cas (c) est exact mais peu précis puisque les impacts sont centrés mais diffus. Nous parlons de cas juste. Enfin, le dernier cas (d) présente des impacts centrés et concentrés. L'expérience est fidèle et juste. Elle est dite exacte.

trés mais diffus. La mesure est juste (la valeur moyenne des tirs est bonne). Enfin le cas (d) est fidèle et juste. Le cas est dit exact.

C'est suite à l'amélioration significative de la stabilité et de l'exactitude des premières générations d'horloges atomiques que la décision fut prise en 1967, de modifier la définition de la seconde afin que celle-ci puisse être générée par ces systèmes. Depuis la seconde n'est plus définie directement, c.-à-d. comme un intervalle de temps¹, mais indirectement grâce à la génération de la fréquence d'une transition atomique.

Principe de fonctionnement d'une horloge atomique

Une horloge atomique, ou un étalon de fréquence, est un système physique utilisant une transition atomique pour générer un signal de référence qui permettra d'asservir un oscillateur². La structure chargée d'interroger les atomes s'appelle le résonateur atomique. Le signal créé par l'oscillateur

1. Une seconde était définie comme $1/31\,556\,925,974\,7$ de l'année tropique 1900. C'est la seconde du **T**emps des **É**phémérides (TE).

2. Il existe différents types d'oscillateurs. Initialement à quartz, nous trouvons aujourd'hui des horloges atomiques fonctionnant avec des oscillateurs cryogéniques à résonateur en saphir [22, 23] ou des peignes asservis sur des cavités optiques ultra-stables [24, 25].

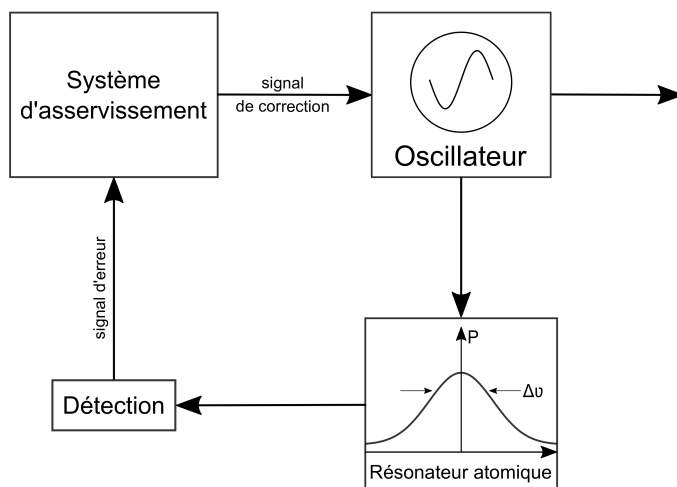


FIGURE 1.2 : Schéma présentant le fonctionnement général d'une horloge atomique. Il consiste en l'asservissement de la fréquence d'un oscillateur par une référence de fréquence aux propriétés d'exactitude et de stabilité bien meilleures.

obtient les propriétés d'exactitude et de stabilité de la transition atomique via son asservissement sur le résonateur atomique. Ainsi, l'oscillateur fournira le signal périodique nécessaire à l'élaboration de la seconde. Ce principe de fonctionnement est illustré sur la figure 1.2.

Le signal produit par l'oscillateur est utilisé pour générer un signal très proche en fréquence de celui de la transition atomique utilisée. Ce signal est modulé en fréquence ou en phase afin d'utiliser la transition atomique comme discriminateur de fréquence. La réponse du résonateur est alors détectée et utilisée pour générer un signal d'erreur. Ce signal d'erreur est converti par un système d'asservissement afin de corriger la fréquence de l'oscillateur par rapport à celui du résonateur. Concrètement les atomes, de césium dans le cas des étalons primaires de fréquence, dans le résonateur atomique sont préparés dans l'état atomique $|F = 3\rangle$. Le signal d'interrogation généré à partir de l'oscillateur est alors utilisé pour exciter les atomes afin de leur faire effectuer la transition atomique. Après cette excitation, la détection va mesurer le nombre d'atomes qui auront réalisé la transition de l'état $|F = 3\rangle$ à l'état $|F = 4\rangle$. Il est alors possible de déterminer, en fonction de la fréquence du signal d'interrogation, la probabilité de transition des atomes, $P(\nu)$, de l'état $|F = 3\rangle$ à l'état $|F = 4\rangle$ telle que :

$$P(\nu) \approx \frac{1}{2} \left(1 + \cos \left(\frac{\pi(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu} \right) \right). \quad (1.1)$$

Où ν est la fréquence du signal d'interrogation, ν_0 la fréquence de la transition atomique interrogée non perturbée, soit 9 192 631 770 Hz, et $\Delta\nu$ la

largeur de la distribution de probabilité de transition. L'asservissement est quant à lui réalisé en mesurant la différence de probabilité de transition ΔP en mesurant successivement la probabilité de transition sur les deux flancs opposés de la distribution de probabilité, que nous nommerons aussi frange de résonance ou frange de Ramsey. C'est cette mesure de ΔP qui constitue le discriminateur de fréquence et qui peut être réalisée en variant la fréquence (modulation de fréquence) ou la phase (modulation de phase) du signal d'interrogation. En utilisant une détection synchrone, il est alors possible de générer un signal d'erreur proportionnel à la différence de fréquence entre le résonateur atomique et le signal d'excitation qui, après amplification par un régulateur **P**roportionnel-**I**ntégrateur (PI), sera converti en signal de correction et envoyé à l'oscillateur afin de corriger la fréquence de celui-ci. Cette correction va permettre, pour chaque cycle d'asservissement de l'horloge, de maintenir la fréquence de l'oscillateur local la plus proche possible de la fréquence horloge.

Nous pouvons ainsi définir la fréquence de l'oscillateur asservi telle que :

$$\nu(t) = \nu_0 \times (1 + \epsilon + y(t)), \quad (1.2)$$

où ϵ représente un déplacement relatif systématique de la fréquence de l'oscillateur par rapport à la fréquence de la transition atomique, et $y(t)$ représente les fluctuations relative de fréquence du signal de l'oscillateur asservi au cours du temps.

L'exactitude d'une horloge atomique ne peut être garantie que si la valeur des déplacements de fréquence peut-être suffisamment bien déterminée³ sur la valeur de déplacement systématique de fréquence ϵ . Les horloges atomiques présentent ainsi un budget d'incertitudes listant les valeurs des déplacements de fréquence (et leurs incertitudes) induits par l'environnement de l'horloge.

La stabilité d'une horloge atomique est sa capacité à maintenir sa fréquence $\nu(t)$ constante dans le temps.

Soit \bar{y}_k la valeur moyenne de la fréquence relative de l'horloge sur une période de temps $\tau = t_{k+1} - t_k$ qui correspond à un cycle de l'horloge calculable de la façon suivante :

$$\bar{y}_k = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_{k+1}} y(t) dt. \quad (1.3)$$

La stabilité, caractérisée par la déviation Allan [26], est alors définie par la dispersion des mesures de fréquence relative moyenne \bar{y}_k . Cette déviation Allan $\sigma_y(\tau)$ est déterminée à partir de la variance Allan $\sigma_y^2(\tau)$, variance à

3. Dans le domaine des horloges atomiques, l'incertitude correspond à une incertitude à 1σ sur la valeur de ϵ .

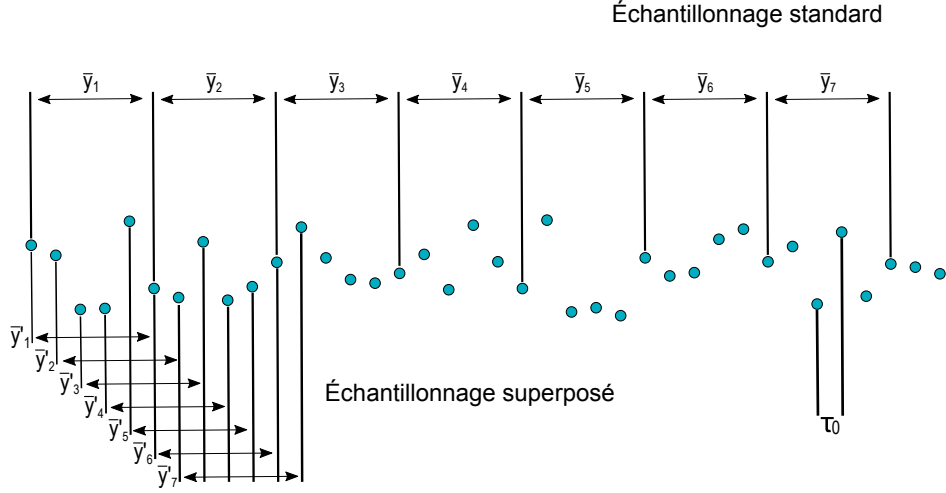


FIGURE 1.3 : Représentation de l'échantillonnage réalisé selon que la variance Allan est standard (via \bar{y}_k) ou superposée (via \bar{y}'_k). Dans les deux cas, la fréquence moyenne est calculée sur un intervalle de temps τ où $\tau = t_{k+1} - t_k$ et $\tau = n \times \tau_0$ avec τ_0 le temps entre deux mesures de fréquence (points).

deux échantillons des périodes de temps successives τ [27] :

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2 \rangle \quad (1.4)$$

$$= \frac{1}{2p_1} \sum_{k=1}^{p_1} (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2, \quad (1.5)$$

où $p_1 = \lfloor \frac{M}{n} \rfloor - 1$ et correspond au nombre de paires de valeurs \bar{y}_k qui peuvent être formées sur les M échantillons de fréquence mesurés, avec n représentant alors le nombre d'intervalles de temps τ_0 entre chaque mesure de fréquence tel que $\tau = n \times \tau_0$.

La déviation Allan peut aussi être déterminée par une autre méthode. Introduite dans [28], cette méthode appelée variance Allan superposée permet d'améliorer l'analyse des données mesurées et ainsi rendre mieux compte de la stabilité de l'horloge étudiée. Elle est calculée de la manière suivante :

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2p_2} \sum_{k=1}^{p_2} (\bar{y}'_{k+1} - \bar{y}'_k)^2, \quad (1.6)$$

avec $p_2 = M - 2n + 1$. La figure 1.3 illustre les deux manières d'échantillonner les mesures de fréquence afin de déterminer la variance Allan standard ou la variance Allan superposée. Cette seconde méthode, plus couramment utilisée, permet d'obtenir une incertitude plus petite sur la stabilité de l'horloge [29]

Une des forces de la déviation Allan est d'évoluer de manière différente selon la nature du bruit du signal généré par l'oscillateur. Ainsi, si la dépendance de la variance Allan est en $\tau^{-1/2}$, le bruit de l'oscillateur est un bruit

blanc de fréquence, c.-à-d. que sa densité spectrale est constante sur la bande passante [26]. En postulant que l'horloge atomique est dominée par du bruit blanc de fréquence⁴ et en définissant (S/N) , le rapport signal-sur-bruit de la mesure de probabilité, nous pouvons alors définir la déviation Allan telle que :

$$\sigma_y(\tau) \sim \frac{1}{\pi Q_{\text{at}} \times (S/N)} \tau^{-1/2}, \quad (1.7)$$

où $Q_{\text{at}} = \frac{\nu_0}{\Delta\nu}$ est le facteur de qualité de la résonance atomique. Le rapport signal sur bruit S/N , déterminé à la résonance tout en effectuant une modulation carrée de phase, est le rapport entre le signal atomique effectif détecté S (c.-à-d. l'amplitude de la frange centrale) et la densité spectrale de bruit N mesurée à la fréquence de modulation (0,96 Hz) [30].

Résonateur atomique et jet thermique

Comme il a été défini dans la section précédente, le résonateur atomique est le lieu d'interrogation des atomes. Pour le cas des horloges à césium, il consiste en un dispositif composé d'une cavité micro-onde qui fera passer les atomes de l'état fondamental $|F = 3\rangle$ à l'état excité $|F = 4\rangle$ lorsque ceux-ci la franchiront. Ce résonateur est notamment défini par son facteur de qualité Q_{at} déjà cité précédemment. L'équation 1.7 montre que la stabilité de l'horloge s'améliore proportionnellement avec le rapport signal-sur-bruit et le facteur de qualité. Cela implique, étant donné $Q_{\text{at}} = \frac{\nu_0}{\Delta\nu}$, que la stabilité de l'horloge s'améliorera si la largeur de résonance de la transition atomique se réduit.

Si le signal micro-onde nécessaire aux atomes pour sonder la transition est délivré en une fois (nous parlons d'interrogation de Rabi), la largeur de la résonance à mi-hauteur est :

$$\Delta\nu \approx \frac{1}{\tau}, \quad (1.8)$$

où τ est la durée de l'excitation micro-onde appliquée aux atomes. Il est cependant possible de sonder la transition en deux étapes : nous parlons alors d'interrogation de Ramsey [31, 32]. Cette mesure interférométrique est désormais dépendante de T , le temps de vol des atomes entre les deux zones d'interaction. La largeur de résonance à mi-hauteur devient alors :

$$\Delta\nu \approx \frac{1}{2T}. \quad (1.9)$$

De manière générale, $\tau \ll T$, ce qui implique que l'interrogation de Ramsey donne un $\Delta\nu$ plus petit que celle de Rabi. L'interrogation de Ramsey est

4. Nous considérons que c'est le cas lorsque $10 \text{ s} < \tau < 10^5 \text{ s}$. Hors de cette plage de temps, la stabilité mesurée peut être limitée par le bruit de l'oscillateur local ou par des variations des conditions environnementales du résonateur atomique.

donc une méthode plus efficace que celle de Rabi⁵. Elle permet aussi d'atteindre une meilleure exactitude en diminuant les déplacements de fréquence dus à des défauts dans le champ d'interrogation [33]. La figure 1.4 illustre ces deux types d'interrogation et leur impact sur la largeur de la frange de résonance. Le premier type d'étalon de fréquence à utiliser l'interrogation de Ramsey a été l'horloge à jet thermique [34–37]. La figure 1.5 illustre le principe de fonctionnement de ce type d'horloge. Le jet d'atomes de césium 133 est généré par un four chauffé entre 100 et 200°C qui va propulser les atomes horizontalement⁶ à une vitesse moyenne de l'ordre de 200 m/s. À la sortie de ce four, les atomes vont passer par une zone de sélection d'état. Cette zone a pour but de ne conserver que les atomes présents dans l'état $|F = 3\rangle$ de l'état fondamental de l'atome de césium. Initialement effectuée par déflexion magnétique (Stern-Gerlach), elle est aussi réalisable par pompage optique [36, 37]. Une fois la sélection d'état effectuée, les atomes vont alors passer deux fois à travers une cavité micro-onde composée de deux zones d'interrogation. Le temps de transit dans la cavité est égal à τ tandis que le temps de vol libre entre les deux zones d'interaction est égal à T . Enfin, la probabilité de transition des atomes est mesurée lors d'une phase de détection. Cette détection peut être réalisée de deux manières différentes : soit par déflexion magnétique suivie d'une mesure de courant faite sur un détecteur à ionisation de surface, soit par une méthode de détection optique.

Pour une horloge à jet thermique, par exemple la CS1 de la PTB [35], $\tau \approx 0,25$ ms et $T \approx 8$ ms, permettant aux performances de l'horloge d'atteindre une exactitude de 7×10^{-15} et une stabilité de $5 \times 10^{-12} \tau^{-1/2}$. Avec ces paramètres, la largeur à mi-hauteur est de ~ 63 Hz ce qui implique que $Q_{\text{at}} = 1,5 \times 10^8$. Ces valeurs, comparables à celles présentées par [37], présentent les limites de cette technologie. En effet, pour améliorer significativement la stabilité, il faudrait pouvoir augmenter le temps T entre les deux interactions de Ramsey. Cependant, augmenter la distance entre les deux zones d'interaction de la cavité signifie également perdre des atomes à la détection et ainsi diminuer le rapport signal-sur-bruit, ce qui, à son tour, dégraderait la stabilité. De plus, l'environnement des atomes, altérant directement l'exactitude de l'horloge, serait plus difficile à contrôler avec une horloge plus longue et cela conduirait irrémédiablement à une diminution d'exactitude.

5. Notons que dans un cas limite $\tau = T$, l'interrogation de Ramsey permet tout de même une amélioration d'un facteur 2 de la largeur de la frange de résonance.

6. Le jet atomique n'a pas obligatoirement à être horizontal. La **Physikalisch-Technische Bundesanstalt** (PTB) possédait une horloge à jet thermique vertical [38].

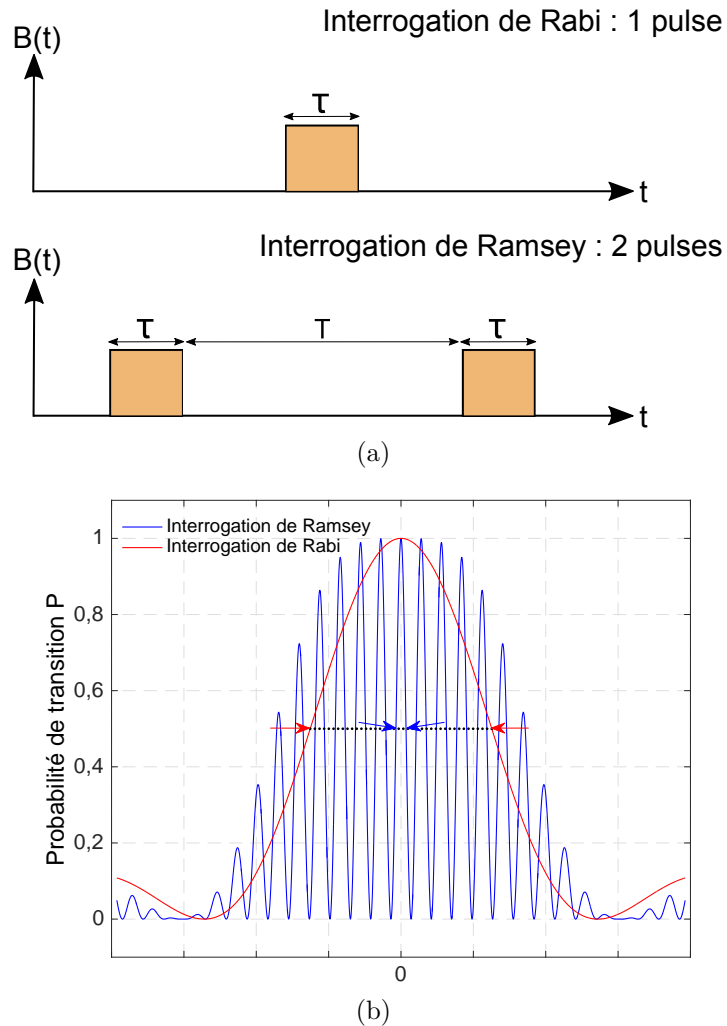


FIGURE 1.4 : Comparaison entre une interrogation de Rabi et une interrogation de Ramsey. (a) montre l'allure du champ micro-onde $B(t)$ appliqué aux atomes tandis que (b) présente la probabilité de transition des atomes entre le niveau fondamental et le niveau excité ainsi que la largeur à mi-hauteur $\Delta\nu$ pour chacun des deux cas. Notons que les interrogations ont été faites pour des puissances micro-onde particulières qui vont maximiser la probabilité de transition. Nous parlons de pulse π pour une interrogation de Rabi et de pulse $\pi/2$ pour une interrogation de Ramsey (c.f. annexe D).

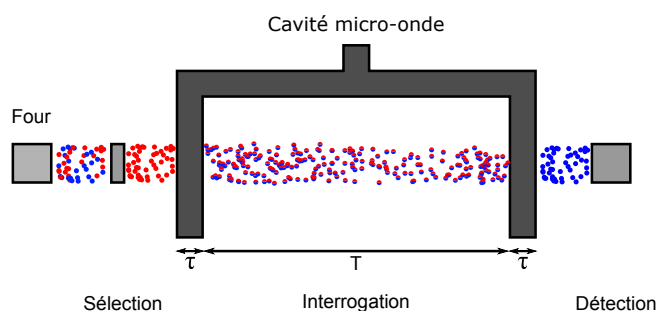


FIGURE 1.5 : Représentation schématique du principe de fonctionnement d'un étalon de fréquence à jet thermique. τ est le temps de transit des atomes dans la cavité et T est le temps que mettent les atomes pour aller de la première à la seconde interaction micro-onde.

1.2 Les fontaines atomiques.

Afin de pallier ces problèmes, Pr. Zacharias proposa dès 1953 de créer des jets thermiques verticaux utilisant une cavité avec une seule zone d'interrogation. L'idée était de tirer les atomes à la verticale, les sonder une première fois lors de leur premier passage dans la cavité micro-onde, les laisser monter puis redescendre sous l'effet de la gravité et les sonder une seconde fois lors de leur deuxième passage dans la cavité. Cependant, compte tenu de la vitesse initiale des atomes à la sortie du four, de leur large distribution de vitesse et des fortes collisions entre les atomes de césium, ces jets atomiques n'ont jamais fonctionné comme étalon primaire de fréquence. Il faudra attendre plusieurs dizaines d'années et l'émergence des technologies lasers et des méthodes de refroidissement d'atomes par laser [39–42] pour que ce concept puisse enfin fonctionner comme étalon primaire de fréquence [43].

Ce nouveau type d'étalon de fréquence est appelé fontaine atomique. Contrairement aux jets thermiques chauffant les atomes à environ 373 K, les techniques de refroidissement d'atomes par laser telles que les mélasses optiques et les Pièges Magnéto-Optique (PMO), permettent de refroidir les atomes jusqu'à une température de quelque 10^{-6} K, faisant alors passer la vitesse transverse moyenne des atomes de la centaine de mètres par seconde à une vitesse inférieure au centimètre par seconde. La vitesse de lancement des atomes est fortement diminuée par l'utilisation d'une mélasse optique [44], puisqu'elle passe d'environ 200 m/s à environ 4 m/s. Cette diminution de la vitesse des atomes associée avec un changement d'orientation du jet atomique, de l'horizontale à la verticale, permet d'augmenter le temps de vol des atomes entre les deux interactions de Ramsey à $T \approx 0,5$ s. La largeur à mi-hauteur de la frange de résonance est alors de l'ordre du Hz donnant ainsi un facteur de qualité atomique de l'ordre de 10^{10} . Le principe de fonctionnement de ces fontaines est illustré sur la figure 1.6. Celui-ci ne diffère pas fondamentalement des jets thermiques : il y a toujours une source atomique,

une partie de préparation des atomes, une cavité micro-onde pour sonder la transition atomique et une zone de détection. Cependant, chacune des étapes citées précédemment est réalisée de manière différente que pour les jets.

Ces fontaines sont dites pulsées, c.-à-d. qu'à l'inverse des jets thermiques qui génèrent un jet continu d'atomes de césium, ces horloges à atomes froids vont créer des nuages d'atomes qui effectueront, les uns après les autres, la même série d'étapes. Les atomes sont capturés par une mélasse optique, parfois chargée par une étape de refroidissement préliminaire aussi appelé pré-source. À ce stade, un nuage est composé d'environ 10^8 atomes et est lancé verticalement. Ces atomes passent alors par une seconde étape de refroidissement pour réduire leurs vitesses transverses moyennes puis par une zone de préparation d'état afin de les préparer dans l'état $|F = 3\rangle$. Ils poursuivent ensuite leur vol balistique en passant deux fois, une fois à la montée, une fois à la descente, par une cavité micro-onde n'ayant qu'une zone d'interrogation. Enfin, ils sont détectés par un système optique.

En 20 ans, ces fontaines pulsées auront connu de nombreux perfectionnements qui auront permis d'améliorer fortement les valeurs d'exactitude et de stabilité [8, 18–21, 45, 46]. Aujourd'hui, les plus performants de ces étalons primaires de fréquence présentent une incertitude sur l'exactitude de quelques 10^{-16} et une stabilité de l'ordre de quelques $10^{-14}\tau^{-1/2}$.

1.3 La fontaine continue FoCS-2

Cependant, au-delà des nombreux avantages qu'offrent les fontaines pulsées, l'utilisation de nuages d'atomes froids n'est pas l'unique moyen d'utiliser les avantages liés aux refroidissements d'atomes par laser pour réaliser un étalon primaire de fréquence. C'est ainsi que naquit, fin des années 90 à l'observatoire de Neuchâtel sous l'impulsion du professeur Pierre Thomann, le projet de développer une fontaine à atomes froids utilisant un jet continu d'atomes de césium. Ce principe de fonctionnement continu a aussi pour objectif de pallier deux inconvénients inhérents aux fontaines pulsées et à leur principe de fonctionnement.

Étant donné que les fontaines pulsées utilisent des nuages d'atomes froids, cela signifie que pour qu'une fontaine pulsée et une fontaine continue aient le même flux atomique moyen, la densité des nuages d'atomes froids de la fontaine pulsée sera nettement supérieure (facteur 50) à celle du jet atomique de la fontaine continue. Ce constat est le premier inconvénient des fontaines pulsées car l'augmentation de la densité atomique a pour conséquence celle du déplacement de fréquence dû aux collisions entre les atomes [47–50].

Le second inconvénient, toujours lié au fonctionnement séquentiel de l'horloge, provient d'une limite de la qualité de l'asservissement de l'oscillateur local [51–53]. Cette limite, aussi appelée effet Dick, provient du fait qu'inter-

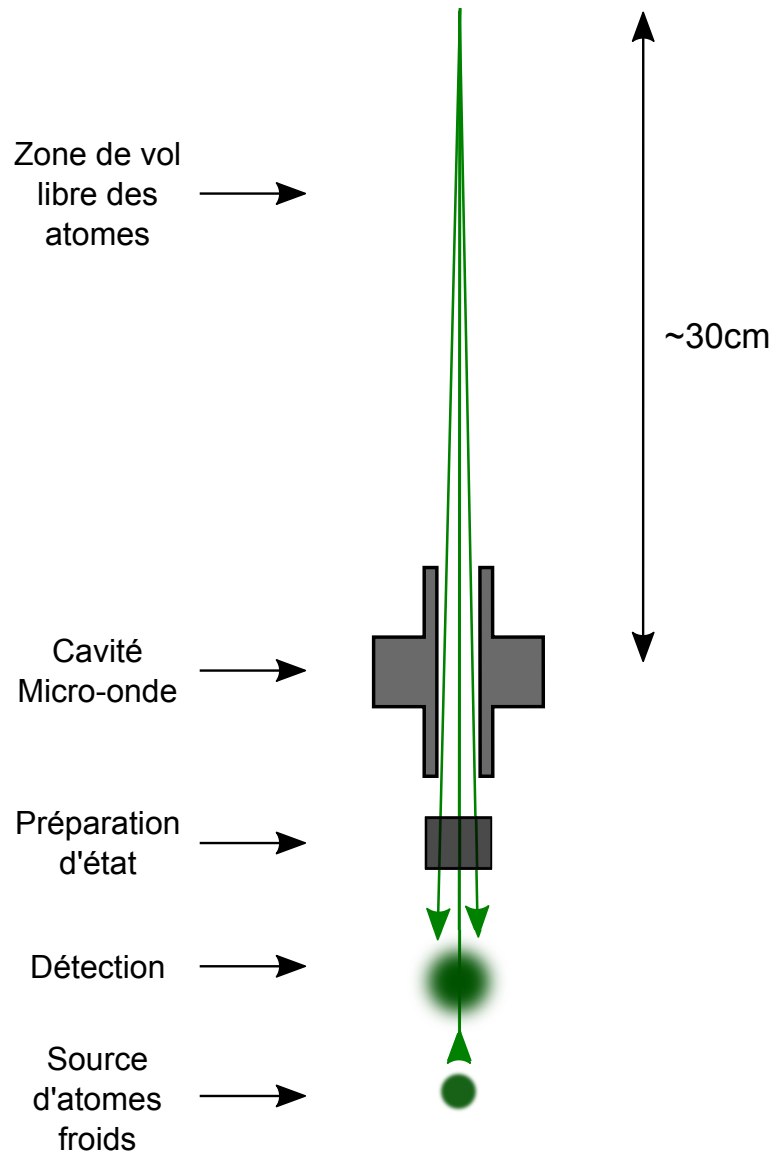


FIGURE 1.6 : Représentation du principe de fonctionnement des fontaines pulsées. Ces fontaines utilisent une cavité avec une seule zone d'interaction qui sera traversée deux fois par les atomes : une fois durant la phase ascendante des atomes, puis une seconde fois durant la phase descendante. La source des atomes est créée grâce à des méthodes de refroidissement d'atomes par laser. La détection est aussi réalisée par l'intermédiaire d'un faisceau laser.

roger de manière cyclique les atomes va perturber la stabilité de l'étalon par le repliement du spectre (*aliasing*) de bruit de fréquence de l'oscillateur local dans la bande passante de l'asservissement de l'étalon de fréquence. Précisons que cette limitation n'est pas absolue et qu'en utilisant des oscillateurs à très haute performance il est possible de la diminuer [22, 23, 54]. Ces solutions sont toutefois très coûteuses et très complexes à mettre en oeuvre [24, 55, 56].

Initialement basé sur des recherches pour générer une source continue d'atomes froids [57–61], le développement d'une horloge continue a connu différentes étapes. Une première version appelée FoCS-1 vit le jour au début des années 2000 [62]. Cette version, localisée à METAS, démontra le principe de fonctionnement d'un jet continu d'atomes froids via la réalisation de mesures des franges de Ramsey, de stabilité ($3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$), d'évaluation du rapport signal-sur-bruit et via une évaluation préliminaire de certains effets induisant des déplacements de fréquence [62–64]. Quelques années après, en parallèle à FoCS-1, l'Observatoire Cantonal démarra le développement d'une seconde fontaine, appelée FoCS-X. Cette fontaine, ne possédant pas de cavité micro-onde, n'avait pas pour objectif de devenir un étalon primaire de fréquence. Elle a été utilisée pour améliorer les méthodes de génération du jet d'atomes froids afin d'augmenter le rapport signal-sur-bruit, notamment via le développement d'une méthode de refroidissement transverse ainsi que d'une pré-source pour améliorer le chargement de la mélasse optique [65–67]. Dès 2006, suite aux améliorations techniques développées, le groupe de recherche de l'Observatoire Cantonal (qui deviendra en 2007 le Laboratoire Temps-Fréquence de l'université de Neuchâtel) entreprit le développement d'une troisième fontaine continue appelée FoCS-2. Cette fontaine présente de nombreuses améliorations vis-à-vis de son aînée FoCS-1, notamment la présence d'une pré-source augmentant ainsi le débit du jet. Cette fontaine déjà décrite dans [68, 69], est l'objet de recherche de ce travail de doctorat.

Nous proposons dans la suite de ce chapitre une description générale du principe de fonctionnement de la fontaine continue FoCS-2 ainsi qu'une présentation de ses principaux paramètres. Cette description rapide est complétée en détail par le chapitre 2 qui présente la réalisation de chacune des parties de la fontaine.

Principes généraux de la fontaine continue

Le fonctionnement général de FoCS-2 est illustré par la figure 1.7. La source de la fontaine est une **Mélasse Mouvante** tri-dimensionnelle (MM-3D) chargée par un PMO bidimensionnel. Cette source propulse les atomes verticalement, qui vont passer par une étape de refroidissement transverse, une étape de préparation d'état, un faisceau dépompeur et un piège à lumière. À l'issue de ces étapes les atomes sont prêts à être interrogés par la cavité

micro-onde. Du fait de l'aspect continu du jet atomique, l'obligation de ne détecter que les atomes descendant impose une trajectoire parabolique, et les atomes ne peuvent donc pas être interrogés deux fois par la même zone. Ainsi, la cavité micro-onde dans FoCS-2 possède deux zones d'interaction, une pour le passage ascendant des atomes et une seconde pour leur passage descendant. Finalement, après les deux interrogations de Ramsey les atomes chutent vers une zone de détection.

L'oscillateur local utilisé pour interroger les atomes est un synthétiseur micro-onde commercial possédant un oscillateur à quartz et utilisant comme référence de fréquence un maser à hydrogène. La boucle d'asservissement est réalisée au moyen d'un programme *Labview RT*. La figure 1.8 présente une photographie du dispositif expérimental de FoCS-2.

Comme expliqué précédemment, fonctionner avec un jet continu offre plusieurs avantages vis-à-vis des fontaines pulsées. Premièrement, l'interrogation de la transition atomique ne connaît pas de temps mort. Cela signifie que FoCS-2 est beaucoup moins sensible au bruit de l'oscillateur local et au bruit d'intermodulation [70]. Ainsi, elle n'est pas limitée en stabilité par l'effet Dick [63, 71] mais par un effet d'intermodulation dont la limite en stabilité est bien plus basse. Les fontaines pulsées, si elles sont dotées comme FoCS-2 d'un oscillateur à quartz, auront une limite en stabilité de quelques $10^{-13}\tau^{-1/2}$ [72] (pour un bruit technique inférieur au bruit de grenaille atomique). La figure 1.9 montre une mesure de stabilité typique de FoCS-2. Celle-ci est de $8 \times 10^{-14}\tau^{-1/2}$ et est limitée par le bruit technique⁷. La limite en stabilité liée au bruit d'intermodulation est de 3×10^{-16} à une seconde pour la fontaine continue [69].

Deuxièmement, fonctionner avec un jet continu offre, pour un flux moyen identique à une fontaine pulsée, une densité atomique du jet inférieure (~ 50 fois moins). Le déplacement de fréquence dû aux collisions étant directement lié à la densité du jet atomique (ou du nuage d'atomes), FoCS-2 est donc moins sensible à celui-ci [68, 69].

Le dernier avantage n'est pas technique mais métrologique. En effet, réaliser la définition de la seconde par une méthode différente de celle utilisée par les autres laboratoires permet de s'assurer de l'exactitude de ces expériences. En modifiant la méthodologie utilisée, nous évitons potentiellement un biais de fréquence que les autres fontaines ne verraient pas nécessairement.

Bien évidemment, ces différences avec les fontaines pulsées viennent aussi avec leur lot d'inconvénients. Divers points technologiques présentent des

7. Comme la détection n'a pas changé depuis le travail de doctorat de Laurent Devenoges, nous considérons que la constante de calibration k_ϕ présentée dans [69] reste valable aujourd'hui. Celle-ci permet de déterminer le signal-sur-bruit $S/N = \sqrt{S/(2k_\phi)} = 1000 \text{ s}^{-1}$ lorsque la stabilité est limitée par le bruit de grenaille ($\sim 5 \times 10^{-14}$). Le signal sur bruit actuel étant d'environ 650 s^{-1} , cela confirme que la stabilité actuelle de 8×10^{-14} est limitée par le bruit technique.

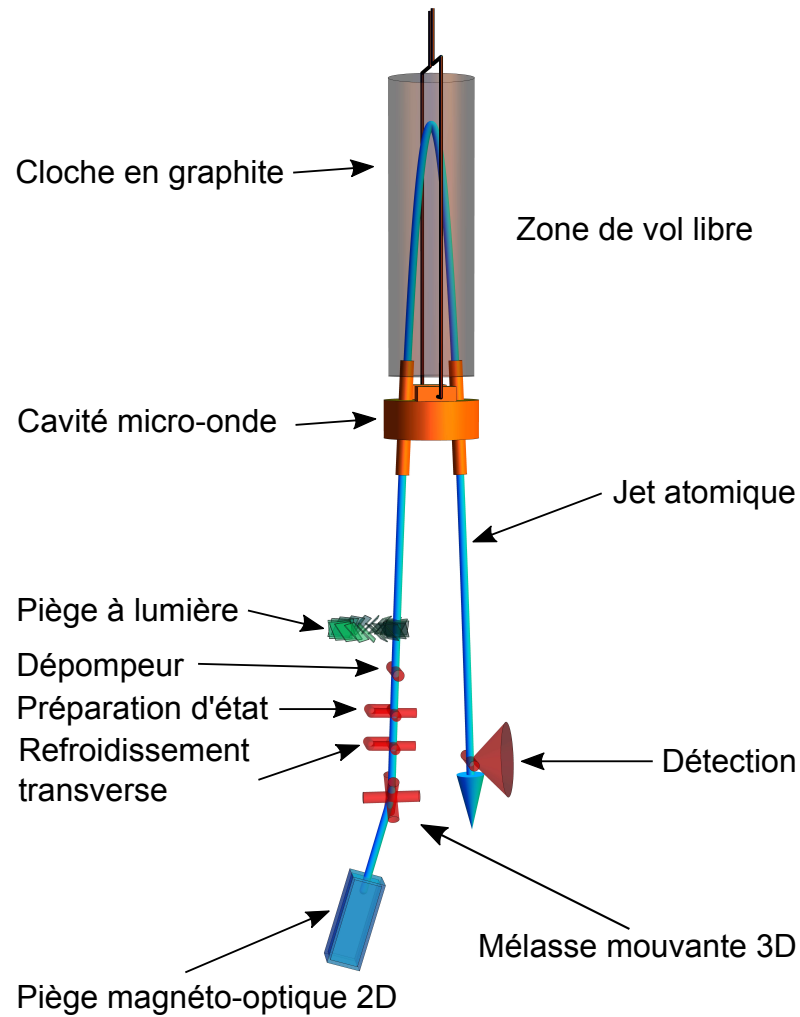


FIGURE 1.7 : Représentation du principe de fonctionnement de FoCS-2. Après une série d'étapes de collecte, de refroidissement et de préparation, le jet atomique parabolique continu passe à deux reprises par la cavité micro-onde à deux zones d'interaction. À l'issue de ces interactions, les atomes tombent jusqu'à une zone de détection. Précisons dès maintenant que la cavité micro-onde est alimentée par deux câbles coaxiaux présents dans la zone de vol libre et qu'une cloche en graphite se trouve entre les atomes et ces câbles.

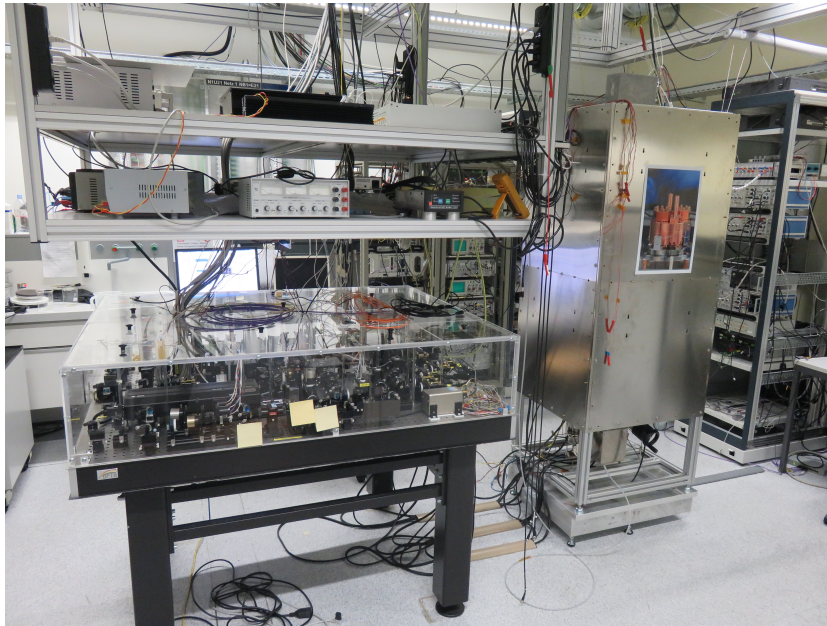


FIGURE 1.8 : Photographie du dispositif expérimental de FoCS-2. À gauche se trouve la table optique et à droite se trouve le résonateur atomique. En arrière plan nous pouvons apercevoir le système informatique en charge de l'asservissement de l'horloge ainsi que l'électronique de commande des sources lasers.

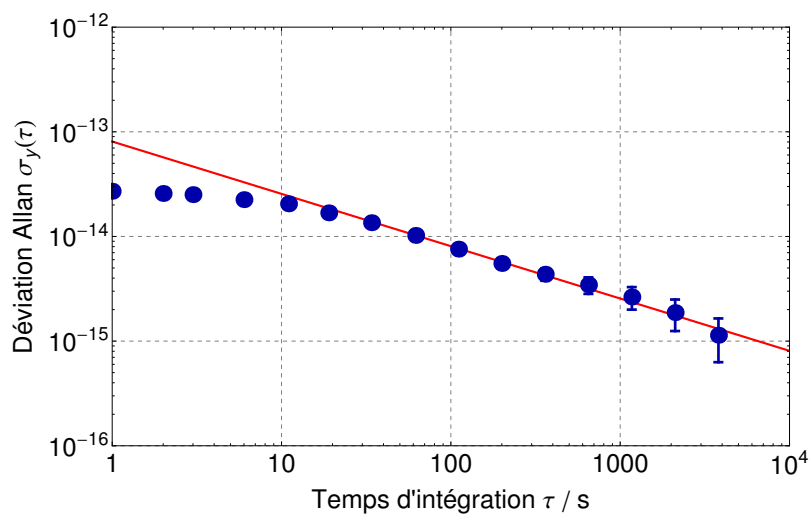


FIGURE 1.9 : Déviation Allan σ_y de la fréquence de l'horloge FoCS-2 mesurée par rapport au maser à hydrogène présent à METAS. La mesure a été effectuée pendant 300 000 s et présente une stabilité de $8 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$. Pour $\tau < 10$ s, l'asservissement de la fréquence de l'horloge n'est pas encore actif et les points présents dans cette zone ne sont pas significatifs pour la stabilité.

différences avec les fontaines pulsées. Nous citerons notamment le piège à lumière (c.f. section 2.1.3), la préparation d'état optique (c.f. section 2.1.3) ainsi que la cavité micro-onde à deux zones d'interaction (c.f. section 2.3).

Opération de la fontaine

Comme présenté au paragraphe précédent, les atomes vont suivre une série d'étapes afin de réaliser un cycle entier d'interrogation. De par la nature continue du jet, l'ensemble de ces étapes, séparées spatialement, a lieu simultanément. Nous proposons de donner dans ce paragraphe une description rapide de l'évaluation du jet atomique à travers chacune de ces étapes.

Une vapeur d'atomes de césium charge la pré-source (PMO-2D) afin de générer un flux d'atomes qui va servir à son tour à charger la source de la fontaine, la MM-3D [66, 69]. À ce stade le flux atomique est d'environ 1×10^{10} atomes/s⁸. Arrivés dans la MM-3D, les atomes sont refroidis et lancés verticalement avec une vitesse de 3,98 m/s. À ce stade, le flux atomique est d'environ 1×10^9 atomes/s. Après avoir quitté la source, les atomes passent dans un premier réseau optique qui a pour objectif d'effectuer un refroidissement transverse du jet afin d'optimiser la collimation de celui-ci [65]. Ce réseau donne aussi une inclinaison au jet, de sorte à générer une trajectoire parabolique. Un second réseau optique succède au premier. Celui-ci effectue une étape de refroidissement complémentaire et est aussi utilisé pour faire la préparation d'état des atomes dans le niveau $|F = 3, m_F = 0\rangle$. Aujourd'hui, la préparation d'état est efficace à 60% et les deux réseaux diminuent la température transverse du jet de 80 μ K à 4 μ K sans pour autant modifier la température longitudinale qui reste de 80 μ K. Enfin, les atomes passent par un faisceau dépompeur qui va vider le niveau hyperfin $|F = 4\rangle$. Suite à ces étapes, les atomes traversent le piège à lumière qui va limiter l'accès des photons diffusés par ces étapes de manipulations du jet au résonateur atomique où se trouve la cavité micro-onde.

Les atomes passent alors deux fois dans la cavité micro-onde afin de subir l'interrogation de Ramsey. La figure 1.10 présente une mesure typique des franges de Ramsey effectuée sur FoCS-2. La puissance micro-onde nécessaire pour optimiser la probabilité de transition, à $\nu = \nu_0$, est déterminée par des mesures d'oscillations de Rabi, c.-à-d. des mesures de la probabilité de transition en fonction de la puissance micro-onde. La figure 1.11 présente une mesure typique de ces oscillations. Pour effectuer un pulse $\pi/2$, la puissance typique en sortie du synthétiseur est le premier maximum de la courbe présentée.

Au niveau de la détection, le jet atomique a un flux d'environ 4×10^6 atomes/s dans l'état $|F = 3, m_F = 0\rangle$. Le faisceau de détection va alors son-

8. Le flux atomique est mesuré en réalisant une mesure d'absorption dans le jet au niveau du faisceau de dépompage.

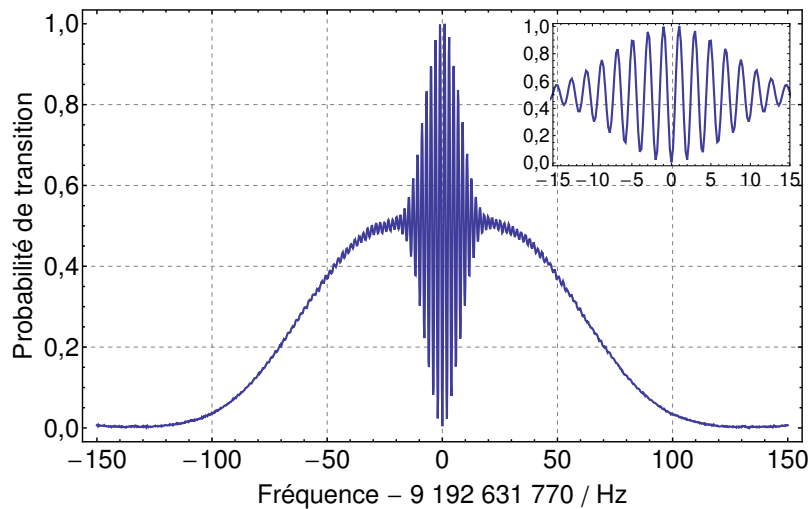


FIGURE 1.10 : Franges de Ramsey typiques de FoCS-2 réalisées sans moyennage avec un pas de 0,2 Hz et avec une vitesse de balayage de 0,98 Hz/s. Le faible nombre de franges, comparé aux fontaines pulsées, est dû à la température longitudinale plus élevée dans FoCS-2 qu'ailleurs. La frange centrale est dite sombre puisque la probabilité de transition est nulle pour un désaccord nul. Ceci est dû à une différence de phase de 180° entre les deux zones d'interaction de la cavité.

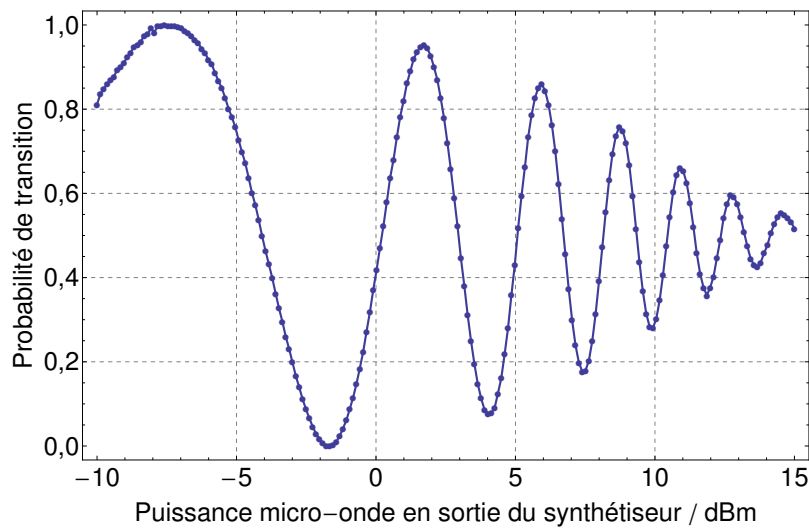


FIGURE 1.11 : Résultat d'une mesure des oscillations de Rabi de FoCS-2. Ces mesures représentent la probabilité de transition des atomes en fonction de la puissance micro-onde à la sortie du synthétiseur à la fréquence $\nu = \nu_0$. Le pas de la mesure est de 0,2 dBm. Le premier maximum est choisi pour être la valeur de puissance nécessaire pour réaliser un pulse $\pi/2$ lors de l'interrogation des atomes.

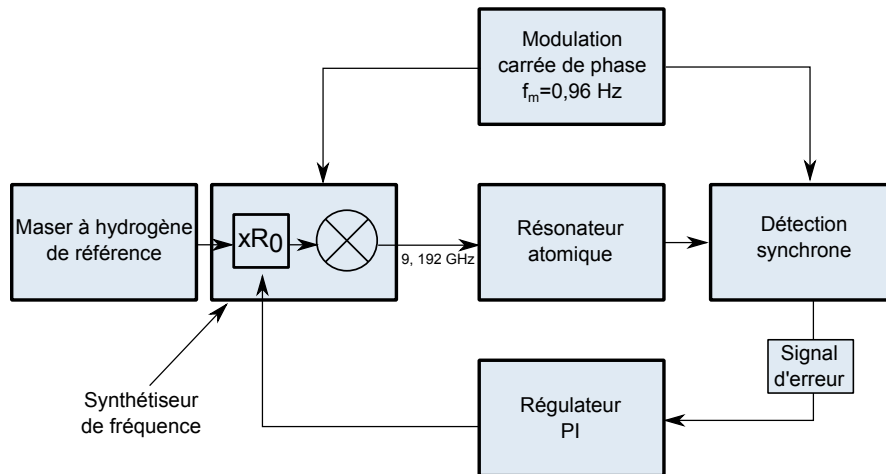


FIGURE 1.12 : Représentation de la boucle d'asservissement de la fréquence de FoCS-2. La modulation, la détection synchrone et le régulateur sont tous implémentés et contrôlés en temps réel par une routine Labview.

der les atomes, générant ainsi une lumière de fluorescence de l'ordre de 8000 photons/atome. Ce signal de fluorescence est détecté par une photodiode (c.f. section 2.1.5) puis démodulé par détection synchrone pour produire le signal d'erreur. Ce signal d'erreur est alors intégré par un régulateur PI qui crée, via une routine *Labview*, le signal de correction de fréquence que l'on applique au coefficient R_0 du synthétiseur. Précisons que le signal d'interrogation des atomes est obtenu par modulation-démodulation carrée de phase et que cette modulation de phase a pour fréquence 0,96 Hz et pour amplitude $\pi/4$. La figure 1.12 donne une représentation schématique de la boucle d'asservissement de la fréquence de l'horloge. Nous pouvons observer que le synthétiseur micro-onde utilise un maser à hydrogène comme référence. La fréquence d'interrogation des atomes est modulée avec une modulation de carrée de phase à $f_m = 0,96$ Hz. Le signal d'erreur obtenu par détection synchrone de la probabilité de transition est intégré par le régulateur PI pour produire le signal de correction à envoyer au synthétiseur.

Chapitre 2

Description de la fontaine continue suisse FoCS-2

Ce chapitre est consacré à la description globale du dispositif expérimental de FoCS-2. Bien que ce travail de doctorat soit la suite directe de celui de Dr Laurent Devenoges [69] et qu'une description de FoCS-2 a déjà été faite, ces quatre années de doctorat ont apporté leur lot de modifications. C'est pourquoi nous proposons aux lecteurs une nouvelle description de FoCS-2.

Les sections 2.1 et 2.2 décrivent, respectivement, la *fontaine atomique*, l'ensemble du système nécessaire à la création d'un jet d'atomes froids de césium ainsi que son interrogation et sa détection, et la *table optique*, la zone où sont générés et paramétrés les faisceaux laser utilisés pour l'expérience. Du fait de son importance et de son originalité, la cavité micro-onde est entièrement décrite en section 2.3. Enfin, la section 2.4 présente brièvement le synthétiseur micro-onde utilisé pour générer le signal d'interrogation des atomes.

2.1 La fontaine atomique

Située dans les locaux de METAS depuis novembre 2011, FoCS-2 bénéficie d'un environnement idéal pour d'optimiser au mieux ses performances. Elle jouit notamment d'un système de climatisation perfectionné qui, comme l'illustre la figure 2.1, permet de maintenir la température du laboratoire à $295,3 \pm 0,15$ K sur une période allant du MJD 57238 au MJD 57600 soit une période de 362 jours.

Pour des raisons évidentes liées à une expérience utilisant le refroidissement d'atomes par laser, la fontaine atomique est composée d'un système à vide sur lequel sont ajoutés plusieurs éléments permettant le contrôle de son environnement physique (température, magnétisme etc...). La figure 2.2 montre une représentation de la fontaine atomique. Le système à vide qui compose la fontaine est divisé en cinq parties : la chambre de pré-source, la

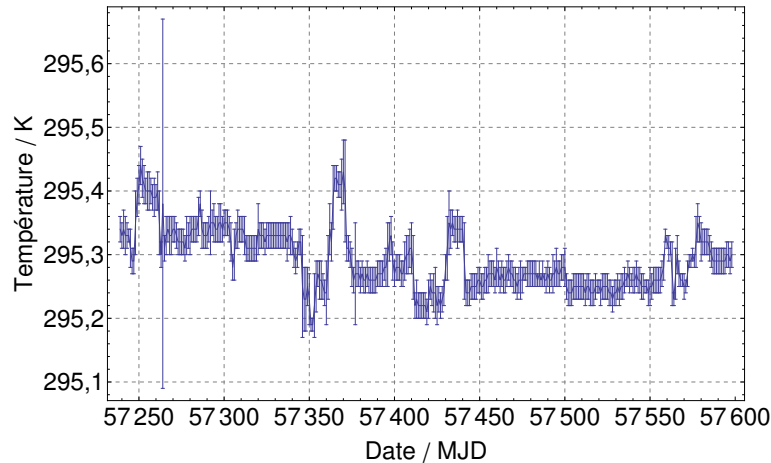


FIGURE 2.1 : Mesure de la température sur une période allant du MJD 57238 au MJD 57600 soit une période d’une année environ.

chambre source, la chambre de vol libre, le dôme d’alimentation micro-onde et la chambre de détection. Les paragraphes ci-après décrivent en détail chacune de ces parties ainsi que les éléments qui les composent.

Toutefois, plusieurs éléments ne figurent pas sur la figure 2.2. Une couche de blindage parallélépipédique en μ -métal¹ de 1,5 mm d’épaisseur entourant l’ensemble de la fontaine, hormis la chambre de pré-source et la pompe ionique, ainsi qu’un socle sur lequel elle repose. Cette couche de blindage a pour objectif d’annuler le champ magnétique terrestre dans la fontaine tandis que le socle, qui possède un système de pieds ajustables ainsi qu’un inclinomètre, permet de contrôler avec précision l’inclinaison de la fontaine et ainsi optimiser l’orientation du jet atomique.

Comme nous pouvons l’observer sur la figure 2.2, la chambre source et celle de détection sont en réalité un seul volume séparé en deux sous-chambres par une paroi en aluminium. Ce volume est entouré de trois paires de bobines rectangulaires disposées en configuration de Helmholtz. Chacune de ces paires entoure cette chambre selon les directions des trois axes orthogonaux $0x$, $0y$ et $0z$ de l’espace dans lequel se trouve la fontaine. Ces bobines sont utilisées pour générer un champ magnétique vertical d’environ $1 \mu\text{T}$ qui a pour but d’optimiser les étapes de refroidissement ainsi que de définir l’axe de quantification nécessaire pour la préparation d’état (c.f. section 2.1.3). Ces bobines sont localisées hors de la chambre à vide mais dans le blindage magnétique rectangulaire décrit précédemment. Elles sont aussi utilisées pour compenser un champ résiduel qui n’aurait pas été annulé par le blindage.

1. Le μ -métal est un alliage de Fer, de Nickel et de Molybdène. Le μ -métal utilisé sur FoCS-2 est dit *Français*, c.-à-d. qu’il a les composants précédemment cités dans les proportions suivantes : Ni 80%, Fe 15% et Mo 5%. Il possède une perméabilité magnétique de 470 000 dans un champ magnétique de 0,4 A/m.

L'ensemble des faisceaux lasers utilisés pour l'expérience FoCS-2 provient de la table optique, décrite en détail dans la section 2.2. Ils sont transportés vers la fontaine atomique par l'intermédiaire de fibres optiques monomodes à **M**aintien de **P**olarisation (MP).

2.1.1 Le système à vide

Hormis la chambre de pré-source et le dôme surplombant la chambre de vol libre, l'ensemble du système à vide est constitué d'éléments en aluminium *Avional AA 2007* assemblés les uns avec les autres par des joints en indium ou en cuivre. La chambre de pré-source est quant à elle composée d'une cage de verre connectée à la chambre source par l'intermédiaire d'un couvercle de transition en titane tandis que le dôme d'alimentation est en acier inox 316-L. Le volume du système à vide de FoCS-2 est d'environ 44 litres. Le niveau de pression dans le système est assuré par deux pompes à vide, une pompe ionique *Vaclon Plus 75* de chez *Agilent* située sous la chambre de détection ainsi qu'une pompe getter *CapaciTorr[®] D 100²*, du constructeur *SAES group*, positionnée dans l'un des deux bras du dôme d'alimentation. Elles ont respectivement un débit d'absorption de 75 L/s et de 100 L/s pour le dihydrogène et le dioxygène.

En plus de ces deux éléments, une jauge de pression (*IKR 360* de chez *Pfeiffer Vacuum AG*) se situe dans l'autre bras du dôme d'alimentation. Il est ainsi possible de mesurer la pression en deux endroits dans le système à vide : dans le dôme d'alimentation via la jauge de pression, et au niveau de la pompe ionique, la pression étant proportionnelle au courant de pompage³. Cependant, le système à vide de FoCS-2 ayant une géométrie complexe, la pression dans la chambre de vol libre des atomes, où les atomes subissent l'interrogation de Ramsey, est différente de celle au niveau des jauges de mesure. Ne pouvant pas procéder à une mesure directe de la pression dans cette région de la fontaine atomique, une série de simulations numériques a été réalisée afin d'établir une cartographie de la pression de l'ensemble du système. Ces simulations numériques ont été faites en utilisant le logiciel *COMSOL Multiphysics*, logiciel utilisant la méthode des éléments finis. L'ensemble de la géométrie de la fontaine a été reproduite en portant une attention particulière sur le choix des matériaux de chaque partie de sorte à simuler un taux de pompage le plus proche possible de la réalité.

Durant ce travail de doctorat le système à vide a subi deux modifications majeures qui ont influencé le niveau de pression global dans le système. La première fut l'installation en 2014 de la pompe getter *CapaciTorr[®] D 100*

2. La pompe getter est un élément passif du système à vide qui ne nécessite pas d'alimentation.

3. Il existe une jauge de pression à la sortie de la pompe ionique. Cependant, cette jauge est, pour le moment, en dysfonctionnement empêchant ainsi son utilisation.

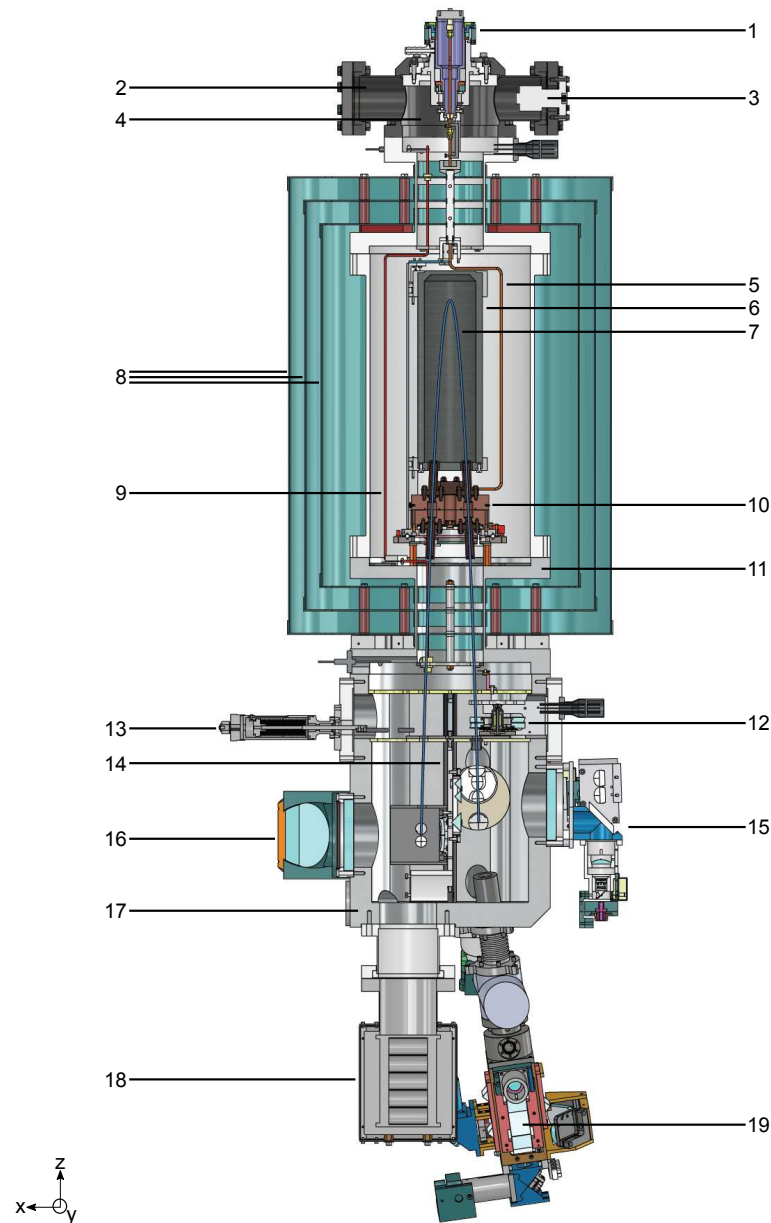


FIGURE 2.2 : Coupe verticale du dessin technique de la fontaine atomique FoCS-2. De haut en bas, 1 : Traversée d'alimentation micro-onde rotative; 2 : Position de la jauge de pression; 3 : Pompe getter; 4 : Dôme d'alimentation; 5 : Câble coaxial d'alimentation de la cavité micro-onde; 6 : Cloche en graphite; 7 : Jet atomique; 8 : Trois couches de blindage magnétique cylindrique; 9 : Fil de démagnétisation; 10 : Cavité micro-onde; 11 : Chambre de vol libre; 12 : Piège à lumière; 13 : Traversée linéaire; 14 : Plaque séparatrice; 15 : Système optique acheminant les faisceaux X, réseau 1 et réseau 2; 16 : Système de détection; 17 : Cuve à vide composée de la chambre source (moitié droite) et de la chambre de détection (moitié gauche); 18 : Pompe ionique; 19 : Pré-source. Précisons qu'une attention particulière est portée pour que, lorsque la fontaine est en fonctionnement, le fil de démagnétisation ne puisse servir à conduire une perturbation électromagnétique parasite.

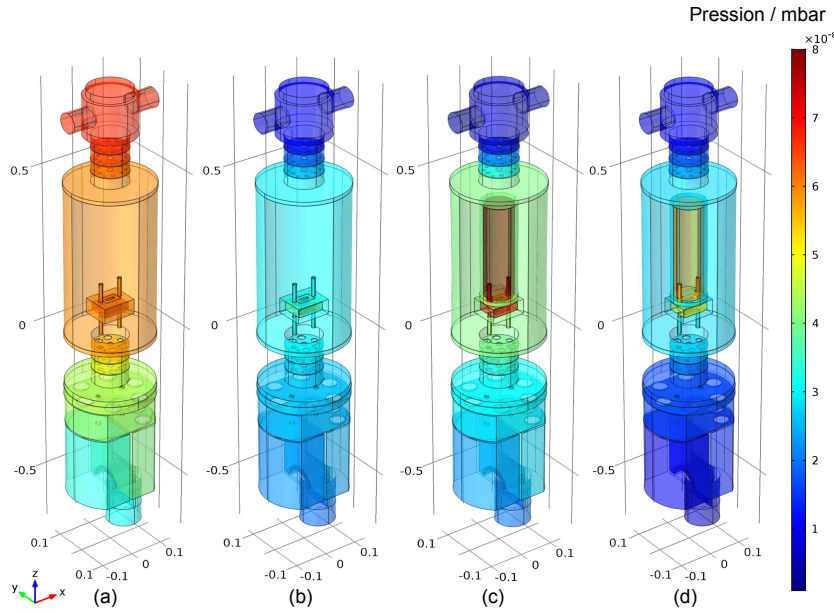


FIGURE 2.3 : Évaluation de la pression du système à vide pour quatre configurations de la fontaine atomique. Configuration (a) : pompe ionique Vaclon *Plus 75*. Configuration (b) : pompe ionique Vaclon *Plus 75* et pompe getter *SAES*. Configuration (c) : pompe ionique Vaclon *Plus 75*, pompe getter *SAES* et cloche en graphite. Configuration (d) : pompe ionique *SAES*, pompe getter *SAES* et cloche en graphite.

tandis que la seconde fut l'installation en 2015 d'une cloche en graphite dans la chambre de vol libre. Un troisième changement majeur est d'ores et déjà prévu pour le premier trimestre de l'année 2017. Il s'agira du changement de la pompe ionique Vaclon *Plus 75* pour un modèle NEX Torr[®] D 300 – 5 de chez *SAES* qui possède une meilleure vitesse de pompage et un magnétisme résiduel plus faible que le modèle actuellement installé sur FoCS-2.

La figure 2.3 présente les résultats des simulations pour quatre configurations du système à vide. Les deux premières (fig. 2.3-(a) et fig. 2.3-(b)) sont d'anciennes configurations du système, la troisième (fig. 2.3-(c)) est la configuration actuelle et la quatrième est la prochaine configuration. La comparaison entre les valeurs mesurées et les valeurs simulées pour la pression au niveau de la pompe ionique et de la jauge de pression dans le cas de la configuration (c) est présentée dans le tableau 2.1. Sans être identiques, les valeurs sont assez proches et du même ordre de grandeur. Etant d'ailleurs plus élevées que les valeurs mesurées, elles semblent indiquer une limite maximale de la valeur de la pression. Les résultats des simulations sont donc considérés comme valides et sont utilisés pour déterminer la pression dans les zones non mesurables du système à vide.

Le niveau de pression dans la chambre de vol libre est alors estimé à 7×10^{-8} mbar. Ce niveau de pression dans la fontaine atomique doit être suf-

TABLE 2.1 : Pression dans la fontaine atomique. Les deux premières colonnes correspondent à la configuration (c). La troisième colonne présente les résultats des simulations effectuées pour la configuration (d).

	valeur mesurée ($\times 10^{-8}$ mbar)	valeur simulée ($\times 10^{-8}$ mbar)	valeur simulée ($\times 10^{-8}$ mbar)
<i>zone mesurable</i>			
Pompe ionique	1,0	1,27	0,95
Jauge de pression	1,5	2,28	0,52
<i>zone non mesurable</i>			
Cavité micro-onde		6,27	5,0
Apogée jet atomique		7,19	5,95

fisamment bas pour générer un jet d’atomes froids satisfaisant et pour ne pas introduire une dégradation du rapport signal sur bruit. Si l’installation d’une seconde pompe en 2014 a permis d’assurer un niveau de pression raisonnable, l’installation de la cloche en graphite, dont les raisons sont explicitées dans le chapitre 3, a détérioré le vide au niveau de la trajectoire atomique au dessus de la cavité. Si ce niveau est acceptable, la dégradation lente de la pression dans le système à vide liée au dégazage des parois métalliques et aux défauts dans certains joints diminue la qualité du jet atomique et réduit le rapport signal sur bruit de l’étalon. Cette situation, non critique car la dégradation prend plusieurs mois pour atteindre un seuil non acceptable, doit tout de même être régularisée. C’est pourquoi il a été décidé d’installer une nouvelle pompe ionique avec un débit d’absorption bien plus élevé (300 L/s contre 75 aujourd’hui). La dernière colonne du tableau 2.1 montre alors les valeurs des niveaux de pression atteignables avec la nouvelle pompe ionique *SAES*. Nous estimons alors que cette amélioration de quelques 10^{-8} mbar sera suffisante pour maintenir FoCS-2 à un niveau de pression acceptable pendant plusieurs mois voire une année.

2.1.2 La chambre de pré-source

La chambre de pré-source est la chambre où les atomes de césium sont capturés et refroidis pour la première fois. Aussi appelée *pré-source*, cette zone sert d’étape préliminaire à la source de la fontaine, point de départ du jet atomique. La chambre de pré-source est utilisée pour réaliser un PMO en deux dimensions [73, 74]. Décrite en détail dans les thèses de Natascia Castagna [67] et Laurent Devenoges [69] ainsi que dans les articles [66] et [75], la chambre de pré-source est une chambre à vide composée d’une série de prismes et de miroirs ainsi que de bobines magnétiques permettant de générer le piège magnéto-optique bidimensionnel. Deux faisceaux optiques d’intensi-

tés égales mais de polarisations circulaires opposées σ^+ et σ^- sont générés par le passage dans une série de prismes d'un seul faisceau de refroidissement. Le champ magnétique est généré par quatre bobines rectangulaires placées à l'extérieur de la chambre de pré-source. Ce PMO-2D est chargé à partir d'une vapeur d'atomes de césium produite en chauffant un réservoir de césium métallique à $\sim 40^\circ\text{C}$. L'axe du PMO-2D est orienté en direction de la source de la fontaine.

Afin de maximiser le chargement de la source de la fontaine par la pré-source, un second faisceau laser est ajouté, parallèlement, à la trajectoire des atomes. Ce faisceau, aussi appelé pousseur, permet à certains atomes, trop lents, d'atteindre la source. Compte tenu des paramètres actuels d'optimisation, notamment un champ magnétique de $1,15 \times 10^{-2}$ T/m, le flux atomique en sortie de pré-source est d'environ 1×10^{10} atomes/s pour une vitesse moyenne du jet de l'ordre de 20 m/s [67].

Notons enfin que les recherches concernant l'efficacité des pré-sources ne sont pas terminées [76, 77]. Les performances de FoCS-2 étant nettement moins sensibles aux déplacements de fréquence dus aux collisions entre atomes de césium que ses consœurs pulsées, la possibilité d'augmenter le nombre d'atomes refroidis par une pré-source plus efficace, et donc d'améliorer la stabilité de la fontaine, reste très intéressante.

2.1.3 La chambre source

La chambre source est le lieu de génération du jet atomique parabolique continu. Plusieurs étapes s'y succèdent afin d'obtenir un jet atomique qui maximisera les performances de la fontaine. La figure 2.4 donne une représentation en trois dimensions de ces différentes étapes. Il en existe cinq qui sont, dans l'ordre dans lequel les atomes les subissent, la MM-3D, le premier réseau optique (réseau 1), le second réseau optique (réseau 2), le faisceau de dépompage, et enfin le piège à lumière. Notons que pour des raisons esthétiques, le piège à lumière n'est pas représenté sur la figure. Ces étapes sont décrites dans les paragraphes ci-après. Précisons enfin que de plus amples informations sur les caractéristiques des faisceaux lasers décrits ci-après seront données dans la section 2.2.

La source du jet atomique

Une fois dans la chambre source, les atomes sont capturés par une MM-3D. L'usage d'une mélasse mouvante en trois dimensions comme source d'un jet continu a déjà fait l'objet de plusieurs études [59, 61, 78] et a déjà été fait avec succès sur deux versions précédentes de fontaine continue, FoCS-1 [63] et FoCS-X [65, 67]. La MM-3D a deux fonctions principales : ralentir les atomes provenant de la pré-source et générer le jet atomique.

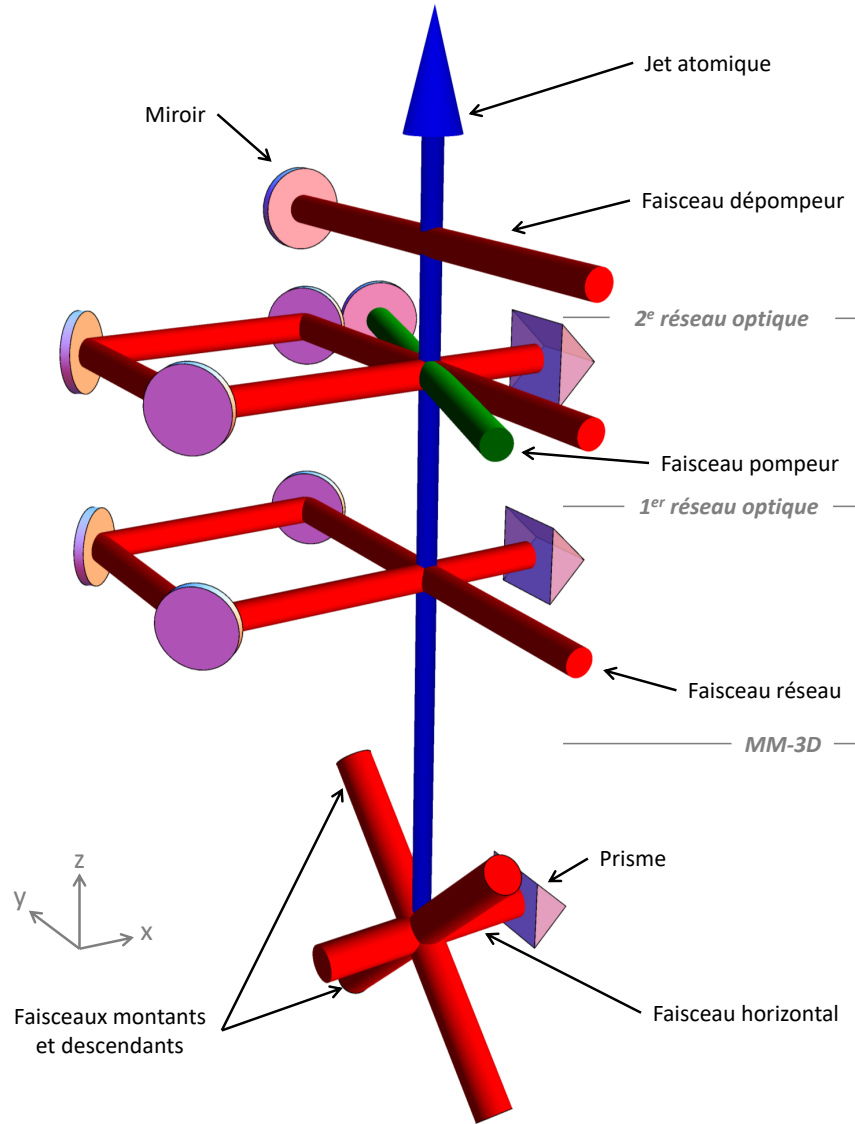


FIGURE 2.4 : Représentation en trois dimensions des différentes étapes de manipulation des atomes dans la chambre source. De bas en haut, les atomes arrivent de la pré-source pour charger la MM-3D, puis passent successivement par deux réseaux optiques et enfin par le faisceau dépompeur. Le piège à lumière, non représenté sur ce schéma, se trouve 7 cm au-dessus du faisceau dépompeur. Hormis les trois prismes, l'ensemble des miroirs se situe hors du système à vide. La distance entre le centre de la MM-3D et le faisceau dépompeur est d'environ 11 cm.

La MM-3D est composée de 3 paires de faisceaux contrapropageants. Chaque faisceau est amené depuis la table optique par une fibre MP et est collimaté par un collimateur directement fixé sur le système à vide, qui lui donne le diamètre désiré. Dans le cas de la MM-3D, les faisceaux utilisés ont un profil gaussien de demi-largeur $\frac{1}{2}\phi_{e-2} = 5,75$ mm et sont limités spatialement par des diaphragmes de 30 mm de diamètre. Deux des trois paires de la MM-3D sont formées par une paire de faisceaux contrapropageants située dans le plan Oyz . Ces deux paires forment un angle de 45 degrés avec le plan horizontal Oxy et sont aussi appelés faisceaux montants et descendants. La troisième paire de faisceaux, aussi appelée faisceau X, se situe à l'intersection du plan Oxz ⁴ et du plan horizontal où se coupent les deux paires de faisceaux précédentes. En raisons de contraintes techniques, cette dernière paire horizontale n'est pas formée par deux faisceaux indépendants, la présence de la chambre de détection accolée à la chambre source empêchant un faisceau de la traverser de part en part dans la direction souhaitée. Cette contrainte fut contournée en installant un prisme droit sur la paroi en aluminium séparant la chambre source et la chambre de détection. Ainsi, le faisceau horizontal se rétro-réfléchit sur lui-même par l'intermédiaire du prisme droit et forme ainsi la troisième paire nécessaire à la réalisation de la MM-3D.

Les faisceaux de la MM-3D sont tous polarisés linéairement. La polarisation de chaque faisceau est perpendiculaire à la polarisation de son faisceau associé et est à 45 degrés avec le plan vertical contenant le faisceau. L'orthogonalité de la polarisation des faisceaux composant la paire horizontale est assurée par la rétro-réflexion sur le prisme. Cette configuration des polarisations forme une mélasse dite mélasse *lin.-per.-lin.* optimisant ainsi l'efficacité du refroidissement tout en limitant d'éventuel problème de réflexions parasites. Ces faisceaux sont accordés quelques MHz en dessous de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ (c.f. section 2.2).

Dans ces conditions, les atomes sont piégés dans le volume formé par l'intersection des faisceaux, soit environ $2,7 \text{ cm}^3$ et ils atteignent une température de l'ordre de quelques dizaines de micro-Kelvin⁵. Cependant, les atomes n'ont pas vocation à rester piégés dans la mélasse puisque celle-ci est la source du jet atomique continu. Afin de donner la vitesse nécessaire aux atomes pour réaliser le jet, un désaccord de fréquence supplémentaire est effectué entre la fréquence des deux faisceaux montants et celle des deux faisceaux descendants des deux paires de faisceaux compris dans le plan Oyz . Nous définissons $2df$, le décalage de fréquence entre les faisceaux montants et descendants. La vitesse théorique moyenne de lancement des atomes de la

4. Le plan Oxz est le plan dans lequel se propage le jet atomique. L'axe Oz est l'axe vertical et les atomes se propagent dans la direction de l'axe Ox .

5. Des mesures dans des conditions identiques ont été réalisés dans [65] et montrent que la température de la mélasse est de l'ordre de $80 \mu\text{K}$. Cette température correspond à une vitesse quadratique moyenne $\bar{v}_{rms} \cong 7,1 \text{ cm/s}$.

mélasse mouvante est alors donnée par la formule :

$$\bar{v}_{\text{MM}}^{\text{théorique}} = \sqrt{2}\lambda df, \quad (2.1)$$

où λ est la longueur d'onde des faisceaux laser de refroidissement, soit 852 nm. Compte tenu de la géométrie globale de la fontaine atomique, la vitesse théorique est $\bar{v}_{\text{MM}}^{\text{théorique}} = 4,01$ m/s ce qui, en utilisant la formule 2.1, donne une différence de fréquence $df = 3,33$ MHz. Cependant, la réalisation pratique du jet atomique, dépendant de l'alignement des faisceaux optiques et d'autres paramètres techniques, impose une vitesse moyenne du jet de 3,98 m/s afin de maximiser le signal atomique. Cette vitesse est alors obtenue en appliquant une différence de fréquence $df = 3,30$ MHz.

Finalement, l'efficacité de la MM-3D permet de générer un jet atomique continu ayant une vitesse moyenne longitudinale de 3,98 m/s et un débit de l'ordre de 10^9 atomes/s [69].

Le réseau 1

L'étape suivante sur la trajectoire des atomes est située 4 cm au-dessus de la MM-3D. Il s'agit d'un réseau optique, que nous appellerons réseau 1, et qui a pour objectif d'effectuer un refroidissement transverse sur le jet atomique. En effet, la température transverse des atomes à ce niveau dans la fontaine est de l'ordre de 80 μK . À cette température, l'expansion thermique des atomes est telle que l'ensemble des obstacles (cavité micro-onde et divers diaphragmes) sur la trajectoire du jet atomique va réduire le flux atomique d'un facteur 200 [69]. Le refroidissement transverse va donc diminuer la température transverse du jet et ainsi limiter la perte de signal associée.

Ce genre de réseau optique a été développé et étudié dans [65,79]. Comme l'illustre la figure 2.4, il s'agit d'un faisceau replié sur lui-même par 3 miroirs de sorte à ce que le faisceau se croise lui-même orthogonalement. Une fois le croisement effectué, le faisceau est alors rétro-réfléchi par un prisme droit. De la même manière que pour les faisceaux de la source, le faisceau du réseau 1 est délivré par une fibre MP via un collimateur installé sur le système à vide. Le prisme droit est aussi installé sur la paroi en aluminium dans la chambre source mais les miroirs sont quant à eux à l'extérieur de la chambre. Le faisceau passe alors de l'intérieur à l'extérieur de la chambre à vide par des hublots possédant un revêtement limitant les réflexions à la longueur d'onde utilisée. Ce faisceau a un profil gaussien de demi-largeur $\frac{1}{2}\phi_{e^{-2}} = 2,84$ mm et est polarisé linéairement. Comme pour les faisceaux de la source, sa polarisation forme un angle de 45 degrés avec l'axe vertical. Les réflexions successives du faisceau sur les miroirs permettent d'obtenir un fort gradient de polarisation à l'intersection du réseau. Ce gradient de polarisation permet alors la réalisation d'un refroidissement Sisyphe qui, avec un paramétrage présenté dans [65], va diminuer la température transverse du

jet atomique. Cette réduction de la température transverse est d'un facteur 20 et la température passe de $80 \mu\text{K}$ à environ $4 \mu\text{K}$ [79]. Cette modification de la température se fait sans altérer la température longitudinale qui reste d'environ $80 \mu\text{K}$.

Le réseau 1 a pour seconde utilité de donner son orientation au jet atomique. Comme expliqué dans le chapitre précédent, FoCS-2 utilise un jet atomique parabolique afin de pouvoir interroger continûment les atomes. La MM-3D ne générant qu'un jet purement vertical, le réseau 1 n'est pas inclus dans un plan horizontal mais dans un plan incliné d'un angle de $1,57$ degrés autour de l'axe Oy . Les atomes sont ainsi poussés dans la direction de l'axe Ox , permettant la création d'un jet d'atomes froids parabolique.

Le réseau 2

Un second réseau optique, le réseau 2, est situé $2,5$ cm au-dessus du premier. Ce réseau est composé de deux faisceaux différents : un premier faisceau formant un réseau identique au réseau 1 et un second faisceau appelé faisceau pompeur. Ce second faisceau coupe le premier faisceau à l'intersection que celui-ci forme avec lui-même. L'objectif de ce réseau est d'effectuer une préparation d'état en utilisant une méthode de pompage à deux lasers. Cette méthode a été décrite en détail dans les références [80] et [69] et nous invitons le lecteur à consulter ces documents pour plus d'informations.

Comme le décrit le chapitre précédent, les atomes de césium doivent passer du sous-niveau hyperfin $|F = 3, m_F = 0\rangle$ au sous-niveau hyperfin $|F = 4, m_F = 0\rangle$ pour réaliser la transition horloge.

Jusqu'à leur arrivée dans le réseau 2, les atomes de césium se trouvent dans l'état fondamental et sont répartis sur l'ensemble des sous-niveaux hyperfins composant les niveaux hyperfins $|F = 3\rangle$ et $|F = 4\rangle$. Le réseau 2 a donc pour fonction de préparer les atomes, c.à.d. maximiser leur présence dans le sous-niveau hyperfin $|F = 3, m_F = 0\rangle$ et ainsi obtenir les meilleures performances possibles de l'étalon primaire de fréquence. La figure 2.5 présente la répartition des atomes sur les sous-niveaux Zeeman $|F = 3, m_F\rangle$ avec (fig. 2.5-(a)) et sans (fig. 2.5-(b)) préparation d'état. En réalité la mesure présente les atomes sur le niveau hyperfin $|F = 4\rangle$ en fonction de la fréquence du signal micro-onde. Lorsque la micro-onde est résonnante avec les transitions $|F = 3, m_F\rangle \rightarrow |F = 4, m_F\rangle$, les atomes dans $|F = 3\rangle$ sont transférés dans $|F = 4\rangle$ et ils sont donc mesurables. Nous considérons alors que la répartition des atomes ne change pas durant le vol libre des atomes ce qui nous permet d'estimer l'efficacité de la préparation d'état sur $|F = 3, m_F = 0\rangle$. A ce jour la préparation d'état est efficace à 60% . Il existe aussi une asymétrie dans la répartition des atomes sur les sous-niveaux Zeeman $|m_F = \pm 1\rangle$ de l'ordre de 7% . Cette différence est à l'origine d'un déplacement de la fréquence qui sera discuté dans la section 4.4.

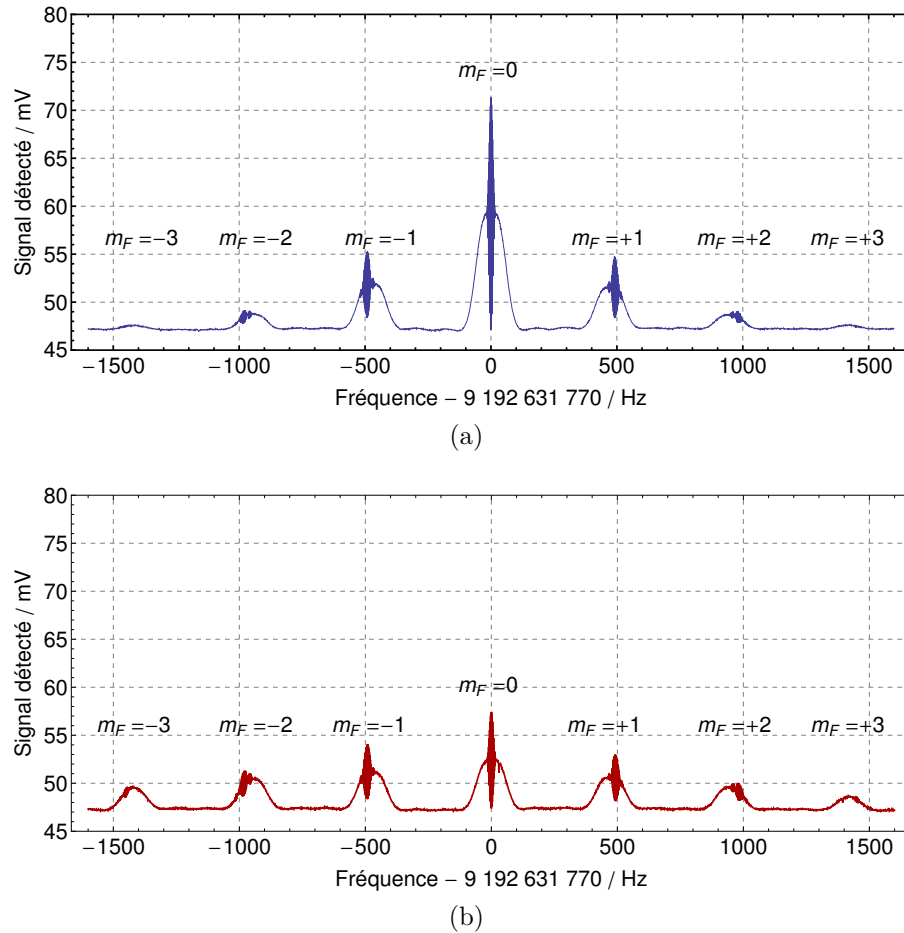


FIGURE 2.5 : Les deux graphes présentent la distribution de population des atomes sur les différents sous-niveaux Zeeman du niveau hyperfin $|F = 3\rangle$ lors d'un balayage de la fréquence autour de la fréquence horloge pour deux configurations : une configuration où la préparation d'état est activée (a) et une où la préparation d'état n'est pas activée (b). L'intervalle des valeurs de l'axe vertical est le même entre ces deux graphes afin de pouvoir plus facilement comparer les différentes amplitudes de l'ensemble des piédestaux de Rabi. Notons également que le signal détecté n'est jamais nul. À une fréquence donnée, si aucun atome n'effectue de transition la photodiode va tout de même recevoir un signal DC parasite provenant des photons du faisceau laser de détection. Ainsi, la mesure donnera toujours un signal minimum de 47 mV.

Le dépompage

Toujours dans l'objectif d'optimiser le jet atomique en lui conférant la distribution de population la plus optimale, un faisceau de dépompage (aussi appelé dépompeur) est placé 2 cm au-dessus du réseau 2. Ce faisceau a les mêmes caractéristiques géométriques que les faisceaux des deux réseaux décrits précédemment et est polarisé linéairement de sorte à éviter le piégeage des atomes dans l'état $|F = 4, m_F = 0\rangle$. Il est rétro-réfléchi sur lui-même dans la direction Oy grâce à un miroir métallique situé à l'extérieur de la chambre à vide de sorte à ne pas dévier la trajectoire du jet atomique. Ce faisceau de dépompage est accordé sur la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ ce qui a pour conséquence de vider le niveau atomique $|F = 4\rangle$. Dans des conditions optimales, l'efficacité de la préparation d'état est parfaite et aucun atome ne devrait se trouver dans l'état $F=4$. Compte tenu des réflexions parasites, de la qualité des alignements et de la lumière diffuse, la population atomique sur l'état hyperfin $F=4$ est d'environ 10 % à la sortie de la préparation d'état. Le faisceau dépompeur permet alors de diminuer cette population en-dessous des 5 % de la population totale du jet atomique [80].

Le piège à lumière

La dernière étape que vont franchir les atomes avant de quitter la chambre source est le passage au travers d'un piège à lumière. Ce piège, spécifique au fonctionnement continu de la fontaine, permet d'empêcher de la lumière diffuse d'accéder à la chambre de vol libre, sans pour autant stopper les atomes.

Les différentes étapes de refroidissement des atomes dans FoCS-2 sont similaires à celles dans les fontaines pulsées. Ces étapes, utilisant des faisceaux lasers, vont générer de la lumière de fluorescence qui va se diffuser dans toute la chambre source et dont une partie va se retrouver dans la chambre de vol libre. Cette chambre, où se trouve la cavité micro-onde, est le lieu des interactions de Ramsey. La présence de lumière dans cette zone va entraîner un déplacement de fréquence radiatif⁶ [33]. Il est donc absolument nécessaire de limiter au maximum l'accès de la lumière diffuse dans cette chambre. Pour ce faire, les fontaines pulsées bloquent les faisceaux lasers à l'aide d'obturateurs mécaniques et de **M**odulateurs **A**cousto-**O**ptiques (MAO) [18–20] une fois le nuage d'atomes formé et lancé.

Cependant, la création d'un jet continu d'atomes froids de césium interdit l'extinction des faisceaux lasers. Il nous est donc impossible de procéder de la même manière que les fontaines pulsées. Afin de contourner cette contrainte

6. Pour la fontaine continue, sans la présence du piège à lumière, le déplacement de fréquence radiatif dû à la lumière diffuse provenant de la chambre source est de l'ordre de 10^{-12} , la MM-3D étant la contribution la plus importante.

technique, un piège à lumière a été installé 7 cm au dessus du faisceau dépompeur. Son principe de fonctionnement a été étudié en détail dans les articles [81] et [63] et nous n'en ferons ici qu'une brève description.

Le piège à lumière est une turbine entraînée par un **M**oteur **É**lectro-**S**tatique (MES) qui permet de faire une sélection en vitesse des objets la traversant. Les atomes de césium allant à une vitesse bien inférieure à celle de la lumière, il est possible au piège de laisser les atomes passer à travers lui tout en bloquant la lumière (facteur d'atténuation $\sim 10^4$ [63]). La figure 2.6 montre une représentation en trois dimensions du piège à lumière. La turbine est composée de 18 pales en verre (*Schott BG42*), principalement absorbantes, positionnées à 45 degrés par rapport au plan horizontal et équ réparties autour de l'axe de rotation. Cette turbine est positionnée sur le rotor d'un MES spécialement conçu pour fonctionner à très basse pression. Ce MES est composé d'un rotor en verre et d'un stator sur lequel se trouvent 60 électrodes. Ces électrodes sont polarisées alternativement par une tension triphasée de 600 V avec des phases respectives de 0, $2\pi/3$ et $4\pi/3$, ce qui aura pour conséquence, après quelques minutes de chargement à $\omega = 0$, d'entraîner le rotor à une vitesse constante.

Soit :

$$f_{\text{turb}} = \frac{x_P \times \bar{v}_z^P}{2\pi R_{\text{co}}}, \quad (2.2)$$

la formule permettant de déterminer la fréquence de rotation f_{turb} de la turbine nécessaire pour laisser passer les atomes ayant une vitesse moyenne verticale \bar{v}_z^P au niveau du piège. $R_{\text{co}} = 34,1$ mm est le rayon moyen du système turbine + pales et $x_P = 1,007$ est le coefficient qui relie la vitesse angulaire du piège à lumière et la vitesse moyenne verticale du jet. Ce coefficient calculé dans [63] prend en compte la courbure apparente des pales due à leur vitesse. Pour une valeur $\bar{v}_z^P = 3,6$ m/s, la fréquence de rotation du moteur vaut 17 Hz. Compte tenu de la distribution en vitesse des atomes, le piège à lumière laisse passer 95% des atomes du jet.

Les tensions nécessaires au piège à lumière pour fonctionner dans ces conditions sont contrôlées par une carte *National Instruments* commandée par une routine *Labview*.

La photodiode visible sur la figure 2.6 est positionnée dans un piège en graphite et est utilisée pour surveiller le comportement à long terme de la lumière réfléchiée par les pales dans le piège en graphite. Une seconde photodiode est située environ 10 cm au-dessus du piège à lumière et est non visible sur la figure 2.6. Cette photodiode est utilisée pour mesurer le niveau de lumière résiduelle qui traverse le piège et ainsi permettre l'évaluation du déplacement radiatif dû à la lumière de fluorescence provenant de la chambre source.

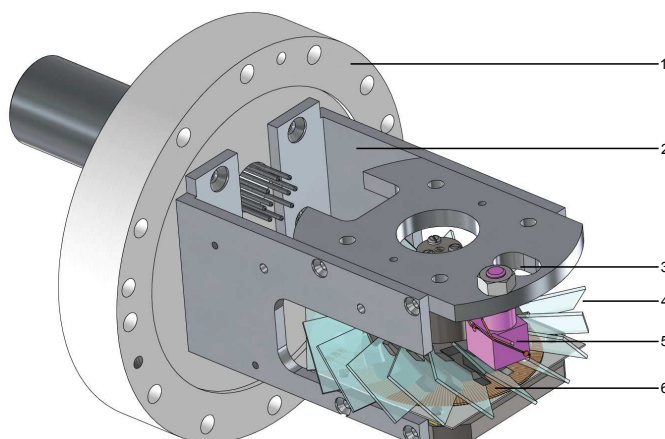


FIGURE 2.6 : Représentation en trois dimensions du piège à lumière. 1 : Bride de connexion au système à vide ; 2 : Support du moteur ; 3 : Trou de passage du jet atomique ; 4 : Pales en verre ; 5 : Photodiode et piège à lumière en graphite ; 6 : Stator du moteur.

2.1.4 La chambre de vol libre

Une fois le piège à lumière passé, les atomes quittent la chambre source pour entrer dans la chambre de vol libre. Cette zone est le coeur de la fontaine atomique puisque c'est là qu'auront lieu les deux interactions de Ramsey qui permettront aux atomes de passer du niveau hyperfin $|F = 3\rangle$ au niveau hyperfin $|F = 4\rangle$. Cette chambre est un cylindre en aluminium dans lequel se trouve la cavité micro-onde ainsi qu'une cloche en graphite. Une description détaillée de ces deux éléments se trouve dans les paragraphes ci-après.

Comme présenté sur la figure 2.2, la chambre de vol libre est entourée par trois couches de blindage magnétique cylindrique de 1,5 mm d'épaisseur. Ces blindages, aussi en μ -métal, sont installés entre la chambre et le blindage magnétique rectangulaire entourant la fontaine atomique et ont pour objectif de minimiser au maximum le champ magnétique terrestre dans la chambre à vide et garantir la meilleure homogénéité spatiale du champ possible. Directement installé sur la surface interne du blindage le plus proche du cylindre en aluminium se trouve aussi un solénoïde cylindrique. Cette bobine permet de générer un champ magnétique statique vertical, couramment appelé le *champ C*, qui définit l'axe de quantification et divise les niveaux hyperfins en sous-niveaux hyperfins⁷. Ces sous-niveaux hyperfins sont aussi appelés sous-niveaux Zeeman, du nom de l'effet physique qui les engendre : l'effet Zeeman. Ce solénoïde est composé de 440 spires et possède une hauteur de 56,1 cm ainsi qu'un diamètre de 39,5 cm. Il est alimenté de sorte à générer un champ magnétique statique vertical de 71,2 nT ce qui définit la différence

7. Dans le cadre de la réalisation de la seconde, nous étudions la transition entre les niveaux $|F = 3\rangle$ et $|F = 4\rangle$. Le nombre de sous-niveaux m_F créés étant égal à $2F + 1$, nous formons 7 + 9 sous-niveaux.(c.f. annexe A)

de fréquence entre les sous-niveaux Zeeman $\Delta F = 0$, $\Delta m_F = \pm 1$ à 237,5 Hz.

Le cylindre étant entouré de trois couches de blindage magnétique cylindrique, deux triplets de bobines supplémentaires sont placés aux extrémités du cylindre : un triplet à l'interface avec la chambre source/détection et un à l'interface avec le dôme d'alimentation. Chaque bobine de chaque triplet se trouve à la même hauteur que le blindage magnétique cylindrique qui lui est associé. Ces triplets de bobines sont utilisés pour améliorer l'homogénéité du champ C aux extrémités de la chambre de vol libre.

La température de la chambre de vol libre est contrôlée par huit tiges chauffantes situées dans les extrémités de la chambre hors des blindages magnétiques. Ces tiges chauffantes sont alimentées par un courant alternatif de 3000 Hz afin d'éviter toutes perturbations électromagnétiques. La température à l'intérieur de la chambre de vol libre est mise en équilibre par l'intermédiaire des radiations thermiques du cylindre en aluminium. En utilisant une boucle de rétro-action avec trois sondes *Negative Temperature Coefficient* (NTC) (NTC 10k3A1 de chez BetaTHERM Sensors) installées sur le cylindre en aluminium, la température de la chambre est paramétrée à $296,83 \pm 0,075$ K.

La chambre de vol libre contient aussi une tige en cuivre qui la traverse de part en part (c.f. section 2.2). Cette tige, de 3 mm de diamètre, est utilisée pour démagnétiser les blindages magnétiques et, comme expliqué dans la section 4.4.1, pour générer un champ magnétique supplémentaire afin d'incliner le champ C et ainsi permettre l'évaluation du déplacement de fréquence dû à l'effet Zeeman quadratique ainsi que l'effet Majorana.

La cavité micro-onde

La chambre de vol libre peut être considérée comme la partie la plus importante de la fontaine atomique car c'est elle qui contient le coeur de l'horloge : la cavité micro-onde. Comme il a déjà été expliqué précédemment, la cavité micro-onde, aussi appelée cavité de Ramsey, est utilisée pour fournir le signal micro-onde nécessaire aux atomes afin qu'ils réalisent la transition horloge. La cavité micro-onde fut l'une des améliorations majeures effectuées sur FoCS-2 ces dernières années. En effet, la cavité présentée dans le travail de thèse de Laurent Devenoges n'est plus celle présente aujourd'hui dans FoCS-2. Elle fut remplacée en 2012, quelques mois avant le début de ce travail de doctorat. Les travaux associés à ce changement ont été présentés dans [82] et nous proposons au lecteur une description détaillée de cette nouvelle cavité micro-onde dans la section 2.3.

Comme illustré sur la figure 2.2, le signal micro-onde nécessaire à l'interrogation des atomes est délivré par deux câbles coaxiaux provenant du dôme d'alimentation.

Afin que la fréquence de résonance de la cavité soit la même que la

fréquence de la transition horloge, la cavité doit être mise à une certaine température. Le coefficient de variation de la fréquence du mode d'excitation utilisé, TE_{105} , en fonction de la température a été mesuré et vaut $\partial f_{105}^{TE} = 150,804 \text{ kHz/K}$. De ce fait, la cavité doit être chauffée à 296,83 K. Comme dit précédemment, la cavité micro-onde est chauffée par l'intermédiaire des rayonnements thermiques du cylindre en aluminium.

La cavité micro-onde est installée sur un support rotatif. En effet, dû à sa conception originale utilisant une cavité avec deux zones d'interaction, la fontaine FoCS-2 est soumise, à l'instar des étalons thermiques [33], à un effet qui induit un déplacement de fréquence que les fontaines pulsées n'ont pas, le *end-to-end phase shift*. Décrit en détail dans la section 4.2.2, cet effet provient d'un déphasage du champ magnétique micro-onde entre les deux zones d'interaction. L'évaluation du déplacement de fréquence lié à cet effet est réalisée en tournant la cavité sur elle-même ($0z$ est l'axe de rotation) d'un angle de 180 degrés. Le support est relié à une traversée rotative étanche par l'intermédiaire de deux tiges en aluminium. Cette traversée rotative se trouve dans le dôme d'alimentation surplombant la chambre de vol libre. Il est ainsi possible de tourner la cavité depuis l'extérieur du système à vide. Le positionnement exact de la cavité est assuré par deux butées de retournement qui permettent une reproductibilité de position de $20 \mu\text{m}$. Ajoutons pour conclure que ce support permet aussi d'isoler électriquement la cavité micro-onde du reste de la fontaine atomique, empêchant ainsi la création de courants thermoélectriques.

La cloche en graphite

L'un des grands changements effectués durant ce travail de doctorat fut l'installation d'une cloche en graphite au-dessus de la cavité micro-onde. Comme le présente la figure 2.7, la cloche en graphite est installée directement au niveau des deux *cutoffs*⁸ supérieurs de la cavité. Cette cloche est un cylindre de graphite pur fermé à l'une de ses extrémités. L'autre extrémité est partiellement fermée par un couvercle avec deux ouvertures d'un diamètre légèrement plus grand que le diamètre externe des *cutoffs*. Le cylindre a un diamètre interne de 80 mm et une hauteur de 292 mm. L'ensemble est soutenu par deux supports connectés aux deux tiges en aluminium utilisées pour tourner la cavité micro-onde via la traversée tournante dans le dôme d'alimentation.

Cette cloche en graphite, qui joue le rôle d'absorbeur micro-onde, a été installée pour protéger les atomes d'un champ électromagnétique indésirable

8. Comme nous le décrirons dans la section 2.3, la cavité micro-onde possède quatre guides d'onde sous la coupure qui empêchent la micro-onde de quitter l'intérieur du guide d'onde de la cavité. Ces guides d'onde, ou *cutoff waveguide*, seront appelés *cutoffs* dans la suite de ce manuscrit.

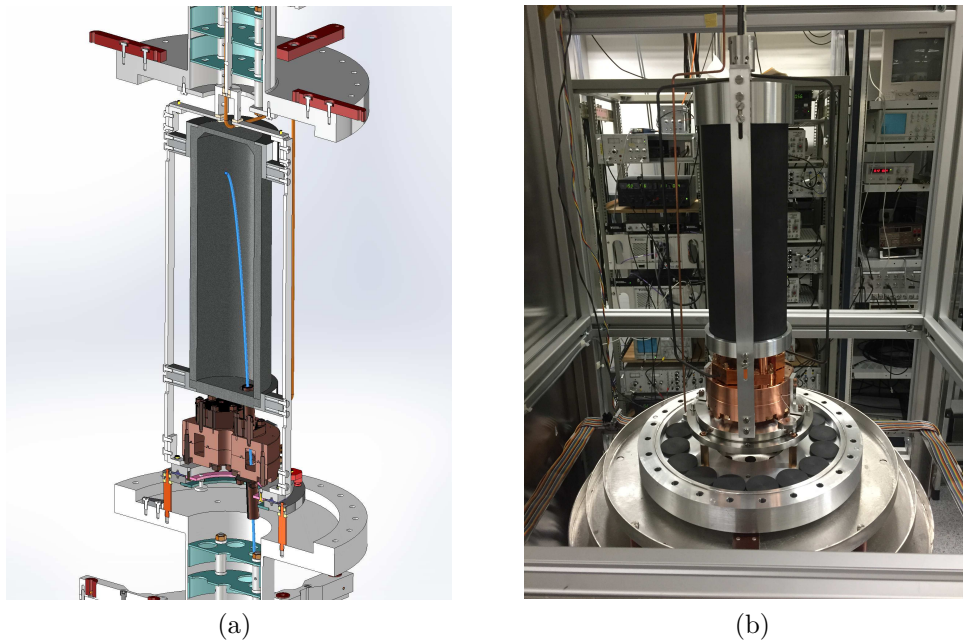


FIGURE 2.7 : (a) : Dessin d'une coupe de la cloche en graphite ainsi que de la cavité micro-onde selon le plan Oxy . (b) : Photographie de la cloche en graphite après son installation dans la chambre de vol libre. Ce cliché montre aussi les disques de graphite qui ont été positionnés sur le fond de la chambre.

dans la chambre de vol libre. En effet, la présence de champ micro-onde dans la zone de vol libre peut entraîner un déplacement de fréquence que nous référencerons dans le budget d'incertitude de la fontaine comme un déplacement de fréquence dû aux fuites micro-ondes. L'origine et l'effet de ces fuites micro-ondes a été une étape importante dans l'évaluation de FoCS-2 et l'ensemble de cette analyse est décrite dans le chapitre 3.

Notons que, pour limiter le plus possible ce champ perturbateur, des disques en graphite ont été installés sur le fond de la chambre de vol libre, comme le montre la figure 2.7. Une partie de la surface interne de la chambre de vol libre a aussi été recouverte avec de la peinture en graphite (*Aquadag*) pour notamment lutter contre les réflexions de ce champ.

2.1.5 La chambre de détection

Après être passés deux fois dans la cavité micro-onde, les atomes arrivent dans la dernière chambre du système à vide : la chambre de détection. Comme son nom l'indique cette chambre contient le système qui va détecter les atomes qui auront effectué la transition horloge. Cette chambre est aussi dotée d'une traversée linéaire utilisée pour évaluer une partie du déplacement de fréquence dû aux gradients de phase dans la cavité micro-onde.

Cette traversée sera décrite en détail ci-après.

La détection

Le but de la détection est de mesurer les atomes ayant effectué la transition $|F = 3, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 4, m_F = 0\rangle$. Les atomes ayant bien effectué cette transition sont détectés grâce à un faisceau laser, appelé faisceau de détection. Celui-ci est injecté dans la chambre de détection colinéairement à l'axe $0y$. Il est rétro-réfléchi sur lui-même par un miroir métallique installé à l'extérieur de la chambre de détection de sorte à compenser l'accélération que les atomes recevraient s'ils ne voyaient qu'un faisceau. Ainsi, les atomes ne sont pas déviés et le nombre de photons émis par chaque atome excité par le faisceau de détection est maximisé. Le faisceau, asservi sur la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F = 5\rangle$, a une polarisation circulaire qui forme une configuration $\sigma^+ - \sigma^+$ qui va optimiser le signal de fluorescence des atomes pompés vers le sous-niveau $|F = 4, m_F = 4\rangle$. Il est ainsi possible de détecter environ 24 photons/atome dans l'angle solide $\Omega_{\text{det}} = 0,038$ sr de la détection. Compte tenu du nombre de photons par atome, le choix de la transition cyclante citée précédemment ne pose pas de problème et le bruit de grenaille des photo-électrons n'est pas limitant. Précisons aussi que l'utilisation d'une transition pompante est technologiquement difficile à mettre en place car elle nécessite une meilleure collection de la lumière de fluorescence émise par les atomes.

La lumière de fluorescence est déviée vers la photodiode de détection au moyen d'un doublet de lentilles de Fresnel⁹ disposé dans le plan $0xz$ du jet atomique et perpendiculairement au faisceau de détection. Un miroir sphérique est positionné sur la paroi en aluminium au niveau du faisceau de détection de sorte à ce que le centre de la sphère coïncide avec l'intersection du jet atomique et du faisceau de détection. Ainsi, les photons se propageant dans la direction opposée au doublet de lentilles sont réfléchis vers le doublet, et donc vers le détecteur, augmentant par conséquent le signal de détection. Cet ensemble est en partie contenu dans une boîte en graphite. Cette boîte permet de limiter le signal DC parasite présent sous le signal de Ramsey.

La photodiode utilisée pour la détection est une photodiode *S1227-1010BR* en silicium de la marque *Hamamatsu*. Elle a une surface de 1 cm^2 et elle est montée sur un convertisseur courant-tension dont le bruit à basse tension a été minimisé de sorte que sa densité spectrale de bruit soit de l'ordre de $10^{-14} \text{ A}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz .

Compte tenu des paramètres actuels, le flux atomique au niveau de la détection est de l'ordre de 1×10^6 atomes/s.

9. Les deux lentilles ont les mêmes caractéristiques, à savoir 100 mm de diamètre et une distance focale de 127 mm.

La traversée linéaire

À l'instar de la chambre source, la chambre de détection est équipée d'une bride permettant l'installation d'un second piège à lumière. Comme le montre l'évaluation du déplacement de fréquence dû à la lumière parasite provenant de la chambre de détection (c.f. section 4.5.2), l'installation d'un second piège à lumière n'est pas nécessaire. La bride, initialement conçue pour installer ce second piège, a alors été modifiée pour permettre l'installation d'une traversée linéaire. Cette traversée linéaire de chez *MDC vacuum* permet de déplacer, depuis l'extérieur du système à vide, une tige selon un axe. Comme le montre la figure 2.8, la traversée est dans le plan $0xz$ des atomes de sorte à déplacer la plaque en graphite qui lui est associée selon l'axe $0x$ et effectuer ainsi une sélection du jet atomique selon l'axe $0y$. Ceci a été réalisé de sorte à pouvoir évaluer le déplacement de fréquence dû aux gradients de phase dans la cavité aussi appelés *Distributed Cavity Phase Shift* (DCPS). La méthode employée ainsi que les résultats obtenus sont décrits en détail dans la section 4.2.3. Notons que la traversée offre une reproductibilité de positionnement de $25 \mu\text{m}$ et qu'elle est réalisée en acier 316 L afin de ne pas ajouter de perturbation magnétique supplémentaire dans cette zone de la fontaine.

2.1.6 Le dôme d'alimentation micro-onde

Le dôme d'alimentation micro-onde est une cloche en acier 316-L située sur l'extrémité supérieure de la chambre de vol libre. Elle se situe entre les trois couches de blindage cylindrique et le blindage rectangulaire. Comme nous pouvons l'observer sur la figure 2.2, cette cloche possède deux bras où se trouvent la pompe getter et la jauge de pression décrites précédemment. Le sommet du dôme est constitué d'une traversée rotative étanche. Cette traversée rotative est utilisée pour connecter le synthétiseur micro-onde aux deux câbles coaxiaux permettant d'alimenter la cavité. Connectés au support de la cavité micro-onde via deux tiges en aluminium, les éléments *traversée - cloche en graphite - cavité* forment un ensemble découplé électriquement du reste de la fontaine. Bien entendu, cet ensemble peut effectuer une rotation de 180 degrés.

2.2 La table optique

L'ensemble des faisceaux lasers utilisés pour refroidir, préparer et détecter les atomes est généré par cinq diodes installées sur une table optique située dans le même laboratoire que la fontaine atomique. Cette table optique de dimensions $150 \text{ cm} \times 120 \text{ cm}$ est recouverte d'une protection en plexiglas de sorte à stabiliser thermiquement l'ensemble des éléments composant la table ainsi que de limiter de possibles perturbations dues à des mouvements d'air.

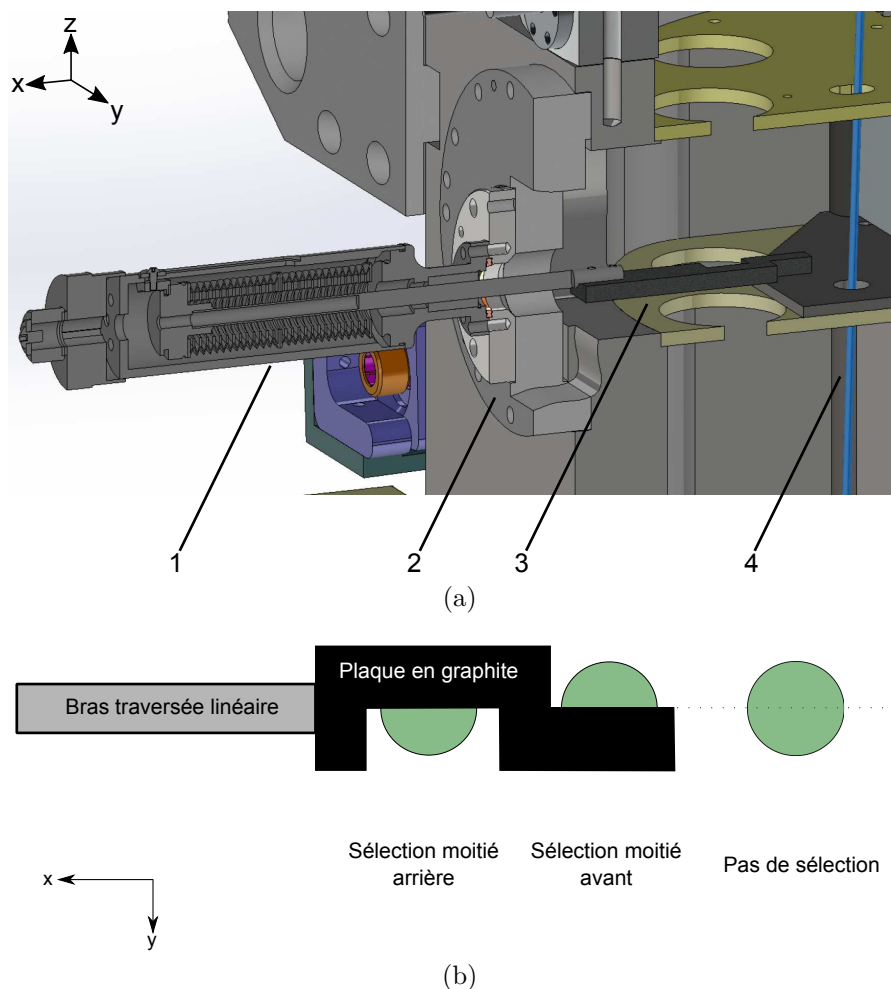


FIGURE 2.8 : (a) : Coupe du dessin de FoCS-2 au niveau de la traversée linéaire présente dans la chambre de détection. De gauche à droite : 1 : Traversée linéaire ; 2 : Bride de connexion au système à vide ; 3 : Plaque en graphite installée sur la traversée linéaire ; 4 : Jet atomique. Précisons que cette plaque en graphite peut-être placée sur la trajectoire du jet atomique permettant ainsi de sélectionner spatialement les atomes. (b) : Vue de dessus d'une représentation simplifiée de la plaque en graphite. La structure noire représente la plaque en graphite et le cercle vert représente le jet atomique. En déplaçant la plaque grâce à la traversée linéaire le long de l'axe $0x$, il est possible d'effectuer une sélection géométrique du jet atomique (c.f. section 4.2.3).

Elle est aussi montée sur des pieds qui possèdent un système d'amortissement limitant, cette fois, des perturbations provenant de vibrations dans le sol. Une photographie de la table est présentée sur la figure 1.8 tandis que la figure 2.9 montre l'ensemble des éléments et des faisceaux laser qui composent la table optique.

Cinq lasers sont utilisés pour générer les faisceaux utiles : le laser maître, le laser pompeur, le laser réseau 2, le laser de détection et le laser repompeur. S'ajoutent à cela deux amplificateurs optiques ou *Master Oscillator and Power Amplifier* (MOPA) : le MOPA1 et le MOPA2. L'ensemble de ces lasers génère des faisceaux qui utilisent la transition $D2$ (c.f. annexe A) de l'atome de césium.

Les paragraphes suivants vont décrire, en reprenant l'ordre des différentes étapes de préparation du jet atomique, les propriétés de chaque faisceau laser. Précisons que les asservissements de chacun des lasers utilisés sont effectués au moyen d'un signal d'absorption saturée obtenu en faisant passer le faisceau dans une cellule de césium à température ambiante. La méthode d'asservissement est décrite en détail dans [78]. Le tableau 2.2 résume l'ensemble des paramètres des faisceaux lasers utilisés.

2.2.1 Le PMO bidimensionnel

Le laser maître est utilisé pour générer la lumière de refroidissement du PMO-2D, de la MM-3D ainsi que du réseau 1. Ce laser est un laser commercial à rétroaction répartie (ou *Distributed FeedBack laser diode* (DFB)). La puissance optique en sortie de ce laser est d'environ 100 mW avec une largeur de raie de 2 MHz. Ce faisceau est divisé, grâce à deux cubes séparateurs de polarisation, en trois parties afin de produire le faisceau d'entrée du MOPA1, le faisceau du réseau 1 et le faisceau de dépompage. Ces deux premiers faisceaux, provenant directement du laser maître, sont asservis +160 MHz au dessus de la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$.

Le faisceau passant par le MOPA1 est ensuite subdivisé en trois faisceaux. Ces faisceaux serviront à générer la MM-3D. L'un de ces trois faisceaux, servant à créer la paire de faisceaux horizontaux de la MM-3D, est à son tour divisé en deux parties après un passage dans un MAO (+80 MHz), l'une pour la MM-3D et l'autre pour le PMO-2D.

À ce stade, le faisceau utilisé pour le PMO-2D manque de puissance. C'est pour cette raison qu'il va passer à travers le second MOPA. Le faisceau se propagera alors jusqu'à deux cubes séparateurs de polarisation. Le premier est utilisé pour soustraire une partie du faisceau principal et générer un nouveau faisceau appelé pousseur (c.f. section 2.1.2), et le second est utilisé pour superposer un faisceau repompeur sur le faisceau de refroidissement de la PMO-2D.

Compte tenu de la fréquence initiale du faisceau du laser maître, ainsi que

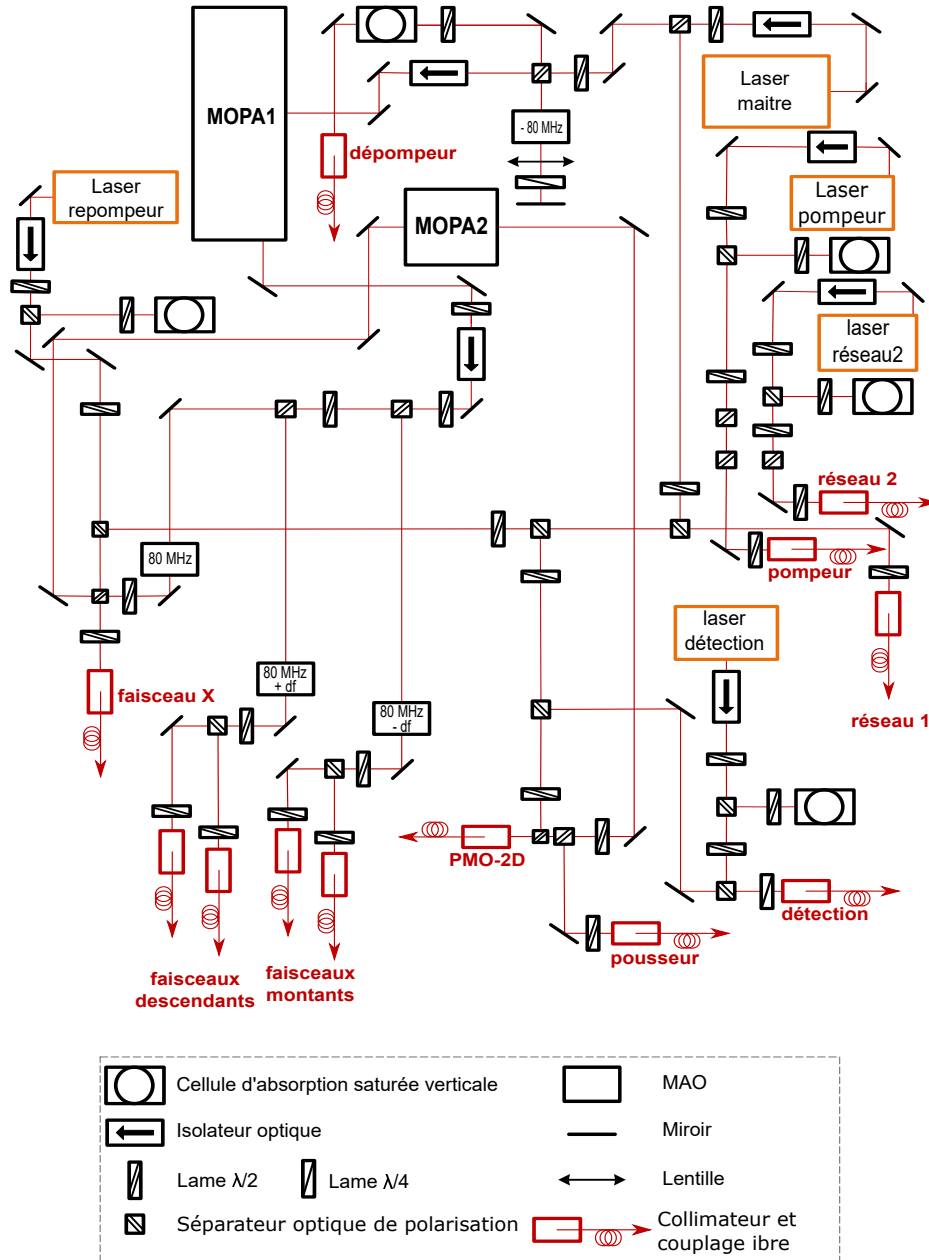


FIGURE 2.9 : Représentation du dispositif optique. Les collimateurs de fibre sont connectés à des fibres optiques MP afin de pourvoir les faisceaux lumineux jusqu'à la fontaine atomique. Les faisceaux utilisés pour l'asservissement des lasers se déplacent verticalement dans les cellules d'absorption saturée de césium. Ils ne sont pas visibles sur ce schéma.

TABLE 2.2 : Résumé des caractéristiques des différents faisceaux lasers utilisés pour le fonctionnement de FoCS-2. Précisons que la notation de type $\nu_{ij'}$ est équivalente à la notation $|F = i\rangle \rightarrow |F' = j\rangle$ utilisée dans le texte. Nous précisons aussi que $\nu_{44'} + 160 \text{ MHz} + 80 \text{ MHz} = \nu_{45'} - 12 \text{ MHz}$ et que $df = 3,3 \text{ MHz}$ en régime nominal.

	Transition utilisée	Intensité (mW)	Rayon gaussien $\frac{1}{2}\phi_{e^{-2}}$ (mm)
<i>Pre-source</i>			
PMO-2D	$\nu_{45'} - 12 \text{ MHz}$	180	2,9
Rep. PMO-2D	$\nu_{34'}$	1	2,9
Pousseur	$\nu_{45'} - 12 \text{ MHz}$	7,5	2,9
<i>Source</i>			
MM-3D montant	$\nu_{45'} - 12 + df \text{ MHz}$	11	5,75
MM-3D descendant	$\nu_{45'} - 12 - df \text{ MHz}$	11	5,75
MM-3D X	$\nu_{45'} - 12 \text{ MHz}$	11	5,75
Rep. MM-3D X	$\nu_{34'}$	0,14	5,75
Réseau 1	$\nu_{44'} + 160 \text{ MHz}$	8,5	2,84
Rep. Réseau 1	$\nu_{34'}$	0,075	2,84
Réseau 2	$\nu_{44'-45'}$	2,2	2,84
Pompeur	$\nu_{32'-34'}$	0,25	2,84
Dépompeur	$\nu_{44'}$	0,56	2,84
<i>Détection</i>			
Détection	$\nu_{45'} - 2 \text{ à } 6 \text{ MHz}$	0,78	2,84

du passage de celui-ci dans un MAO avant d'être injecté dans le MOPA2, les faisceaux du PMO-2D sont asservis 12 MHz au-dessous de la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$. Leurs polarisations linéaires sont assurées par le passage dans les deux cubes séparateurs de polarisation. Le faisceau pousseur a une puissance de 7,5 mW tandis que le faisceau de refroidissement a une puissance de 180 mW à laquelle se rajoute 1 mW de repompeur.

2.2.2 La mélasse tridimensionnelle

La mélasse tridimensionnelle est composée de trois paires de faisceaux orthogonaux. Comme il a été décrit dans la section 2.1.3, les deux paires du plan Oyz sont formées par deux faisceaux montants et deux faisceaux descendants tandis que la dernière paire, colinéaire à l'axe Ox , est formée à partir d'un seul faisceau rétro-réfléchi sur lui-même. Les faisceaux de la MM-3D sont créés à partir du faisceau sortant du MOPA1 qui a une puissance de 250 mW. Le faisceau en sortie du MOPA1 est divisé en trois parties par le passage dans deux cubes séparateurs. La première partie passe dans un MAO qui va décaler la fréquence du faisceau de $+80 + df$ MHz. Une fois passé dans le MAO, le faisceau est divisé en deux une dernière fois afin de former les deux faisceaux montants. De la même manière, la seconde partie du faisceau de sortie du MOPA1 est divisée en deux pour former les deux faisceaux descendants après être passé dans un MAO qui a décalé la fréquence de $+80 - df$ MHz. Enfin, la troisième partie passe dans un MAO qui va décaler la fréquence de $+80$ MHz. En sortie de ce MAO, le faisceau passe dans un cube séparateur de polarisation afin de diviser le faisceau en deux, une partie pour le PMO-2D et une partie pour le faisceau horizontal (faisceau X). Ce cube sert aussi à superposer un faisceau repompeur au faisceau X. L'élément de fréquence df est utilisé selon l'équation 2.1 pour paramétrer la vitesse verticale du jet atomique.

Leurs fréquences sont asservies 12 MHz au-dessous de la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$. Ces faisceaux possèdent la même puissance de 11 mW tandis que le faisceau repompeur associé au faisceau X a une puissance de $140 \mu\text{W}$. Ces faisceaux ont un profil gaussien de demi-largeur $\frac{1}{2}\phi_{e-2} = 5,75$ mm et sont géométriquement limités par un diaphragme de 30 mm de diamètre. Enfin, leurs polarisations sont linéaires de sorte à former une mélasse de type lin.-perp.-lin.

2.2.3 Le réseau 1

Le faisceau du réseau 1, responsable du refroidissement transverse du jet atomique, est l'un des trois faisceaux créés avec le faisceau de sortie du laser maître. Il est asservi $+160$ MHz au dessus de $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$. Il est polarisé linéairement et possède une puissance de 8,5 mW. Il est aussi collimaté

de sorte à avoir un profil gaussien de demi-largeur $\frac{1}{2}\phi_{e-2} = 2,84$ mm et est géométriquement limité par un diaphragme de 11 mm de diamètre.

Ce faisceau est superposé à un faisceau repompeur via un cube de séparation optique de polarisation. La puissance du faisceau repompeur est de $75 \mu\text{W}$.

2.2.4 Le réseau 2

Le réseau 2 est l'étape en charge de préparer les atomes dans le sous-niveau Zeeman $|F = 3, m_F = 0\rangle$. Cette étape utilise deux faisceaux laser afin d'effectuer une méthode de pompage optique à deux faisceaux. Le premier provient d'une diode laser DFB, le laser réseau 2. Son faisceau est asservi sur le croisement des transitions $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle - |F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$ de sorte à pomper les atomes vers le niveau hyperfin $|F = 3\rangle$ tout en effectuant un refroidissement Sisyphé. Il est linéairement polarisé et il a une puissance de 2,2 mW.

Le second faisceau, appelé faisceau pompeur, est généré par le laser pompeur qui est une diode laser Fabry-Perot montée en cavité étendue (ou *Extended Cavity Laser Diode* (ECDL) [59]). Sa configuration Littrow donne une largeur de raie au faisceau d'environ 500 kHz. Il est asservi sur le croisement des transitions $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle - |F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ et sa puissance est ajustée à environ $250 \mu\text{W}$ pour optimiser le pompage optique. Sa polarisation linéaire est assurée par le passage du faisceau dans un cube séparateur de polarisation avant son injection dans la fibre optique qui va guider le faisceau à la fontaine atomique.

2.2.5 Le dépompage

Le faisceau de dépompage est utilisé pour dépeupler l'état $|F = 4\rangle$ juste avant que les atomes ne passent dans le piège à lumière. Il est formé à partir de l'un des trois faisceaux créés avec le faisceau de sortie du laser maître. Ce faisceau est asservi sur la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$.

Sa polarisation linéaire est orientée de sorte à maximiser l'efficacité du dépompage. Le faisceau, rétro-réfléchi pour éviter la déflexion des atomes, possède une puissance de $560 \mu\text{W}$. Il est aussi collimaté de sorte à avoir un profil gaussien de demi-largeur $\frac{1}{2}\phi_{e-2} = 2,84$ mm et est géométriquement limité par un diaphragme de 11 mm de diamètre.

2.2.6 Le faisceau de détection

Le faisceau de détection, aussi appelé faisceau sonde, est le faisceau qui va interroger les atomes dans la chambre de détection après qu'ils soient passés

deux fois dans la cavité micro-onde. Ce faisceau est généré par le laser de détection qui est une ECDL. Il est asservi sur la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$ et décalé de 2 – 6 MHz vers le rouge en appliquant un champ magnétique sur la cellule d’asservissement. Ce décalage, ainsi que le changement de polarisation linéaire à polarisation circulaire σ^+ suite à son passage dans une lame $\lambda/4$ positionnée en sortie du collimateur de fibre, a pour but d’optimiser le signal de fluorescence émis par les atomes dans l’état $|F = 4, m_F = 4\rangle$.

Le faisceau sonde a une puissance de 870 μW . Il est collimaté de sorte à avoir un profil gaussien de demi-largeur $\frac{1}{2}\phi_{e-2} = 5,68$ mm et est géométriquement limité par un diaphragme de 14 mm de diamètre. Précisons que ce faisceau est rétro-réfléchi pour éviter la déflexion des atomes.

2.2.7 Le faisceau repompeur

Afin d’effectuer le refroidissement des atomes, un faisceau, appelé faisceau repompeur, est superposé aux faisceaux du PMO-2D, aux faisceaux X de la MM-3D ainsi qu’au faisceau du réseau 1. Ce faisceau est asservi sur la transition $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ de sorte à ramener les atomes désexcités dans l’état hyperfin $|F = 3\rangle$ sur le niveau $|F = 4\rangle$ afin qu’ils effectuent un maximum de cycles de pompage pendant les différentes étapes de refroidissement. Ce faisceau est généré par un laser DFB, nommé laser repompeur. Il a une polarisation linéaire orienté perpendiculairement à la polarisation du faisceau qui lui est associé. De même sa puissance est ajustée à 1% de chaque faisceau associé de sorte à optimiser l’efficacité du refroidissement de chacune des étapes où se trouve le repompeur.

Précisons qu’il est aussi possible de superposer un faisceau repompeur sur le faisceau sonde. Cette action permet l’observation du signal de détection de tous les atomes atteignant le faisceau sonde.

2.3 La cavité micro-onde

Du fait de l’utilisation d’un jet continu, FoCS-2 utilise une cavité micro-onde possédant deux zones d’interaction distinctes. Cette section propose une description détaillée de la cavité présente dans FoCS-2.

La version précédente de la cavité micro-onde a été l’objet de différents travaux [64, 68]. Cette cavité fonctionnelle présentait cependant un certain nombre de défauts qui nuisaient à l’exactitude de l’étalon. En plus de la différence moyenne de phase entre les deux zones d’interaction responsables du *end-to-end phase shift*, la cavité avait une conception qui permettait à des modes de résonance, autres que celui initialement prévu pour interroger les atomes, de résonner à des fréquences proches de quelques centaines de MHz de la fréquence horloge. Ces autres modes de résonance avaient alors un fort

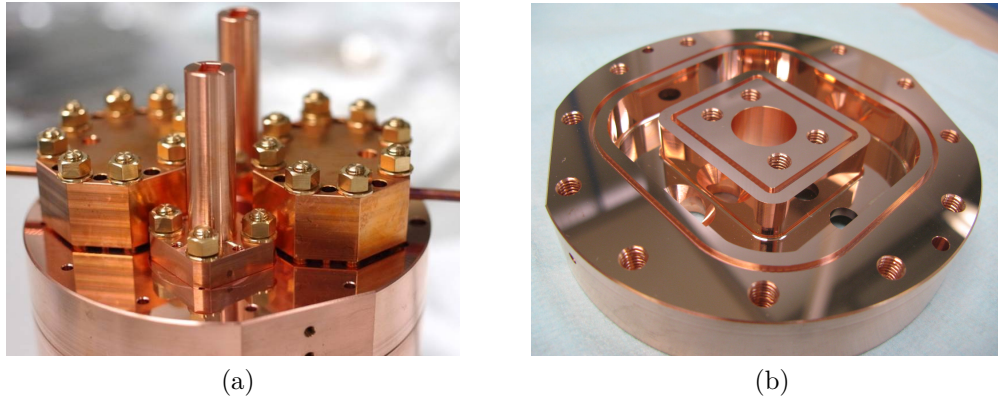


FIGURE 2.10 : (a) : Cliché de la partie supérieure de la cavité micro-onde. Nous pouvons observer les deux coupleurs micro-ondes à gauche et à droite. Au centre, les deux tubes verticaux sont les *cutoffs*, empêchant la micro-onde dans le guide d'onde de quitter la cavité par les zones d'interaction. (b) : Cliché du guide d'onde de la cavité. Ce guide d'onde en forme d'anneau a été conçu de sorte à faire résonner le mode TE_{105} .

impact sur les gradients de phase dans la cavité de l'ordre de quelques milliradians. Les gradients de phase induisant des déplacements de fréquence, l'ordre de grandeur de quelques milliradians provoque des déplacements relatifs de fréquence de quelques 10^{-13} (c.f. section 4.2.3).

2.3.1 Description de la cavité

La nouvelle cavité a donc pour objectif de présenter un design possédant des gradients de phase plus faibles de sorte à diminuer l'impact des effets associés sur la fréquence de l'horloge. Concrètement, des pertes du signal micro-onde dans les parois de la cavité ainsi que dans les coupleurs vont induire des ondes progressives qui vont créer des gradients de phase lorsque celles-ci seront superposées à l'onde stationnaire du mode de résonance principal de la cavité [83]. Précisons dès à présent que, l'injection du signal micro-onde se faisant par deux ports distincts, il est nécessaire de pouvoir équilibrer les contributions provenant de chacun des deux ports afin de limiter l'apparition des gradients de phase [84]. C'est ainsi qu'en plus de la cavité micro-onde, un système d'équilibrage de l'alimentation a été mis au point (c.f. section 2.4).

La figure 2.10 illustre le design de la nouvelle cavité présente aujourd'hui dans FoCS-2. Elle est formée à partir d'un guide d'onde en anneau dont la section verticale est rectangulaire. Les deux zones d'interaction sont équidistantes des deux ports d'alimentation situées sur la partie supérieure de la cavité. La figure 2.11 donne une représentation schématique de la cavité. Chaque port d'alimentation ¹⁰ est connecté à un iris permettant au signal

¹⁰. Nous appelons port d'alimentation le coupleur dans lequel est positionné le câble coaxial provenant du synthétiseur. Ce coupleur est connecté à la cavité par un iris.

micro-onde de s'introduire dans la cavité. La cavité, conçue avec du cuivre *Oxygen-Free High Conductivity* (OFHC), est composée de deux parties symétriques selon le plan $0xy$ qui sont assemblées et visées avec des joints en indium (Comme nous le discuterons au chapitre 3, ces joints ne semblent pas présenter de risque quant aux fuites micro-ondes). Chaque zone d'interaction est aussi prolongée par deux *cutoffs*. Ces *cutoffs* sont des cylindres creux positionnés de sorte à laisser passer les atomes à travers eux afin qu'ils aient accès aux zones d'interaction. Cependant, leurs dimensions ont été choisies afin d'atténuer le champ micro-onde provenant des zones d'interaction en direction de l'extérieur de la cavité. Cette atténuation, d'environ 200 dB, permet de supprimer de possibles fuites micro-ondes provenant des zones d'interaction. L'épaisseur des deux parties composant la cavité a été ajustée manuellement de sorte à rendre la cavité résonante à 9,192 631 770 GHz. Les dimensions de la cavité présentées dans la légende de la figure 2.10 sont assurées par les tolérances mécaniques. Ces tolérances sont comprises entre 0,005 et 0,01 mm pour les longueurs, 5 μm pour la planéité et 0,0012 μm pour la rugosité. En principe, tous les modes TE_{10l} sont excitables à cette fréquence. Cependant, à cette fréquence et à 297 K, le mode résonant est le mode $\text{TE}_{m=1, n=0, l=5}$ où $l = 5$ est le nombre de lobes de l'onde stationnaire (c.f. figure 2.11-(b)). Le fait d'exciter la cavité par deux ports différents, positionnés sur la partie supérieure de la cavité ainsi que le fait d'avoir la même distance entre les ports d'alimentations et les zones d'interactions, impose certaines valeurs de l . Les résultats de la figure 2.11-(b) sont obtenus par la réalisation de simulations par éléments finis via le logiciel *COMSOL*. Afin d'exciter correctement le mode TE_{105} , une différence de phase de 180° entre les deux zones d'interaction est nécessaire. Précisons aussi que cette différence de 180° donne quelques avantages métrologiques [85–87]. Enfin, le facteur de qualité de la cavité chargée est mesuré à $Q_L = 6900$ tandis que le facteur de qualité de la cavité déchargée est $Q_0 = 13\,800$. Le design des coupleurs donne un facteur β environ égal à 1 ainsi qu'un facteur d'atténuation pour les réflexions de ~ -33 dB.

2.3.2 Gradients de phase

La figure 2.11-(a) a été obtenue en modélisant la cavité micro-onde dans le logiciel *COMSOL*. Ce logiciel, utilisant des méthodes de simulation numérique par éléments finis, est aussi utilisé pour simuler le champ micro-onde dans la cavité (figure 2.11-(b)).

Dans ces simulations, les équations de Maxwell ont été résolues numériquement pour le volume de la figure 2.11-(a) composé uniquement de vide avec pour conditions de bords, celles imposées par la conductivité des parois en cuivre ($\sigma = 5,95 \times 10^7$ S/m). La différence de phase de 180° a été paramétrée sur l'un des deux ports d'alimentation et l'équilibre des puissances

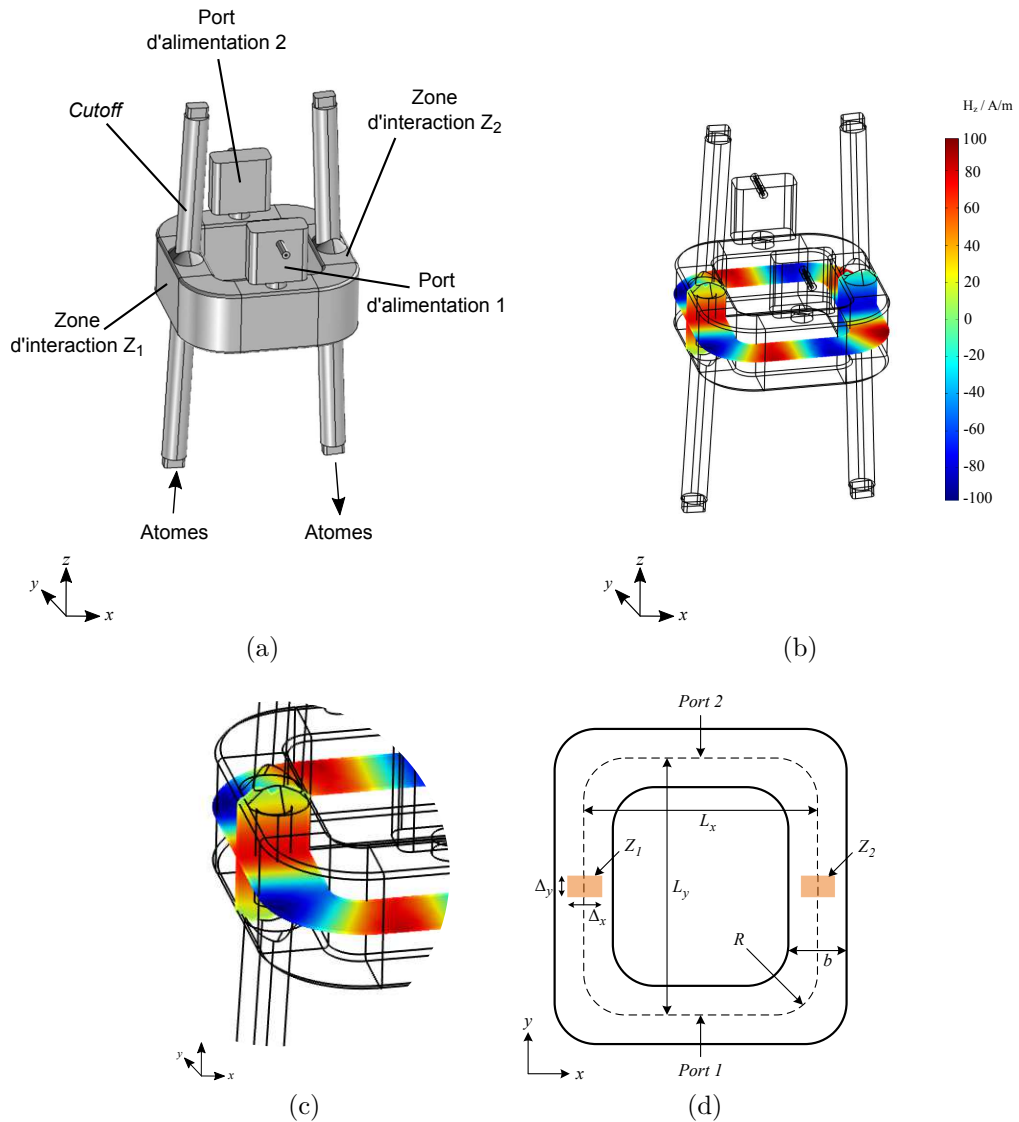


FIGURE 2.11 : (a) : Représentation du volume intérieur de la cavité micro-onde. Celle-ci est composée d'un guide d'onde en anneau excité par deux ports d'alimentation situés sur la partie supérieure de la cavité. Chaque port d'alimentation est connecté à un iris de 8 mm de diamètre permettant au signal micro-onde d'entrer dans la cavité. Les atomes passeront durant leur phase ascendante par la première zone d'interaction Z_1 puis par la seconde Z_2 durant leur phase descendante. Nous observons également la présence de quatre *cutoffs*. Ces *cutoffs* ont un diamètre externe de 9,5 mm et font 58,4 mm de hauteur. (b) : Représentation de la composante verticale H_z du mode TE_{105} au niveau du plan central de la cavité. Les deux coupes verticales aux centres des deux zones d'interaction montrent la distribution du champ dans cette région ainsi que la diminution rapide du champ dans les *cutoffs*. (c) : Agrandissement sur la zone d'interaction. (d) : Schéma du dessus de la cavité. Les deux zones colorées représentent les zones d'interaction. Les dimensions de la cavité sont $L_x = 56,2$ mm et $L_y = 61,77$ mm avec une largeur du guide d'onde $b = 14$ mm et un rayon de courbure $R = 17$ mm. La hauteur, non représentée sur ce schéma, est de 24,9 mm. Les zones d'interaction colorées ont quant à elles des dimensions égales de $\Delta_x = 8$ mm et $\Delta_y = 5$ mm et sont délimitées par les diaphragmes des *cutoffs*.

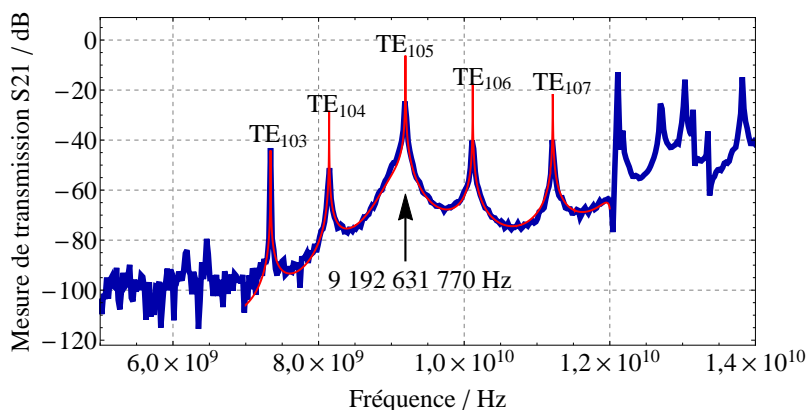


FIGURE 2.12 : Comparaison des modes résonants dans la cavité obtenus par une mesure avant son installation dans la fontaine et par des simulations réalisées sur *COMSOL*. La courbe bleue présente les résultats expérimentaux obtenus en alimentant la cavité avec un seul coupleur, tandis que la courbe rouge présente les résultats numériques. Le pic central à 9 192 631 770 Hz correspond au mode TE_{105} .

injectées entre les deux ports est choisi de sorte à avoir deux signaux identiques en amplitude et parfaitement déphasés de 180° . Précisons enfin que le maillage de la modélisation a été choisi suffisamment finement afin de rendre le bruit numérique négligeable¹¹.

La figure 2.11-(b) présente une première partie des résultats. Comme nous pouvions l'attendre, nous observons l'ordre 5 dans la périodicité du mode TE_{105} dans le plan $0xy$. Nous pouvons aussi établir l'atténuation du champ micro-onde dans les *cutoffs*. Celle-ci est alors calculée à -250 dB par rapport à la zone d'interaction. La figure 2.12 présente une comparaison des modes résonants dans la cavité obtenus par une mesure avant son installation dans la fontaine et par des simulations réalisées sur *COMSOL*. Comme nous pouvons le constater, les deux courbes ont une très bonne concordance. Notons aussi que pour cette cavité, les autres modes les plus proches du mode TE_{105} sont les modes TE_{104} et TE_{106} situés à environ 1 GHz mais ne sont pas excités si la cavité est alimentée par ses deux ports.

L'objectif de ces simulations est aussi de déterminer les gradients de phase dans la cavité de sorte à obtenir une idée précise des déplacements de fréquence qu'ils provoquent. Ainsi, le champ simulé via *COMSOL* pourra être utilisé dans des simulations de Monte-Carlo (c.f. annexe A.2) afin d'évaluer les déplacements de fréquence dans différentes configurations de FoCS-2. Les gradients de phase peuvent ainsi être décomposés en deux parties, du fait qu'ils se produisent le long de l'axe Oz (nous parlerons alors de gradients lon-

11. Le maillage en trois dimensions contient environ 4 500 000 éléments pour un volume total de $5,1 \times 10^{-5} \text{ m}^3$.

gitudinaux) ou dans le plan $0xy$ (gradients transverses¹²). Différents effets peuvent être à l'origine de ces gradients de phase. Au-delà d'un équilibrage imparfait entre les ports d'alimentation ainsi que de potentiels défauts dus à la réalisation pratique, ce sont la géométrie globale de la cavité, les iris et la résistivité du cuivre qui vont générer ces gradients.

La figure 2.13 présente les résultats des simulations des gradients transverses dans la cavité. La figure 2.13-(a) montre l'évolution du déphasage moyen ainsi que celle du vecteur de Poynting à travers la section de la cavité micro-onde (flèches rouges) le long d'une des deux moitiés du guide d'onde. Comme les deux ports d'alimentation sont à équidistance de la zone d'interaction, l'amplitude du signal micro-onde dans cette zone est minimale. De plus, nous observons que les variations de phase ont une structure parabolique hyperbolique (selle de cheval) dont le centre, où les gradients sont minimales, n'est pas aligné avec le centre géométrique de la zone d'interaction. Cette différence étant due à la courbure du guide d'onde. La figure 2.13-(b) présente un élargissement sur la zone d'interaction. Le rectangle noir illustre la zone d'interaction délimitée par les diaphragmes des *cutoffs*. Nous observons alors une variation de phase pic-pic de $\Delta\phi_{pp} \cong 31 \mu\text{rad}$ dans les deux directions du plan $0xy$. Enfin, la figure 2.13-(c) présente l'évolution des gradients de phase selon les deux droites en traitillés présents sur la figure 2.13-(b) en fonction de l'éloignement depuis le centre optimal de la zone d'interrogation.

La figure 2.14 présente à son tour les résultats des simulations des gradients de phase longitudinaux de la zone d'interaction Z_1 . Comme nous pouvons l'observer la phase varie d'environ $300 \mu\text{rad}$ le long de la trajectoire des atomes (représentée par la droite en traitillés sur la figure 2.14-(a)) dans la zone d'interaction. Cette variation environ dix fois plus importante dans cette direction que dans la direction transverse n'induit pourtant pas des déplacements de fréquence dix fois plus grand. Ceci est notamment dû au fait que, ces gradients colinéaires à la trajectoire des atomes, vont partiellement s'annuler compte tenu des deux passages, un en phase montante et un en phase descendante, des atomes dans la cavité [84].

Enfin, la résolution des équations de Bloch utilisant le champ modélisé dans *COMSOL* ainsi qu'une distribution de vitesse des atomes réaliste, permet d'estimer que les gradients de phase induisent un déplacement de fréquence inférieur à 10^{-15} . Ces estimations seront confirmées par une série de simulations supplémentaires réalisées dans le cadre de l'évaluation métrologique des gradients de phase (c.f. section 4.2.3). Notons que d'autres tests tel que des variations dans la conductivité du cuivre (σ) ou des modifications de la géométrie ont aussi été réalisés. Ceux-ci ont montré que si la variation

12. Comme nous le verrons plus tard dans la section 4.2.3, les gradients transverses se subdivisent en deux parties. Les transverses parallèles se produisant parallèlement à l'axe $0y$ formé par les deux ports d'alimentation et transverses perpendiculaires qui se produisent perpendiculairement à ce même axe (donc selon $0x$).

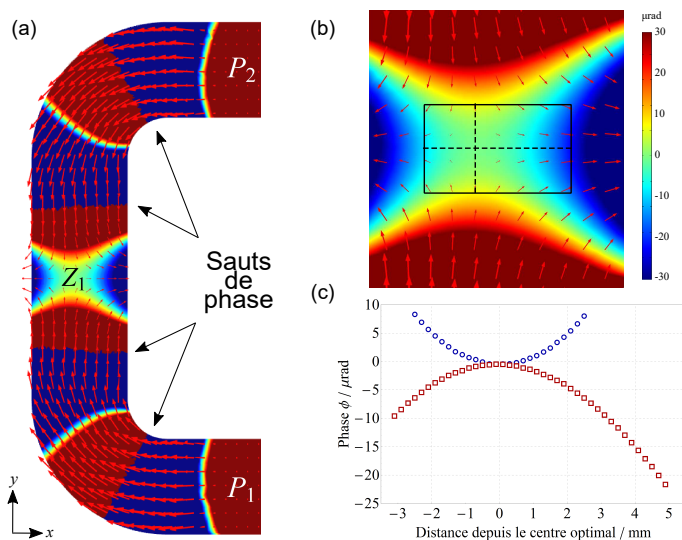


FIGURE 2.13 : (a) : Vue du dessus de la moitié gauche de la cavité avec la zone d'interaction Z_1 et les deux ports d'alimentation. L'alternance des couleurs rouge et bleu représente la variation de la phase de H_z dans la cavité. La phase dans les zones bleues (rouges) est inférieure (supérieure) à $-30 \mu\text{rad}$ ($+30 \mu\text{rad}$). Les flèches montrent l'évolution du vecteur de Poynting à travers la section de la cavité micro-onde. (b) : présente un zoom sur la zone d'interaction de la figure (a) afin de mieux distinguer l'évolution, en μrad , des gradients de phase. Le rectangle noir représente la zone d'interaction délimitée par les diaphragmes des *cutoffs*. (c) présente l'évolution de la phase dans la zone d'interaction en fonction de l'éloignement du centre optimal de la zone d'interrogation. Précisons que celle-ci a été normalisée par la valeur simulée la plus basse. Les cercles bleus représentent l'évolution des gradients de phase le long de l'axe $0y$ tandis que les carrés rouges représentent l'évolution des gradients de phase le long de l'axe $0x$.

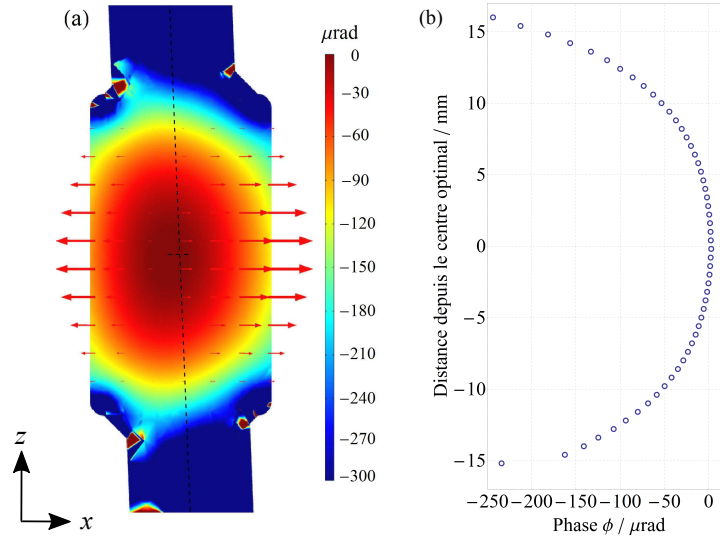


FIGURE 2.14 : (a) : Vue de côté de la zone d'interaction Z_1 . Le graphique densité montre la distribution de phase longitudinaux dans le plan $0xz$ tandis que les flèches montre l'évolution du vecteur de Poynting à travers la section de la cavité micro-onde. (b) : Présente l'évolution de la phase normalisée (de la même manière que pour la figure 2.13) le long de la droite en traitillés présente sur la figure (a), droite représentant la trajectoire centrale du jet atomique.

de la conductivité était de l'ordre de 1% alors les gradients de phase augmenteraient au maximum de $1,2 \mu\text{rad}$. Ainsi, pour garantir une variation des gradients inférieure à 5% au niveau de la zone d'interrogation, la conductivité de surface de la cavité doit être la plus grande et la plus uniforme possible. Conformément à [88], cela signifie que la rugosité des parois de la cavité doit être inférieure à $0,025 \mu\text{m}$ (ISO1302 : N1).

2.4 Le synthétiseur micro-onde

FoCS-2 utilise un synthétiseur micro-onde commercial (*SDI CS-1*, *Spectra Dynamics Inc.*) pour générer le signal micro-onde d'interrogation des atomes. Ce synthétiseur est composé de quatre boucles à verrouillage de phase (ou *Phase-Locked Loop* (PLL)). Un oscillateur à quartz à commande en tension (ou *Voltage-Controlled Crystal Oscillator* (VCXO)) à 5 MHz, un VCXO à 100 MHz, un oscillateur à résonateur diélectrique (ou *Dielectric Resonator Oscillator* (DRO)) à 9,2 GHz et enfin un synthétiseur numérique direct (ou *Direct Digital Synthesizer* (DDS)) à 7,368 23 MHz. Ces quatre PLL sont asservies successivement à l'aide d'un signal de référence externe. Les signaux fournis par le DRO et le DDS sont mélangés pour produire le signal d'interrogation des atomes à 9,192 631 770 GHz. La pureté de ce signal est discutée dans la section 4.6.3.

Le signal de référence sur lequel est asservi le synthétiseur est généré par un maser à hydrogène. Ce maser a été décrit dans [17] et [89]. Comme le maser à hydrogène qui se trouve dans un laboratoire adjacent à celui de FoCS-2, la synthèse micro-onde ne se trouve pas dans la même pièce que la fontaine atomique. Cette séparation a été faite de sorte à protéger la fontaine de possibles perturbations micro-ondes provenant du synthétiseur.

Le signal produit par le synthétiseur est alors acheminé jusqu'à FoCS-2 par l'utilisation d'un câble coaxial semi-rigide de 10 m de long. Cette unique sortie est ensuite divisée en deux lors de son passage dans une boîte contenant un montage électronique spécifique. Présentée sur la figure 2.15, cette boîte, que nous appellerons parfois boîte d'alimentation, a pour objectif de diviser le signal reçu en deux afin de pouvoir alimenter les deux ports d'alimentation de la cavité. Cette boîte est fixée sur la traversée rotative étanche du dôme d'alimentation. Le signal arrivant du synthétiseur est divisé en deux par un diviseur de puissance. Un des deux bras est ensuite connecté sur l'un des connecteurs de la traversée rotative après un passage dans un déphaseur tandis que l'autre bras est branché sur la seconde connexion de la traversée rotative après un passage dans un interrupteur RF puis un atténuateur variable. L'atténuateur variable est utilisé pour équilibrer la puissance entre les deux signaux fournis à la cavité tandis que le déphaseur est utilisé pour leur assurer un déphasage de π radians. Ces deux étapes sont absolument nécessaires pour que la cavité micro-onde soit parfaitement alimentée et ainsi optimiser la probabilité de transition des atomes passant à travers la cavité micro-onde. L'équilibrage entre les deux ports d'alimentation repose sur une mesure interférométrique consistant à minimiser le signal atomique. Une fois cette étape réalisée, le déphaseur est varié de 180° de sorte à obtenir le maximum de signal. Cette opération est réalisée sans modulation de phase avec une puissance de $\pi/2$ et en modifiant la fréquence du signal d'interrogation de 1 Hz de sorte à se positionner sur une frange de Ramsey claire. Précisons que la phase relative entre les deux ports d'alimentation n'est pas asservie. Des contrôles réguliers des paramètres d'équilibrages tendent à montrer que l'asservissement ne semble pas nécessaire. L'équilibrage entre les deux ports d'alimentation permet aussi de minimiser les gradients de phase dans la cavité, sources de déplacements de fréquence [84]. L'interrupteur RF est d'ailleurs présent pour permettre l'évaluation de ces déplacements (c.f. section 4.2.3). La boîte contenant ce montage est en aluminium et sa surface interne est peinte avec de l'*aquadag*. Un bloc en cuivre est aussi utilisé pour connecter galvaniquement l'extérieur des deux câbles coaxiaux issus du diviseur de puissance juste avant l'entrée du signal dans la traversée rotative. Ces précautions ont été prises de sorte à limiter les propagations de courants de surface sur les câbles coaxiaux (c.f. chapitre 3).

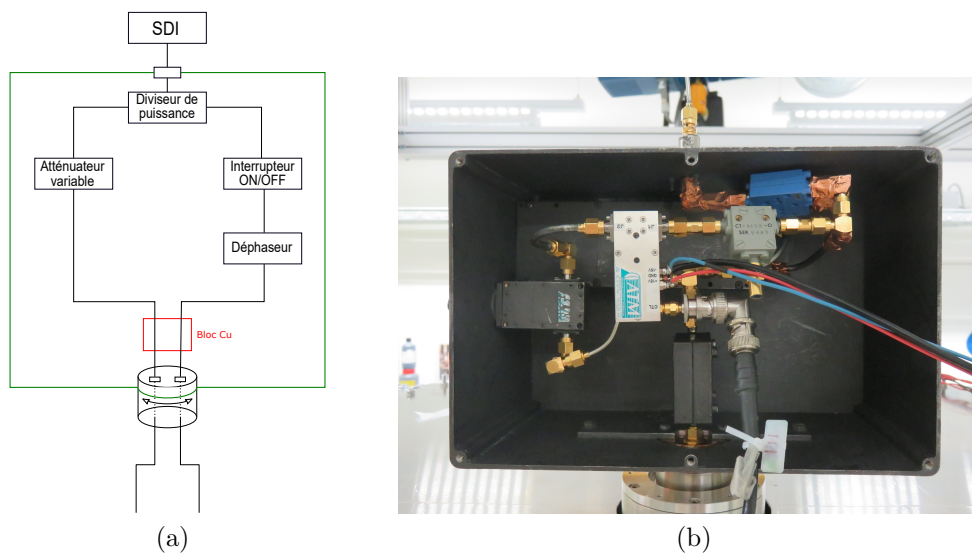


FIGURE 2.15 : (a) : Schéma du montage électronique contenu dans la boîte. Cette boîte en aluminium, représentée en vert, est fixée sur la traversée tournante ce qui permet de faire pivoter la cavité micro-onde en la tournant. L'entrée dans la boîte se faisant par un adaptateur SMA rotatif, il est possible de faire cette rotation sans engendrer de tension sur le câble coaxial reliant le synthétiseur à la boîte. (b) : cliché du contenu de la boîte.

Chapitre 3

Fuites micro-ondes dans FoCS-2

Comme il a été expliqué dans le chapitre précédent, le contrôle parfait de l’environnement de la fontaine et plus particulièrement celui des atomes est absolument nécessaire pour utiliser une fontaine atomique. Du fait de son utilisation dans la cavité de Ramsey et compte tenu du caractère continu de FoCS-2, le champ micro-onde est une source privilégiée pour de possibles perturbations et donc pour d’éventuels déplacements de fréquence. Aussi nommé fuites micro-ondes, ce type de perturbation dans les horloges atomiques a déjà fait l’objet de beaucoup d’études [8, 20, 90–92].

Ce chapitre propose l’étude de l’impact de fuites micro-onde sur la fontaine continue FoCS-2 ainsi que leurs origines. La section 3.1 donnera un historique de la problématique pour FoCS-2. La section 3.2 discutera de l’origine probable de ces fuites tandis que la section 3.3 présentera la solution pour contrôler les fuites micro-ondes. Enfin, la section 3.4 proposera une méthode d’évaluation de ces fuites.

Précisons que dans ce chapitre ainsi que le suivant, les mesures présentées avec pour légende $y(\text{FoCS} - 2 - \text{Maser})$ montrent l’évolution de l’écart de fréquence relatif $\Delta\nu/\nu_0$ entre la fontaine et le maser. Précisons aussi que l’ensemble des incertitudes est estimé en considérant $k = 1$, où k est le facteur d’élargissement [93].

3.1 Dépendance de la fréquence avec la vitesse des atomes

Pendant plusieurs années la fontaine FoCS-2 a été sujette à une dépendance sa fréquence avec la vitesse de lancement des atomes. Plus précisément, et comme le montre la figure 3.1, la fréquence relative de l’horloge subissait une variation de l’ordre de $1,5 \times 10^{-13}$ quand la vitesse de lancement des atomes de la MM-3D était changée de 3,91 m/s à 4,16 m/s. Ce graphe fut présenté en 2012 par Laurent Devenoges à la 26ème édition de l’*European*

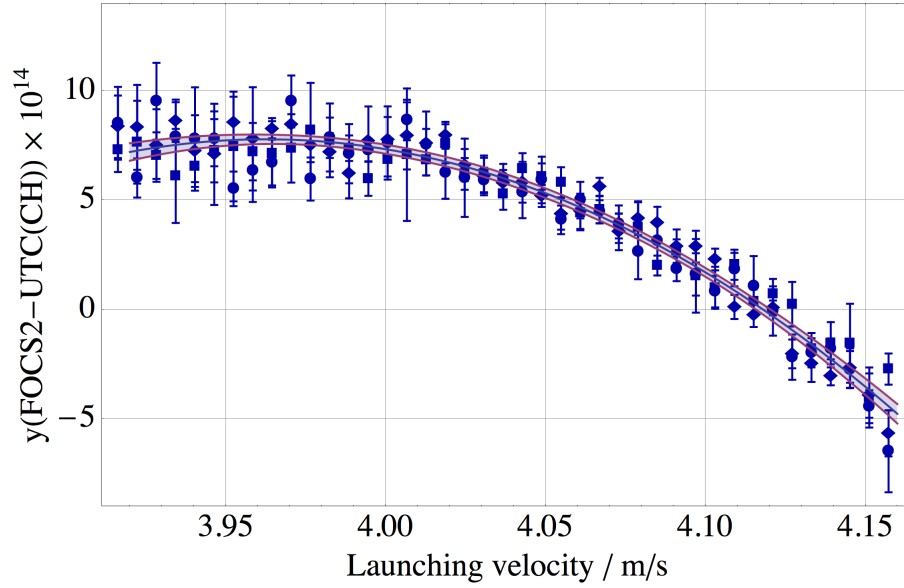


FIGURE 3.1 : Figure tirée du poster présenté par Laurent Devenoges lors de la conférence EFTF de 2012 à Göteborg en Suède. Il représente la variation de l'écart de fréquence relatif de la fontaine FoCS-2 en fonction de la vitesse de lancement des atomes dans la MM-3D. $y(UTC(CH))$ fait ici référence au maser à hydrogène de METAS utilisé comme référence pour les mesures.

Frequency and Time Forum (EFTF) à Göteborg en Suède. Ce poster avait pour titre *Study of phase gradients in the Swiss continuous frequency standard FoCS-2* et présentait les résultats des premières mesures effectuées pour évaluer les gradients de phase dans la cavité micro-onde cylindrique (c.f. section 4.2.3). Les gradients de phase importants¹ mis en évidence par des simulations numériques effectuées sur *COMSOL* ont dans un premier temps été tenus entièrement responsables de cette dépendance en vitesse de la fréquence.

Fort de ce constat, l'équipe FoCS-2 de l'époque développa une nouvelle cavité micro-onde afin de réduire ces gradients de phase. Cette nouvelle cavité est celle installée aujourd'hui dans la fontaine et décrite section 2.3. Ce travail de doctorat débuta quelques mois après l'installation de la nouvelle cavité et l'un des premiers objectifs fut de mesurer la dépendance en vitesse de la fréquence avec la nouvelle cavité. La figure 3.2 présente les résultats de la mesure de fréquence relative en fonction de la vitesse de lancement des atomes de la MM-3D. La dépendance en vitesse est toujours de l'ordre de quelques 10^{-13} sur une plage de vitesse de 3,91 m/s à 4,10 m/s.

Même si la pertinence du changement de la cavité micro-onde semble contestée par cette mesure, il ne fait en réalité aucun doute que les gradients

1. De l'ordre de $400 \mu\text{rad}/\text{mm}$ pour l'ancienne cavité contre $30 \mu\text{rad}/\text{mm}$ pour la nouvelle (c.f. section 2.3).

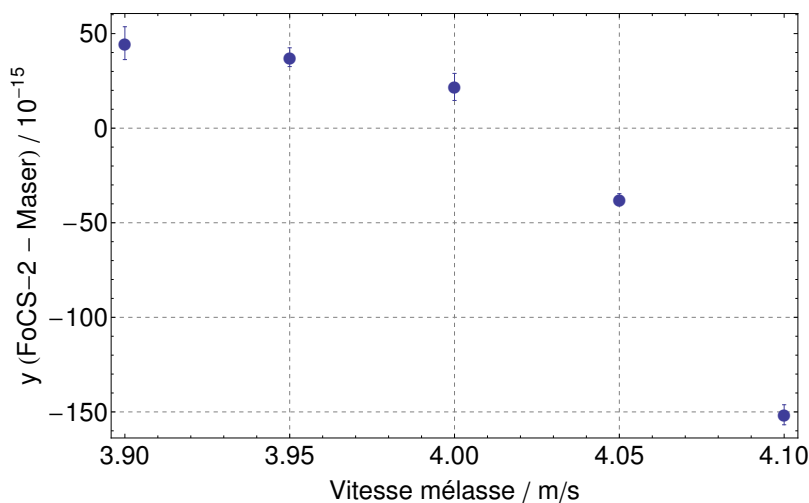


FIGURE 3.2 : Mesure de dépendance en vitesse de l'écart de fréquence relatif de FoCS-2 suite à l'installation de la nouvelle cavité micro-onde.

de phase dans l'ancienne cavité conduisaient à des déplacements de fréquence de l'horloge important [69]. En parallèle au changement de la cavité, des simulations de Monte-Carlo ont été réalisées afin de vérifier l'effet d'une variation de vitesse des atomes de la MM-3D sur la fréquence de l'horloge. Ces simulations initialement basées sur un modèle d'atome à deux niveaux d'énergies ont été modifiées, comme l'expliquent les annexes A et B, en implémentant quatre sous-niveaux Zeeman supplémentaires afin de pouvoir prendre en compte d'éventuels effets de cohérences atomiques. Comme l'illustre la figure 3.3, ces simulations montrent que la fréquence de l'horloge ne dépend pas de la vitesse de lancement des atomes avec les nouveaux gradients de phase² attendus dans la nouvelle cavité. Ainsi, il apparaît clairement qu'un effet indésirable, non lié à la cavité, se produit dans l'horloge et que celui-ci est responsable du déplacement de fréquence relative de plusieurs 10^{-13} selon certaines conditions.

3.2 Origine des fuites micro-ondes

De nombreux tests ont été effectués pour identifier la source de cet effet, qu'elle soit externe ou interne à la fontaine. La dépendance en vitesse de la fréquence fut ainsi examinée pour différentes configurations de la fontaine. Que ce soit avec des densités atomiques du jet différentes, une alimentation non optimale de la cavité micro-onde, diverses polarisations optiques

2. Précisons que les simulations basées sur un modèle d'atome à deux niveaux d'énergie montraient aussi que la fréquence de l'horloge ne dépendait pas de la vitesse.

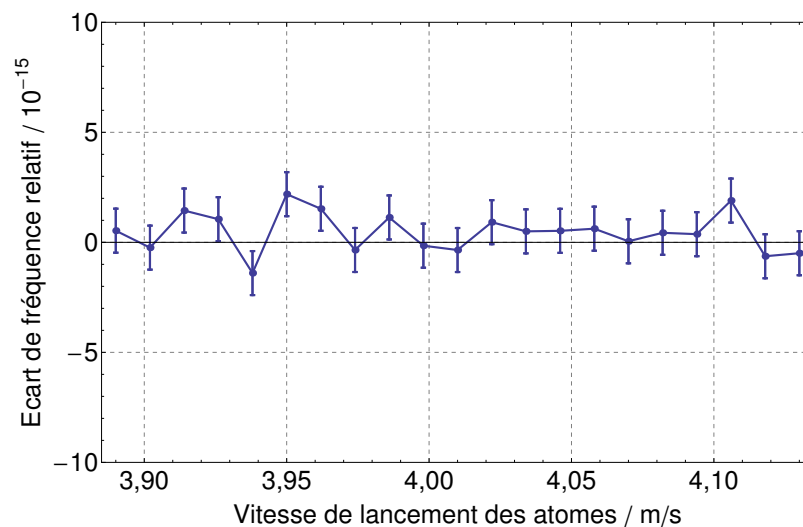


FIGURE 3.3 : Résultats des simulations de Monte-Carlo illustrant la variation de l'écart de fréquence relatif de FoCS-2 en fonction de la vitesse de lancement des atomes de la MM-3D. La taille des barres d'erreur a été fixée arbitrairement à une valeur de 1×10^{-15} . Cette estimation est en accord avec différentes mesures préliminaires effectuées sur les simulations de Monte-Carlo. Chaque point correspond à la simulation de 2500 trajectoires

etc³... rien ne modifia de manière significative cette dépendance. C'est suite à la visite de Stefan Weyers en 2014 que l'hypothèse de fuites micro-ondes fut reconsidérée. Jusqu'à ce jour nous pensions, sans pour autant avoir fait une évaluation métrologique complète du déplacement de fréquence dû aux fuites micro-ondes, que les tests standards qui furent effectués montraient que l'environnement de FoCS-2 était suffisamment contrôlé et que la cavité micro-onde n'était pas la source de fuites. Plus précisément, ces tests ont montré avec succès l'efficacité des *cutoffs* et qu'aucune fuite micro-onde n'a pour origine ces parties de la cavité. Cette hypothèse sous-estimait l'influence des fuites micro-ondes dans FoCS-2 provenant d'autres endroits que les *cutoffs*. En effet, plusieurs laboratoires travaillant sur des fontaines atomiques ont évalué l'impact des fuites micro-ondes jusqu'à l'étude et au développement d'un interrupteur micro-onde [18, 20, 21, 94]. Dans les fontaines pulsées, cet interrupteur permet d'arrêter totalement l'alimentation de la cavité de Ramsey en micro-onde pendant que les atomes n'y sont pas, supprimant en même temps la propagation de la micro-onde en d'autres endroits. Cela permet ainsi de supprimer toutes les sources de champ micro-onde à 9,192 GHz dans la fontaine pendant le vol libre des atomes. Cette amélioration permet ainsi, aux fontaines équipées de tels interrupteurs, de prétendre à un déplacement de fréquence dû aux fuites micro-onde nulles, à un niveau d'incertitude infé-

3. Au final, une dizaine de paramètres différents furent testés ce qui représente une centaine de tests différents.

rieur à 10^{-16} . Évidemment, à l'instar des faisceaux laser, le fonctionnement continu de FoCS-2 ne permet pas l'utilisation de ce genre de système.

Afin d'évaluer les fuites micro-ondes dans la fontaine, nous décidons de réaliser une mesure de fréquence de l'horloge en introduisant un pulse de micro-onde sur un laps de temps fini. L'idée est de réaliser une excitation micro-onde durant un certain temps et observer si des atomes réalisent la transition $|F = 3\rangle \rightarrow |F = 4\rangle$ hors de la cavité micro-onde. Concrètement la cavité sera alimentée durant un laps de temps défini. En l'absence de fuites sur la trajectoire des atomes, le signal atomique mesuré devrait rester nul hormis deux pics qui correspondraient aux atomes présents dans les deux d'interaction de la cavité lors de l'application du pulse micro-onde. Dans un cas avec des fuites, le signal mesuré devrait montrer des pics de signal supplémentaires aux deux déjà présents. Si cela arrivait, il serait alors possible d'estimer la localisation de ces fuites et leurs amplitudes.

En régime nominal les atomes mettent environ 10 ms pour transiter dans la cavité micro-onde. Pour avoir une bonne résolution durant la mesure, il semble préférable que la durée du pulse micro-onde soit aussi de 10 ms. Cependant, l'amplitude du champ a aussi son importance. En effet, étant donné la nature pulsée de ce test, il ne sera pas possible de faire faire la transition horloge aux atomes de manière classique avec deux pulses micro-ondes $\pi/2$. La transition se fera en une seule fois en réalisant un pulse π , pulse à l'amplitude plus élevée que celle requise habituellement. De plus, dans un souci de mettre en évidence une fuite micro-onde, l'amplitude du champ sera balayée au-delà de la puissance nominale correspondant à un pulse $\pi/2$ (soit environ -69 dBm au niveau des ports d'alimentation de la cavité et -37 dBm en sortie du synthétiseur). Quelques tests préliminaires ont ainsi montré que la puissance accessible avec le matériel de laboratoire limite la réalisation d'un pulse π en 10 ms hors de la cavité micro-onde. Il a alors été décidé d'augmenter le temps de l'excitation micro-onde à 100 ms ce qui a pour effet direct de diminuer l'amplitude requise pour effectuer un pulse π . La figure 3.4-(a) montre les résultats d'une mesure effectuée pour une certaine puissance micro-onde. Trois pics sont observables. Le premier entre 0,25 et 0,35 s (phase ascendante) et le second entre 0,75 et 0,85 s (phase descendante) qui correspondent aux atomes qui étaient dans la cavité au moment de l'excitation et qui ont réalisé la transition $|F = 3\rangle \rightarrow |F = 4\rangle$. Le troisième pic entre 0,50 et 0,65 s indique que certains atomes ont effectué la transition horloge lors de leur vol libre, c.-à-d. entre les deux zones d'interaction de la cavité. Ce pic indique donc la présence de micro-onde non désirée dans la zone de vol libre. Notons que les atomes qui voient l'excitation micro-onde lorsqu'ils sont dans la cavité en phase montante du jet forment un pic plus large que ceux qui voient l'excitation micro-onde dans la cavité en phase descendante du jet. Cet élargissement est dû à l'élargissement spatial du jet durant sa propagation. Cette expérience a été réalisée à plusieurs reprises pour différentes valeurs de

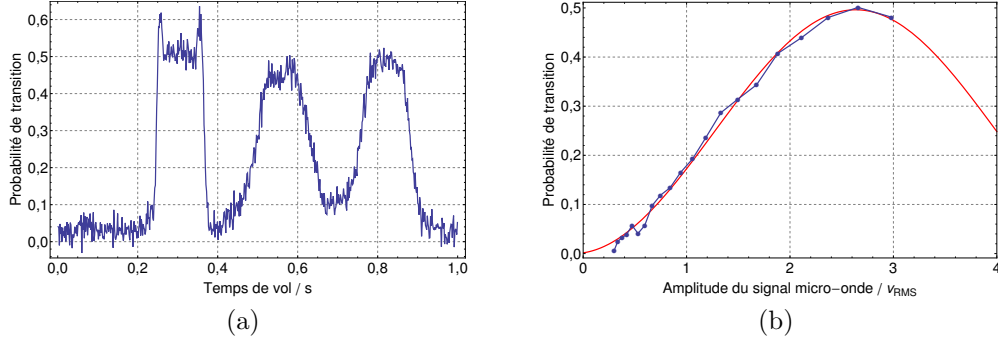


FIGURE 3.4 : (a) : Probabilité de transition des atomes durant une période de 1 s suite à l’injection d’une excitation micro-onde de 100 ms. Les pics centrés à 0,3 et 0,8 s correspondent aux passages des atomes dans la cavité micro-onde. Le pic centré à 0,55 s correspond à l’interaction des atomes avec un champ micro-onde indésirable. L’amplitude de l’excitation micro-onde injectée pour cette mesure est $v_{\text{RMS}} = 2,98$ V. (b) : Probabilité de transition du pic central (à 0,55 s) en fonction de l’amplitude du signal micro-onde injectée pendant 100 ms. À $v_{\text{RMS}} = 2,64$ V, les atomes atteignent la saturation (probabilité de transition moyenne égale à 0,5). La courbe rouge représente un ajustement théorique de la probabilité de transition en fonction de l’amplitude de l’excitation micro-onde telle que $P \propto \sin^2(A_{rf})$.

puissance micro-onde. La figure 3.4-(b) montre l’évolution de la probabilité de transition du pic central entre 0,50 et 0,65 s en fonction de l’amplitude de l’excitation micro-onde. Nous mesurons alors que la fuite micro-onde a une puissance suffisante pour que les atomes qui l’expérimentent durant le vol libre effectuent la transition horloge lorsque son amplitude à la sortie du synthétiseur micro-onde est de $v_{\text{RMS}} = 2,64$ V (21,5 dBm).

En utilisant le modèle théorique développé par Jon H. Shirley dans [91, 95, 96], et en nous basant sur les résultats des tests décrits précédemment, il est possible d’estimer le décalage de fréquence dû aux fuites micro-ondes identifiées. Ce modèle basé sur un système à deux niveaux d’énergie permet de calculer un déplacement de fréquence pour différents endroits où se trouverait une fuite sur la trajectoire des atomes. Ce modèle introduit un terme d’évolution supplémentaire aux deux représentant les interactions de Ramsey dans la résolution des équations de Bloch. De plus, il peut modéliser des fuites présentes avant le premier passage dans la cavité, entre les deux passages dans la cavité, après le second passage dans la cavité et enfin, dans l’ensemble du système. Dans le cas où les fuites se trouvent entre les deux interactions de Ramsey, il est aussi possible de faire varier le temps d’interaction des atomes avec la fuite. Nous différencierons alors deux cas : Le premier où le temps de l’excitation est égal au temps de vol ($t_L = T = 0,5$ s) des atomes entre les deux zones d’interaction et un second cas (appelé cas asymétrique) où le temps de l’excitation est égal à un cinquième du temps de vol des atomes ($t_L = 0,1$ s). Il est important de signaler, car cela repré-

sente les limites du modèles, que celui-ci permet de prendre en compte un déphasage entre le signal micro-onde utilisé pour alimenter la cavité et celui à l'origine des fuites mais que ces deux signaux ont la même fréquence et que l'amplitude du champ micro-onde généré par les fuites est supposée constante. Ce modèle permet aussi de calculer les déplacements de fréquence relatif à un étalon de fréquence fonctionnant en modulation de fréquence ou de phase. Bien évidemment, FoCS-2 fonctionnant en modulation de phase, nous ne présenterons que les résultats obtenus pour ce cas. De plus, compte tenu du comportement du signal mesuré sur la figure 3.4-(a), les fuites micro-ondes existantes semblent se trouver entre les deux interactions de Ramsey.

Le modèle de Shirley permet ainsi d'obtenir l'expression du déplacement de fréquence $\delta\nu$ produit par des fuites micro-ondes $\Omega_L \times e^{i\phi_L}$ qui se produiraient entre les deux interactions dans la cavité :

$$\frac{\delta\nu}{\nu_0} = -\frac{\Omega_L \csc(\tau\Omega_0)^2 \sin(\phi_L) \sin(2\tau\Omega_0)}{4\pi\nu_0} \times \frac{t_L}{T}. \quad (3.1)$$

Avec t_L , Ω_L et ϕ_L qui sont la durée, la pulsation de Rabi et la phase de l'excitation micro-onde produite par les fuites. τ est le temps de transit des atomes dans la cavité et Ω_0 la pulsation de Rabi d'un pulse micro-onde dans la cavité. Enfin, $T = 0,51$ s est le temps de vol des atomes entre les deux interactions de Ramsey. Même si nous ne connaissons pas directement la valeur de Ω_L , il est possible de la déterminer à partir des mesures présentées figure 3.4-(b). Cette mesure présente la probabilité de transition des atomes en fonction de l'amplitude de l'excitation micro-onde injectée dans la fontaine. Ainsi, nous observons que c'est à $v_{\text{RMS}} = 2,64$ V (P_{test}) que la probabilité est maximale et correspond à un pulse π . Connaissant alors cette valeur de puissance P_{test} , il est possible de la relier avec la puissance nominale injectée dans la fontaine P_{nom} pour déterminer la valeur de l'excitation micro-onde correspondante Ω_L injectée dans la cavité telle que $\Omega_L = \frac{\pi}{t_L} \sqrt{\frac{P_{\text{nom}}}{P_{\text{test}}}}$.

Pour effectuer l'analyse numérique nous avons choisi $t_L = 100$ ms et nous avons mesuré $P_{\text{nom}} = -69$ dBm et $P_{\text{test}} = 21,5$ dBm. La phase ϕ_L est choisie égale à $\pi/2$ et le pulse micro-onde $\tau\Omega_0$ reçu par les atomes est dégradé de 5% de sorte à prendre en compte son aspect imparfait en raison de la distribution de vitesse des atomes du jet. Ainsi, il est possible à partir de l'équation (3.1) de calculer les déplacements de fréquence suivants dans deux cas, selon la durée de t_L :

1^{er} cas : $t_L = T$:

$$\frac{\delta\nu}{\nu_0} = 2,6 \times 10^{-15},$$

2nd cas : $t_L = T/5$:

$$\frac{\delta\nu}{\nu_0} = 5,2 \times 10^{-16}.$$

Étant donné l'aspect continu de FoCS-2 et l'obligation d'alimenter continûment la cavité micro-onde en régime optimal, le cas théorique se rapprochant le plus de la réalité est le premier cas où $\delta\nu/\nu_0 = 2,6 \times 10^{-15}$. Afin de valider le modèle utilisé, la mesure présentée précédemment fut réalisée pour plusieurs vitesses du jet atomique. La figure 3.5-(a) présente les résultats de ces mesures. Chaque courbe correspond au signal détecté pour l'amplitude du signal micro-onde optimisant la probabilité de transition pour le pic entre les deux interactions de Ramsey ($\sim 0,55$ s) à différentes vitesses. En utilisant l'analyse précédente nous déterminons alors le déplacement de fréquence dû aux fuites micro-ondes pour chacune des vitesses. Il est alors en principe possible de reconstruire la courbe de dépendance en vitesse de la fréquence de l'horloge. La figure 3.5-(b) présente la comparaison entre une mesure de la fréquence de l'horloge en fonction de la vitesse de lancement des atomes et la reconstitution de cet effet en utilisant le modèle présenté précédemment.

Le constat de cette comparaison est sans appel, le modèle utilisé ne décrit pas les résultats obtenus avec les mesures. Une autre série de mesures est à mettre en avant afin d'appréhender l'effet dans son ensemble. En 2011 lorsque la nouvelle cavité a fini d'être développée, une série de mesures fut alors réalisée pour mesurer la présence de possibles fuites micro-ondes. Ces mesures consistaient à alimenter la cavité micro-onde avec un signal à 9,192 GHz ayant une puissance de +25 dBm puis à mesurer, avec une antenne boucle magnétique, le niveau de signal micro-onde dans le voisinage proche de la cavité. Cette première série de mesure fut effectuée avant que la cavité ne soit installée dans FoCS-2 et elle ne détecta aucun champ RF ayant une puissance au-dessus du seuil de mesure de -180 dBm. Des mesures similaires ont été effectuées suite aux résultats de la comparaison entre les mesures de dépendance en vitesse et les valeurs théoriques présentées ci-dessus. Ces mesures ont été faites avec la même antenne boucle magnétique et ont mesuré le champ micro-onde dans la chambre de vol libre, sur une hauteur d'environ 30 cm au-dessus de la cavité. L'antenne a été introduite par la partie supérieure de la chambre de vol libre via le dôme d'alimentation. Compte tenu de l'impossibilité de visualiser le positionnement de l'antenne, la détermination du positionnement exacte de l'antenne est très difficile. Ceci étant, l'antenne ne mesura aucun champ micro-onde ayant une puissance dépassant les -150 dBm, la puissance de sortie du synthétiseur étant alors de +15 dBm.

À la lumière de ces résultats, il est difficile de statuer sur la véracité de ce modèle. Les mesures réalisées avec l'antenne semblent en accord avec les mesures pulsées mais n'expliquent pas la dépendance en vitesse. De plus, certaines approximations empêchent probablement d'appréhender le phénomène de manière globale. En présence d'une fuite micro-onde, dont l'origine est le synthétiseur micro-onde qui fonctionne en continu, il est difficile d'imaginer que la phase du champ perturbateur ainsi que son amplitude soient

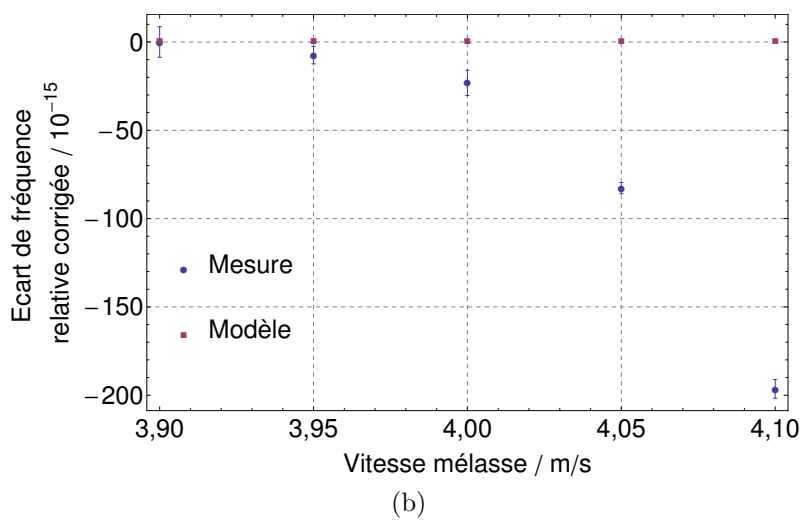
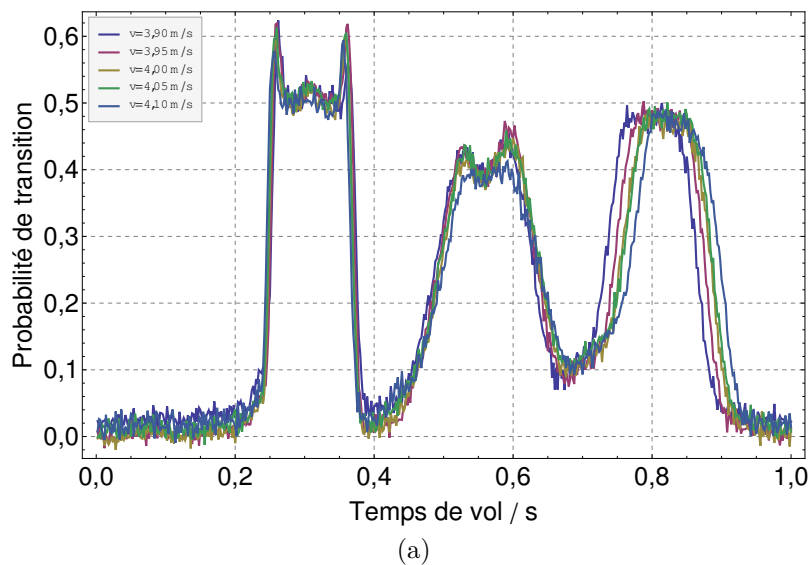


FIGURE 3.5 : Figure (a) : Probabilité de transition des atomes durant une période de 1 s pour différentes vitesses du jet atomique. Pour chacun des cas, la même amplitude $v_{\text{RMS}} = 2,64$ V a été appliquée. Figure (b) : Comparaison de la variation de l'écart fréquence relatif en fonction de la vitesse du jet atomique entre une série de mesures (points bleus) et les résultats théoriques obtenus via le modèle développé (carrés rouges). La fréquence a été corrigée de sorte à pouvoir comparer les deux séries de données.

uniformes dans l'ensemble de la chambre de vol libre. Notons toutefois que les mesures réalisées avec l'antenne boucle semblent indiquer que la cavité micro-onde n'est pas la source de fuites micro-ondes.

3.3 Courants de surface

Une cartographie, réalisée à l'aide d'une antenne cornet en différents endroits et différentes directions, du niveau de champ RF dans le laboratoire a été réalisée et à l'issue de celle-ci, le synthétiseur micro-onde fut déplacé hors du laboratoire afin de limiter au maximum le risque de champ perturbateur. Cette action, nécessaire, n'a cependant pas modifié la dépendance en vitesse de la fréquence de l'horloge. Appuyées par les recommandations de Frédéric Pythoud, chef du laboratoire de la **C**ompatibilité **É**lectro-**M**agnétique (CEM) à METAS, les investigations se portèrent sur d'éventuels courants électromagnétiques pouvant se propager à la surface de diverses parties de FoCS-2, notamment les câbles coaxiaux d'alimentation de la cavité micro-onde. Cette hypothèse semble pertinente car en modifiant la vitesse de lancement des atomes de la MM-3D, l'altitude de l'apogée de la parabole que forme les atomes change aussi. Cette variation d'amplitude n'est pas très ample puisqu'un balayage de vitesse de 3,91 m/s à 4,16 m/s ne correspond qu'à une variation d'altitude de 5 cm. Cependant, dans le cas limite de 4,16 m/s, l'apogée de la parabole se trouve à moins de 1 cm des deux câbles coaxiaux d'alimentation de la cavité. Cette proximité permettrait de comprendre pourquoi le décalage de fréquence est bien plus grand quand la vitesse est de 4,16 m/s que quand la vitesse est de 3,91 m/s.

Il existe de nombreuses façons d'expliquer la présence d'un signal parasite. Cependant, nous savons que, si courant parasite il y a, ce courant a une fréquence de 9,192 GHz. Dans ce régime de fréquences, les règles générales de la CEM indiquent que les perturbations sont de mode commun⁴ et que celles-ci ne sont visibles que selon un angle bien précis [97]. Nous pouvons ainsi imaginer qu'un couplage particulier génère un champ perturbateur qui, lorsqu'il rentre en contact avec les atomes, provoquerait un déplacement de fréquence. La cavité micro-onde a un potentiel de masse dit *flottant* par rapport à la mise à terre du laboratoire de sorte à précisément éviter des perturbations (boucle de masse) provenant d'autres appareils électroniques connectés à la terre du réseau électrique du laboratoire. Rappelons aussi que la cavité micro-onde est alimentée par deux câbles coaxiaux. Ces deux câbles

4. Supposons qu'un champ électromagnétique extérieur induise un courant parasite dans l'ensemble des conducteurs d'un câble. Ce courant entre dans l'appareil victime par ce câble. Dans le mode dit *différentiel*, il existe dans le câble un conducteur pour le courant *aller* et un conducteur pour le courant *retour*. Ce n'est pas le cas dans le mode *commun* : le champ électromagnétique a induit des courants en phase dans tous les conducteurs du câble.

coaxiaux sont connectés à un diviseur de puissance qui permet de séparer en deux parties égales le signal arrivant par le câble connecté au synthétiseur micro-onde. Différents connecteurs sont présents pour relier les différentes parties des câbles réalisant ce montage. Y figure notamment la traversée rotative permettant le passage du signal de l'extérieur à l'intérieur du système à vide. Notons enfin que ce montage réalise une boucle qui formerait une antenne si un courant perturbateur s'y propageait. Ainsi, il est possible d'identifier différents types de couplages électromagnétiques. Compte tenu de ce montage, quatre couplages semblent envisageables :

1. Un défaut de conception sur une partie du circuit d'alimentation (notamment un connecteur ou la traversée rotative) générerait un champ micro-onde. Ce champ micro-onde pourrait alors se coupler sur la surface externe des câbles coaxiaux.
2. Un défaut de conception sur la cavité permettrait à une partie du signal injecté de se coupler sur la surface de la cavité et les câbles coaxiaux.
3. Une différence de potentiel entre la cavité et le diviseur de puissance produirait un courant.

Étant donné les tests réalisés avant que la cavité ne soit installée, l'option 3 nous semble être la moins probable. De nombreux tests ont alors été réalisés pour essayer d'appréhender cet effet.

Le premier test effectué fut l'installation de laine d'acier dans le dôme d'alimentation du système à vide ainsi que dans la boîte en aluminium la surplombant. L'objectif de la laine est d'absorber le champ perturbateur qui se créerait potentiellement dans cette zone avant qu'il ne se couple avec la surface des câbles coaxiaux. La figure 3.6 montre une comparaison de mesures faites avant et après l'installation des laines d'acier. La dépendance en vitesse a alors été réduite d'un facteur cinq environ puisque la différence de fréquence entre la mesure à $\bar{v} = 4,16$ m/s et $\bar{v} = 3,91$ m/s est passée d'environ $1,4 \times 10^{-13}$ à $3,2 \times 10^{-14}$. Cette expérience montre que l'hypothèse des courants de surface est justifiée. De nombreux autres tests ont été faits pour essayer de réduire au maximum cet effet. L'objectif de ce manuscrit n'étant pas de faire une liste exhaustive de tous les tests, nous ne rentrerons pas en détail dans tous les raisonnements qui ont pu être tenus. Ceci étant, malgré des dizaines de configurations différentes utilisant de la laine d'acier, des filtres DC et AC, des connections entre les câbles coaxiaux, dans ou en dehors du système à vide, des mises à la masse volontaires etc... plusieurs constats ont été faits :

1. L'effet n'a jamais été totalement supprimé. Les dépendances en vitesse de la fréquence de l'horloge les plus basses n'ont jamais été inférieures à 1×10^{-14} .

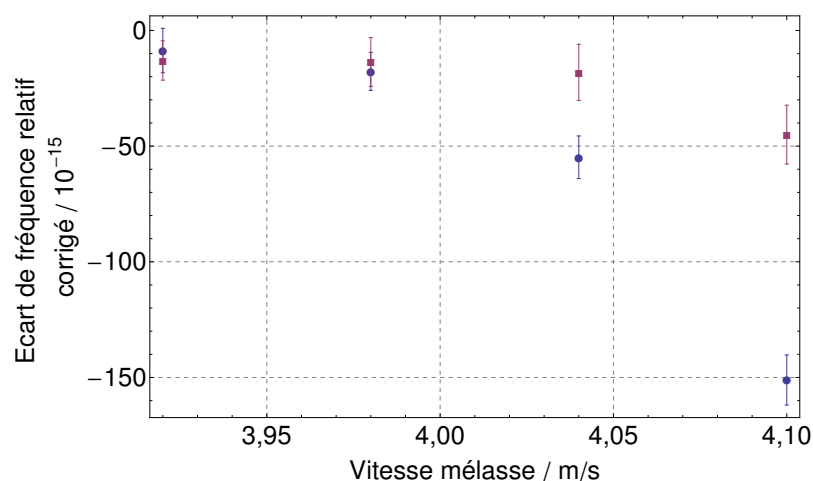
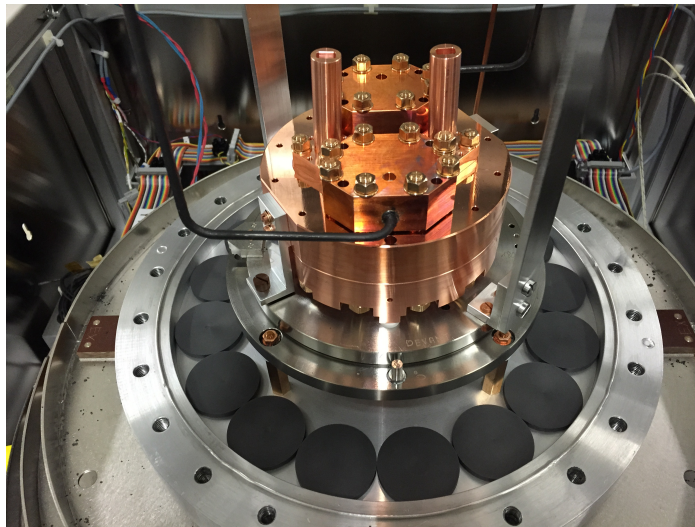


FIGURE 3.6 : Comparaison entre une mesure de dépendance en vitesse de l'écart de fréquence relatif corrigé de FoCS-2 faite avant (carrés bleus) l'installation de laine d'acier et après (ronds rouges) l'installation.

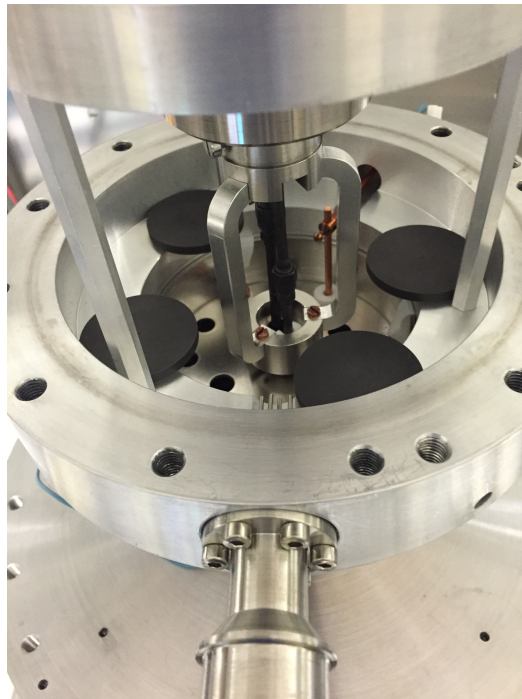
2. Dans les cas où la dépendance était réduite, des perturbations sur les oscillations de Rabi ont été observées.
3. La reproductibilité des résultats n'était pas toujours assurée.

Un dernier test fut réalisé en peignant les câbles coaxiaux dans le système à vide, de la cavité micro-onde à la traversée tournante, avec de la peinture en graphite (*Aquadag*), l'idée étant d'imposer un maximum d'absorption au courant sur la surface des câbles coaxiaux. Cette tâche, complexe car nécessitant l'ouverture totale du système à vide et la manipulation des câbles coaxiaux, a été complétée par l'installation de disques de graphite de 3 cm de diamètre et 0,8 cm d'épaisseur dans le fond de la chambre de vol libre ainsi que dans le dôme d'alimentation (c.f. figure 3.7) ainsi que la peinture d'une partie de la surface interne du cylindre en aluminium. La figure 3.8 montre les résultats d'une mesure de la fréquence de l'horloge en fonction de la vitesse de lancement des atomes après l'installation de la peinture en graphite. Le constat est clair, la dépendance en vitesse de la fréquence de l'horloge a quasiment⁵ disparu. Ceci confirme définitivement l'hypothèse des courants de surface présents sur les câbles coaxiaux. Cependant, l'origine de ces courants n'a pas été clairement établie. De plus, la solution de la peinture en graphite, certes très efficace, ne résout pas totalement le problème et ne permet pas d'assurer une efficacité constante sur le long terme (*quid* de la peinture après plusieurs mois dans le système à vide?). En prolongeant les recherches sur la CEM, il s'est avéré que ce genre de courants semble intrinsèque au montage de FoCS-2 et que les faire disparaître totalement semble

5. Pour des raisons d'échelle cela n'est pas visible mais certaines mesures ont montré une dépendance en vitesse résiduelle de l'ordre de quelques 10^{-15} .



(a)



(b)

FIGURE 3.7 : Photo (a) : cliché de la cavité micro-onde avec l'un des câbles d'alimentation peints à l'*Aquadag*. Figurent aussi les disques en graphite placés dans le fond de la chambre de vol libre. Photo (b) : cliché de la partie interne du dôme d'alimentation surplombant la chambre de vol libre. Les câbles coaxiaux provenant de la cavité micro-onde, les câbles coaxiaux de la traversée rotative étanche ainsi que leurs connexions sont peints à l'*Aquadag*. Figurent aussi les disques de graphite.

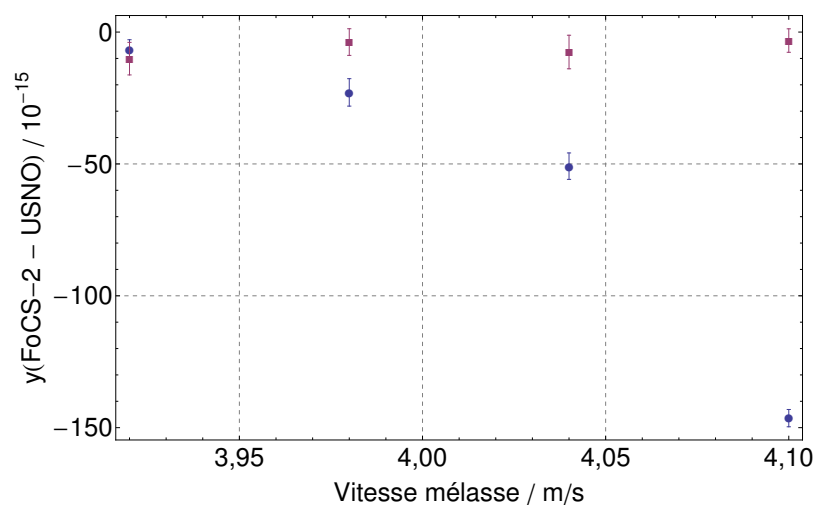


FIGURE 3.8 : Comparaison entre une mesure de dépendance en vitesse de l'écart de fréquence relatif de FoCS-2 faite avant (ronds bleus) et après (carrés rouge) l'installation de la peinture ainsi que des disques en graphite.

peu réaliste tant que nous utiliserons des câbles coaxiaux. Deux solutions finales se présentent alors : alimenter la cavité micro-onde par un autre moyen que celui des câbles coaxiaux ou développer une solution pérenne et plus efficace que la peinture en graphite pour diminuer l'impact du champ micro-onde généré par des courants de surface.

La première solution, pouvant paraître très difficile à mettre en place, a tout de même été prise très au sérieux par l'équipe FoCS-2. En effet, par l'utilisation de systèmes lasers et de photodiodes ultrarapides, il est possible de générer un signal micro-onde de plusieurs GHz en utilisant une source optique [98–103]. Ce type de technologie, déjà utilisé pour la télécommunication [104], pourrait alors être utilisé pour générer le signal micro-onde nécessaire à l'interrogation de Ramsey directement à l'entrée de la cavité en y installant des photodiodes ultrarapides alimentées par un signal optique. Ce signal à fréquence optique serait apporté par des fibres optiques qui, de par leur nature diélectrique, ne pourrait pas rayonner un champ électromagnétique de fréquence micro-onde. Ce concept appliqué à FoCS-2 a été présenté lors de l'EFTF 2014 et a fait l'objet d'un stage d'étudiant de master de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL) en 2016. De plus amples détails sont présentés en annexe E. Précisons que la possibilité de déplacer les câbles coaxiaux a été envisagée, notamment celle d'alimenter la cavité par le bas de la fontaine. Cependant, l'obligation de devoir pouvoir tourner la cavité pour effectuer une mesure de *cavity reversal* dans le but d'évaluer le déplacement de fréquence dû au *end-to-end* empêche de telles solutions d'être mises en place sans modifier fortement la structure même de la fontaine.

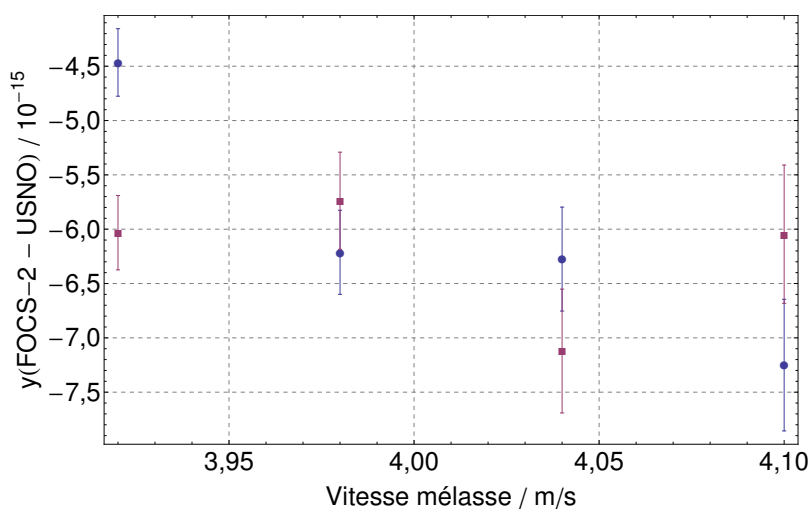


FIGURE 3.9 : Comparaison entre une mesure de dépendance en vitesse de l'écart de fréquence relatif de FoCS-2 faite avant (ronds bleus) et après (carrés rouges) l'installation de la cloche en graphite. Ces deux mesures ont été faites après que les câbles coaxiaux connectés à la synthèse soient peints avec de l'*Aquadag*.

Cependant, cette solution est longue et difficile à mettre en oeuvre. Elle nécessitera notamment la réalisation d'un nouveau design de coupleurs sur la cavité micro-onde et probablement une nouvelle cavité. En parallèle au développement de cette idée, il a donc été décidé d'adopter la seconde solution, à savoir, développer une méthode de diminution des rayonnements perturbateurs et de protection des atomes grâce à l'utilisation du graphite. C'est ainsi que la cloche en graphite, présentée section 2.1.4, a été conçue et installée. Comme il semble difficile de supprimer totalement la source des perturbations, la cloche a pour but de protéger directement les atomes de ces perturbations micro-ondes. La figure 3.9 montre une comparaison entre une mesure faite avant l'installation de la cloche et une mesure faite après l'installation de la cloche. Comme nous pouvons alors le constater, la dépendance en vitesse passe de $2,5 \times 10^{-15}$ à une valeur inférieure à l'incertitude des mesures (environ 1×10^{-15} dans ce cas).

3.4 Evaluation du déplacement de fréquence

Dès lors que les mesures présentées dans le paragraphe précédent ont montré la disparition de la dépendance en vitesse de la fréquence de l'horloge, il est désormais nécessaire de procéder à une évaluation métrologique de cet effet. Cette évaluation fournira une ligne au budget d'incertitude de FoCS-2 sous la dénomination *fuites micro-ondes*. Cette évaluation sera néanmoins divisée en deux parties. Une première partie évaluant le déplacement de fréquence dû aux courants de surface et une seconde partie évaluant le

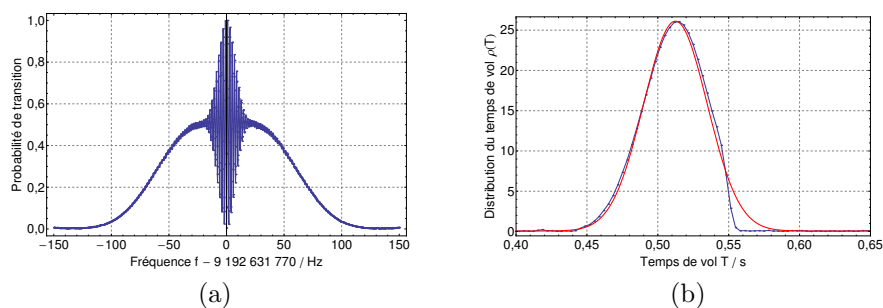


FIGURE 3.10 : (a) : Franges de Ramsey mesurées sur le niveau $|F = 4, m_F = 0\rangle$. (b) : Distribution du temps de vol des atomes calculée à partir des franges de Ramsey. La courbe rouge correspond à un ajustement théorique Gaussien de la distribution. La différence entre les deux courbes aux alentours de $T = 0,56$ s, qui correspond à une quasi disparition des atomes, est due au fait que les atomes les plus rapides entrent en contact avec la cloche en graphite et se retrouvent éjectés du jet atomique. Précisons que la différence de bruit entre les deux mesures est due à une différence du nombre de répétition des mesures et du moyennage.

déplacement de fréquence via des mesures de champ micro-onde pulsé. Cette seconde partie permet notamment de s’assurer de l’efficacité de la cloche en graphite et de la réduction de l’effet indésirable. Précisons que cette séparation n’est que purement didactique et que ces deux parties sont physiquement équivalentes.

3.4.1 Courants de surface

Cette section est dédiée à l’évaluation du déplacement de fréquence de FoCS-2 dû aux courants de surface. En régime optimal, la vitesse de lancement des atomes est de 3,98 m/s. Le jet atomique n’étant pas mono-cinétique, la vitesse de lancement des atomes de 3,98 m/s correspond à la vitesse moyenne des atomes, impliquant ainsi que certains atomes ne vont pas à cette vitesse.

Afin d’évaluer le déplacement de fréquence dû aux courants de surface lorsque FoCS-2 est en régime optimal il est nécessaire d’évaluer la dépendance en vitesse de la fréquence sur une plage de vitesses adéquates. En mesurant les franges de Ramsey sur le niveau $|F = 4, m_F = 0\rangle$ il est possible de déterminer la distribution du temps du vol des atomes du jet [105–107]. La figure 3.10 montre une mesure des franges de Ramsey (fig. 3.10-(a)) et la distribution du temps du vol des atomes du jet déterminée grâce aux franges (fig. 3.10-(b)).

Cette distribution du temps de vol, considérée comme Gaussienne, permet de déterminer que la vitesse moyenne des atomes est bien $\bar{v}_{\text{opt}} = 3,98$ m/s. Nous définissons alors deux nouvelles vitesses \bar{v}_{min} et \bar{v}_{max} telles que $\bar{v}_{\text{min}} = \bar{v}_{\text{opt}} - \sigma$ et $\bar{v}_{\text{max}} = \bar{v}_{\text{opt}} + \sigma$, où σ est l’écart-type de la distribution du temps

de vol. L'évaluation du déplacement de fréquence dû à la variation de vitesse sera donc effectuée sur l'intervalle $\bar{v}_{\min} = 3,91$ m/s à $\bar{v}_{\max} = 4,05$ m/s.

3.4.2 Protocole d'évaluation

Le protocole utilisé pour évaluer le déplacement de fréquence lié aux courants de surface est utilisé à de nombreuses reprises dans le chapitre 4. Nous proposons dans cette section de le décrire en détail en nous basant sur les données obtenues par les mesures de dépendance en vitesse.

Pour évaluer le déplacement de fréquence dû à cet effet il faut mesurer la fréquence de l'horloge pour différentes vitesses (ici, \bar{v}_{\max} et \bar{v}_{\min}). Cependant, nous ne mesurons pas la fréquence de l'horloge contre une référence absolue (TAI) mais contre un maser à hydrogène dont la fréquence propre varie elle aussi au cours du temps ($< 10^{-17}$ /jour). Il n'est donc pas possible de mesurer directement la fréquence absolue de l'horloge à certaines vitesses pour en déduire une différence. Ainsi, pour mettre en évidence une différence de fréquence entre une mesure à \bar{v}_{\min} et \bar{v}_{\max} sans se référer au maser ni être perturbé par sa dérive, il faut procéder différemment. Nous réalisons des séries successives de mesures où chaque série consiste en l'alternance de la vitesse de lancement des atomes suivante : $\bar{v}_{\text{opt}} \rightarrow \bar{v}_{\min} \rightarrow \bar{v}_{\text{opt}} \rightarrow \bar{v}_{\max}$. En utilisant l'équation suivante :

$$\Delta y_i^{\bar{v}} = \frac{-y_{i-1}^{\text{opt}} + 2y_i^{\bar{v}} - y_{i+1}^{\text{opt}}}{2}, \quad (3.2)$$

Nous calculons alors la différence de fréquence absolue entre une vitesse quelconque (\bar{v}_{\max} ou \bar{v}_{\min}) et la vitesse optimale. i représente le numéro de la mesure, et y^{opt} et $y^{\bar{v}}$ sont les mesures de fréquence entre la fontaine FoCS-2 et le maser à hydrogène pour les vitesses \bar{v}_{opt} et \bar{v} (ici, \bar{v}_{\min} ou \bar{v}_{\max}). Cette différence est appelée différence *double* en opposition à une différence dite *simple* que serait $\Delta y_i^{\bar{v}} = y_i^{\bar{v}} - y^{\text{opt}}$. Cette méthode soustrait à la valeur de fréquence choisie, la moitié de la valeur de fréquence la précédant et la moitié de la valeur de fréquence lui succédant. De cette manière, nous pouvons supprimer les contributions (décalage et dérive) du maser dans la différence de fréquence calculée. La figure 3.11 présente les résultats des mesures⁶. Chaque point correspond à une mesure de 3600 s et la barre d'erreur associée est déterminée en calculant la déviation Allan minimum pour le temps d'intégration. Cette méthodologie est utilisée à plusieurs reprises pour l'évaluation du déplacement de fréquence dû à certains effets, comme par exemple le déplacement dû aux effets de collisions ou encore le déplacement de fréquence dû à la lumière parasite provenant de la chambre de détection. Elle impose

6. Dans un souci de clarté et pour faciliter la compréhension de la méthode d'analyse des données, l'ensemble des points utilisés pour calculer le déplacement de fréquence final et son incertitude ne sont pas montrés sur les figures.

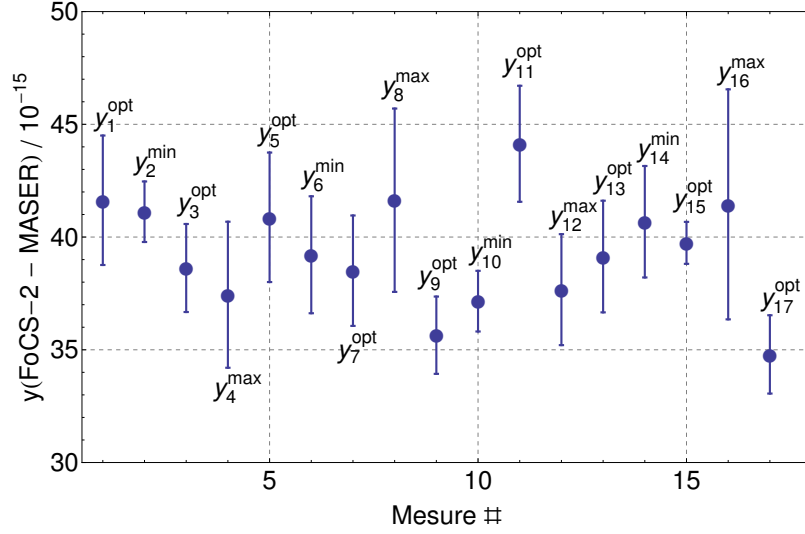


FIGURE 3.11 : Mesures de l'écart de fréquence relatif entre FoCS-2 et le maser à hydrogène pour différentes valeurs de la vitesse de lancement des atomes. Le même cycle $\bar{v}_{\text{opt}} \rightarrow \bar{v}_{\text{min}} \rightarrow \bar{v}_{\text{opt}} \rightarrow \bar{v}_{\text{max}}$ est répété quatre fois.

toutefois quelques limites puisque le temps de mesure de chaque point doit être suffisamment court ($<$ quelques heures) pour que la différence puisse supprimer la dérive du maser⁷. Les résultats de l'utilisation de la différence double (eq. 3.2) sont montrés figure 3.12. Les barres d'erreurs sont calculées en effectuant la somme quadratique des erreurs individuelles de chaque mesure telle que :

$$u_i = \left(\frac{(\sigma_{i-1}^{\text{opt}})^2 + 2(\sigma_i^{\bar{v}})^2 + (\sigma_{i+1}^{\text{opt}})^2}{4} \right)^{1/2}, \quad (3.3)$$

où $\sigma_i^{\bar{v}}$ est l'incertitude associé à une mesure y_i . En utilisant les équations suivantes [93, 108] :

$$\mu_{\Delta y^{\bar{v}}} = \frac{\sum_i (\Delta y_i^{\bar{v}} / u_i^2)}{\sum_i (1/u_i^2)} \text{ et} \quad (3.4)$$

$$u_{\mu_{\Delta y^{\bar{v}}}} = \left(\frac{1}{\sum_i (1/u_i^2)} \right)^{1/2}, \quad (3.5)$$

il est possible, pour chaque vitesse, de calculer la différence de fréquence moyenne finale, et son incertitude, des valeurs de différences doubles et ainsi

7. Le maser à hydrogène utilisé à METAS présente une variation journalière moyenne par rapport à TAI de l'ordre de $7,1 \times 10^{-18}$. Cette dérive moyenne a été calculé sur une période de 520 jours entre le MJD57109 et le MJD57629. Cependant, malgré les bonnes performances du maser, la méthodologie de la différence *double* reste nécessaire car les variations à court terme (sur un ou deux jours) peuvent être plus importantes.

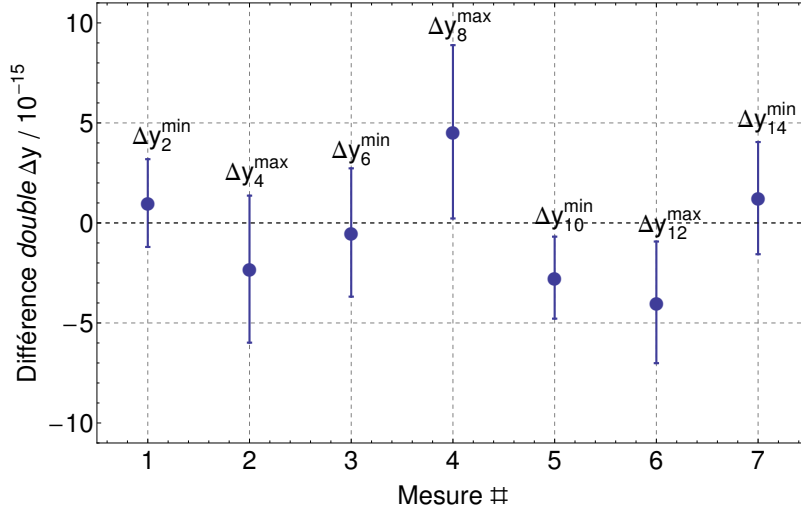


FIGURE 3.12 : Série de différences doubles de fréquence Δy^{\max} et Δy^{\min} obtenues à partir des mesures présentées figure 3.11.

obtenir la différence de fréquence absolue entre une configuration de FoCS-2 à une certaine vitesse (\bar{v}_{\max} ou \bar{v}_{\min}) et de FoCS-2 à \bar{v}_{opt} . L'utilisation de ces formules donne les résultats présentés sur la figure 3.13. Ces valeurs montrent la dépendance résiduelle en vitesse de la fréquence de la fontaine. Compte tenu de la valeur de la différence de fréquence des deux points, nous considérons qu'il n'y a plus de déplacement de fréquence dû à des fuites micro-ondes liées aux courants de surface. Cette affirmation étant faite dans la limite fixée par l'incertitude de la mesure, celle-ci étant calculée de la manière suivante : $\frac{\mu_{\Delta y^{\bar{v}_{\max}}} - \mu_{\Delta y^{\bar{v}_{\min}}}}{2}$. Ainsi, le déplacement de fréquence relatif dû aux courants de surface ainsi que son incertitude sont donc :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = (0,00 \pm 0,47) \times 10^{-15}.$$

3.4.3 Micro-onde pulsée

Suite à l'installation de la cloche en graphite, de nouvelles mesures d'excitations micro-ondes pulsées, similaires à celles présentées dans la section 3.2, ont été réalisées. Les résultats de ces mesures sont présentés sur la figure 3.14. Les mesures ont été faites à différentes puissances allant jusqu'à +22,5 dBm. Ainsi, en utilisant des puissances bien supérieures à celles habituellement utilisées, la comparaison entre les mesures avant et après l'installation de la cloche montre que, compte tenu des limitations techniques pour la puissance micro-onde, les perturbations dues aux fuites micro-ondes entre les deux zones d'interactions ont disparu. Démontrant alors l'efficacité de la cloche en graphite.

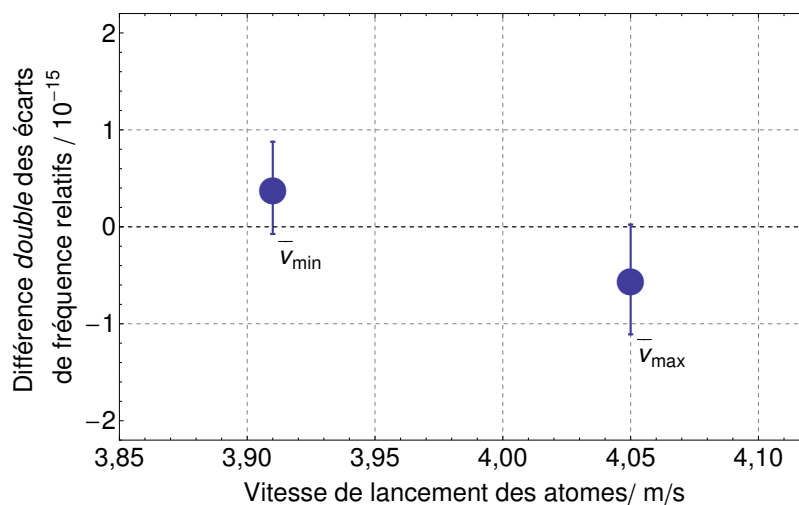


FIGURE 3.13 : Différence *double* des écarts de fréquence relatifs entre $y(\text{FoCS-2})$ à une vitesse donnée et $y(\text{FoCS-2})$ à \bar{v}_{opt} .

Cependant nous observons l'existence d'une faible augmentation du signal de probabilité sur la période allant de 0,1 s à 0,15 s. Cette période correspond aux atomes sortant de la cavité durant l'application de l'excitation de la micro-onde pulsée, c.-à-d. aux atomes se trouvant sous la cavité, coté chambre de détection. Étant donné que plusieurs mesures avec une antenne boucle ont été faites dans le voisinage de la cavité sans montrer le signe de fuite, nous imaginons que la cavité n'est pas à l'origine de fuite pouvant expliquer cet effet. Cette supposition est renforcée par le fait que la cloche joue un rôle de protection pour les atomes et pas de solution pour la suppression de l'origine des fuites initiales. Il est alors envisageable que l'effet mesuré ait pour conséquence la même origine que les dépendances en vitesse observées tout au long de ce chapitre. Ceci étant, à l'inverse de l'apogée de la trajectoire parabolique où les atomes passent le plus de temps, cette zone est transitée rapidement par le jet. Ainsi, compte tenu de cette raison et de la localisation de l'effet (après les deux interactions de Ramsey), l'effet observé ne devrait pas induire de déplacement de fréquence supérieur à la précision de nos mesures. Malgré tout, une analyse plus poussée devra être menée à bien pour évaluer l'impact de cet effet.

Il est alors conclu que la contribution des fuites micro-ondes au budget d'incertitude de FoCS-2 est seulement donnée par l'évaluation présentée dans la partie précédente en la dépendance en vitesse de l'étalon primaire.

3.5 Conclusion

Ce chapitre a détaillé l'analyse des fuites micro-ondes dans la fontaine atomique continue FoCS-2 ainsi que son évaluation. Malgré les efforts four-

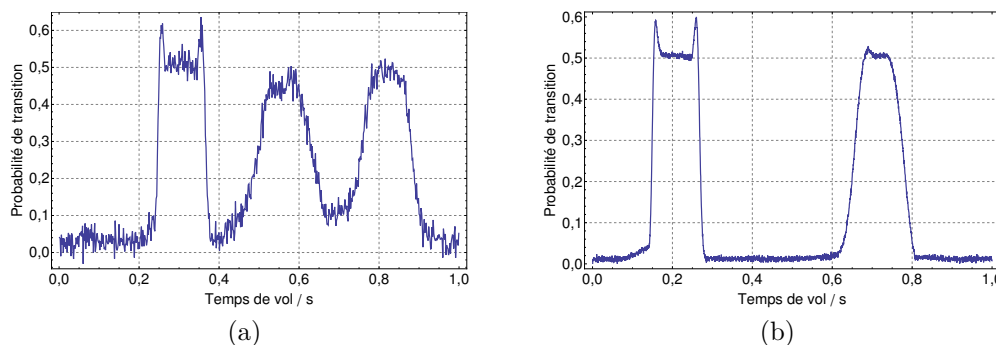


FIGURE 3.14 : Probabilité de transitions des atomes en fonction de l’amplitude du signal micro-onde induit pendant 100 ms. La figure (a) a été réalisée avant l’installation de la cloche en graphite. La figure (b) a été réalisée après l’installation de la cloche en graphite. Les deux mesures ont été faites avec une excitation micro-onde de 22,5 dBm.

nis pour développer une nouvelle cavité micro-onde, la dépendance en vitesse de la fréquence de l’horloge restait inchangée. C’est grâce aux conseils des Dr Stefan Weyers et Frédéric Pythoud que notre analyse s’est tournée vers les fuites micro-ondes et la CEM. Suite à une série de mesures nous avons pu mettre en évidence le lien entre des courants de surface se propageant à la surface des câbles coaxiaux qui alimentent la cavité de Ramsey et la modification de la vitesse de lancement des atomes et par conséquent l’apogée du jet atomique. Des modifications profondes de l’étalon de fréquence ont alors été entreprises afin d’essayer de supprimer ces courants. D’abord en utilisant de la peinture en graphite, ce qui confirma nos hypothèses sans pour autant supprimer totalement l’effet, puis en installant une cloche en graphite entre le jet atomique et les câbles coaxiaux.

Suite à l’installation de la cloche et grâce à son efficacité, il a été possible de réduire l’effet des fuites micro-ondes sur la fréquence de FoCS-2 à un niveau tel qu’il est considéré inférieur à la précision des mesures. Cette affirmation est confirmée par une nouvelle série de mesures avec des excitations pulsées de micro-ondes (c.f. section précédente). L’ensemble de ces mesures et leurs analyses permettent alors de donner la contribution finale des fuites micro-onde au budget d’incertitude de FoCS-2 tel que :

$$\frac{\Delta\nu_{\text{RF}}}{\nu_0} = (0,00 \pm 0,47) \times 10^{-15}.$$

Il est important de signaler qu’avant l’installation de la cloche, l’évaluation de nombreux effets était fortement perturbée par les fuites micro-ondes voire même, dans certain cas comme les gradients de phase dans la cavité, impossible. C’est donc suite à ces modifications qu’une évaluation complète de FoCS-2 avec une incertitude totale de quelques 10^{-15} a été possible.

Chapitre 4

Evaluation métrologique de FoCS-2

Ce chapitre est consacré à l'évaluation métrologique de l'étalon primaire de fréquence FoCS-2. La résolution des problèmes liés aux fuites micro-ondes étant effectuée (c.f.chapitre 3), il est alors possible d'effectuer une évaluation complète de FoCS-2 dans un ordre de grandeur de 10^{-15} . Les différentes sections de ce chapitre décrivent une à une les évaluations des principaux effets induisant des déplacements de fréquence dans les étalons primaires de fréquence. La section 4.7 discute des effets non évalués dans ce travail de thèse tandis que la section 4.8 présente le budget d'incertitude rassemblant tous les déplacements de fréquence présentés ci-après ainsi que leurs incertitudes. Précisons enfin que certaines sections de ce chapitre sont tirées et traduites de l'article *First uncertainty evaluation of the FoCS-2 primary frequency standard* [109] soumis à publication dans la revue Metrologia en Décembre 2016.

4.1 Déplacement de fréquence dû à l'effet Zeeman quadratique

L'évaluation de l'effet Zeeman du deuxième ordre (ou quadratique) requiert une connaissance très précise du champ magnétique statique dans la chambre de vol libre. Dans le cas des fontaines pulsées, les méthodes développées pour mesurer le champ magnétique sont basées sur des mesures où l'apogée de la trajectoire des atomes est fortement variée. Cette méthode n'est pas applicable à la fontaine continue FoCS-2 puisque la trajectoire des atomes n'est pas linéaire et que, du fait de contraintes géométriques comme la cavité, il n'est pas possible de faire varier l'apogée de la trajectoire des atomes de plus de quelques centimètres (<10 cm). Il est donc nécessaire d'utiliser une autre méthode. Cette méthode décrite en détail dans le travail de doc-

torat de Laurent Devenoges [69] puis mise à jour, notamment au niveau du calcul des incertitudes, durant ce travail de doctorat et a été soumise à publication [110] dans la revue *Metrologia* en Décembre 2016 et acceptée pour publication en Février 2016. Elle montre qu'il est possible de retrouver le champ magnétique temporel moyen $\overline{B}(T)$ et ainsi déduire le déplacement de fréquence dû à l'effet Zeeman quadratique par une méthode de spectroscopie Zeeman à résolution temporelle [33, 111]. L'idée générale de cette méthode est de mesurer le profil de la fréquence Zeeman le long de la trajectoire des atomes en excitant la transition $\Delta F = 0$, $\Delta m_F = \pm 1$. Cette transition est excitée en injectant, dans le fil de démagnétisation, un signal sinusoïdal qui a une fréquence comprise entre 120 et 390 Hz. La connaissance précise du temps de transit des atomes [112] permet alors de calculer numériquement le profil spatial du champ magnétique et d'en déduire le champ magnétique temporel moyen sondé par les atomes dans la zone de vol libre. La figure 4.1 montre le résultat de l'analyse numérique donnant le champ magnétique temporel moyen en fonction du temps de transit T des atomes.

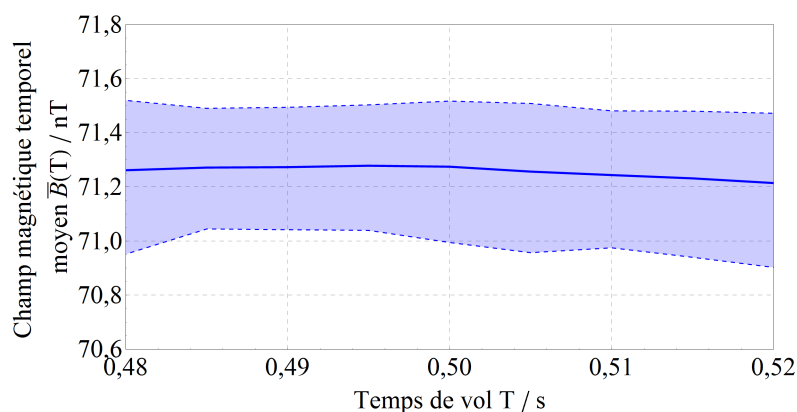


FIGURE 4.1 : Champ magnétique temporel moyen $\overline{B}(T)$ le long de la trajectoire des atomes en fonction de temps de vol des atomes T . La ligne bleue représentant $\overline{B}(T)$ a été déterminée par l'intégration numérique sur le profil spatial du champ magnétique $B(z)$. Les droites bleues en pointillés représentent les barres d'erreur à $\pm 1\sigma$ sur le champ magnétique temporel moyen dues à la distribution de vitesse des atomes.

Comme expliqué en détail dans [110], ce sont les incertitudes sur la détermination du champ magnétique temporel moyen qui contribuent à l'incertitude sur le déplacement de fréquence lié à cet effet. L'incertitude totale est alors divisée en deux parties. Une première due à l'approximation faite en utilisant $(\overline{B}(T))^2$ au lieu de $\overline{B^2}(T)$ dans le traitement numérique, ce dernier n'étant pas directement mesurable. Une seconde provenant des incertitudes liées aux mesures du champ magnétique et son traitement numérique. Cette deuxième partie prend notamment en compte des mesures réalisées durant ce travail de thèse sur la variation à long terme

du champ magnétique (c.f. figure 4.2). Ces mesures ont consisté à mesurer la stabilité de FoCS-2 lorsque celle-ci était asservie sur la transition $|F = 3, m_F = -1\rangle \rightarrow |F = 4, m_F = -1\rangle$. La fréquence de cette transition étant fortement sensible aux variations du champ magnétique, sa mesure permet de déduire avec précision la variation de celui-ci sur le temps de mesure. L'extrapolation de ces mesures permet de déterminer une variation maximale du champ magnétique de 0,2 nT sur un mois [110], ce qui représente une variation de fréquence d'environ $-1,16 \times 10^{-16}$. Ainsi, cette méthode permet de déterminer la valeur de $71,2 \pm 0,3$ nT du champ magnétique statique, ce qui correspond au déplacement de fréquence suivant :

$$\frac{\Delta\nu_Z}{\nu_0} = (23,59 \pm 0,21) \times 10^{-15}.$$

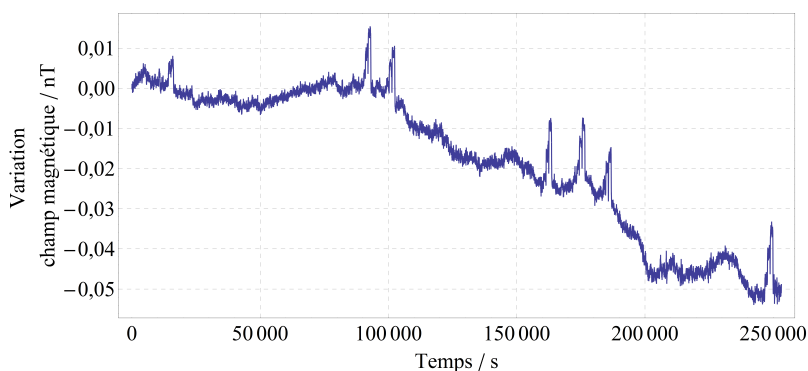


FIGURE 4.2 : Évolution du champ C en fonction du temps. Ces données ont été obtenues en mesurant l'évolution de la fréquence de l'horloge lorsque celle-ci était asservie sur la transition $|F = 3, m_F = -1\rangle \rightarrow |F = 4, m_F = -1\rangle$. Le premier point a été corrigé de la valeur initiale du champ C de sorte à mieux représenter sa variation. Les pics qui apparaissent à plusieurs reprises et avec une fréquence journalière proviennent probablement d'interférences électriques sur le réseau du laboratoire et méritent d'être étudié plus en détail sur une période de temps plus longue.

4.2 Déplacements de fréquence liés à la cavité micro-onde

Plusieurs effets liés à la cavité peuvent être à l'origine de déplacements de fréquence. Nous recensons notamment les effets de tirage de la cavité [33, 113], de gradients de phase (DCPS) [114, 115], de lentille micro-onde [116, 117] et, propre aux étalons thermiques et à la fontaine continue, de *end-to-end phase shift* [33]. Dans les sections suivantes sont présentées les évaluations des déplacements de fréquence dus à ces effets hormis celui lié à l'effet de lentille micro-onde.

4.2.1 Tirage de la cavité

Selon la qualité du couplage entre le champ micro-onde dans la cavité de Ramsey et l'émission stimulée des atomes ainsi que le schéma d'interrogation de l'horloge, il peut se produire un déplacement de fréquence [113]. Ce déplacement de fréquence dû au tirage de la cavité peut être divisé en deux parties distinctes selon la quantité d'atome dans le jet. Si le nombre d'atome est trop important, l'effet l'émission stimulée des atomes est non négligeable et nous parlons de tirage actif. Dans le cas contraire, l'effet de l'émission stimulée est négligeable et nous parlons de tirage passif. Précisons que si la cavité micro-onde est parfaitement en accord avec la fréquence horloge alors le déplacement de fréquence dû au tirage de la cavité est nul.

Tirage actif

Le tirage actif de la cavité micro-onde génère un déplacement de fréquence si la densité atomique du jet atomique utilisée est trop élevée. Dans ce cas, l'effet de l'émission stimulée des atomes ne peut pas être négligé (tirage $\sim Q_c/Q_0$). Bien que cet effet soit potentiellement important pour une fontaine pulsée, il a été démontré qu'il n'introduit aucun déplacement de fréquence pour la fontaine continue puisque cette dernière utilise une interrogation par modulation carrée de phase [69, 118] et que le nombre d'atome dans le jet est suffisamment faible. Nous invitons le lecteur à se référer aux références précédemment citées pour plus de détails.

Tirage passif

Le déplacement de fréquence dû au tirage passif de la cavité survient lorsque la fréquence de résonance de la cavité n'est pas en accord avec la fréquence de la transition horloge. Dans ce cas, l'effet de l'émission stimulée des atomes est négligeable (tirage $\sim (Q_c/Q_0)^2$). Cependant, comme il a été démontré dans [69, 118], le fait d'interroger l'horloge continue, et donc sa cavité à deux zones d'interaction, avec une modulation carrée de phase permet de ne pas tenir compte des effets de tirage de la cavité dans l'exactitude de l'étalon.

Dans le but d'obtenir une valeur limite de ce déplacement, nous décidons d'utiliser l'analyse décrite dans [33], qui montre que sans modulation, nous pouvons calculer le déplacement de fréquence en utilisant l'expression suivante :

$$\frac{\Delta\nu_{\text{CP}}}{\nu_0} = \frac{\Delta f}{\nu_0} \times \frac{8}{\pi^2} \left(\frac{Q_C}{Q_{\text{at}}} \right)^2 \times b\tau \cot(b\tau), \quad (4.1)$$

où Δf est le décalage entre la fréquence de la cavité micro-onde et celle de la transition horloge, τ le temps de transit des atomes dans la cavité, Q_{at} le facteur de qualité atomique de la transition horloge, Q_C le facteur de qualité

chargé de la cavité, décrit dans la section 2.3, et b la fréquence de Rabi de la transition horloge. Compte tenu de la température de la cavité micro-onde dans le système à vide et de sa stabilité, le décalage de fréquence de celle-ci est inférieur à 15 kHz (c.f. figure 4.3). En considérant une imperfection de 20% des pulses micro-ondes nécessaires pour interroger les atomes comparée à un véritable pulse $\pi/2$, nous pouvons alors déterminer le déplacement de fréquence et son incertitude dû au tirage de la cavité tel que :

$$\frac{\Delta\nu_{CP}}{\nu_0} = (0,00 \pm 0,003) \times 10^{-15}.$$

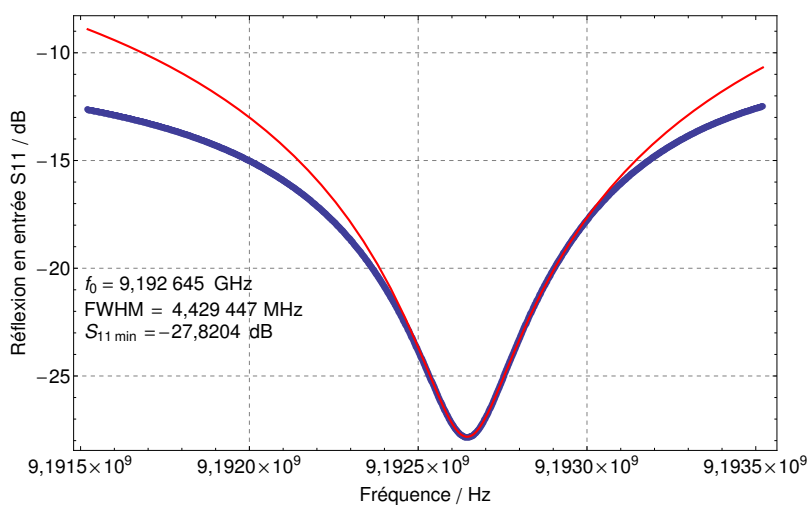


FIGURE 4.3 : Mesure de la résonance de la cavité micro-onde lorsque celle-ci est à une température de 296,83 K. La réflexion en entrée de la cavité a été mesurée sur une gamme de fréquence de 2 MHz. La courbe rouge est un ajustement théorique Lorentzien des valeurs mesurées. Cette mesure montre que la cavité est résonante à 9,192 645 GHz, soit moins de 15 kHz à côté de la fréquence horloge.

4.2.2 Déplacement de fréquence dû à l'effet *end-to-end*

Comme décrit dans la section 2.3, la cavité micro-onde présente dans FoCS-2 possède deux zones d'interaction distinctes. Ces deux zones d'interaction peuvent présenter, du fait des imprécisions liées à la fabrication de la cavité, des asymétries qui sont à l'origine d'un déphasage du signal micro-onde entre les deux zones. L'excitation micro-onde devant être identique lors des deux interrogations de Ramsey, ce déphasage (*end-to-end phase shift*) va introduire un déplacement de fréquence. Ce déplacement, propre à la fontaine continue et aux étalons à jet thermique, était historiquement évalué sur les jets thermiques en inversant le sens de propagation du jet atomique [35]

(*beam reversal*). Cette méthode, non utilisable dans FoCS-2, a été remplacée par une autre méthode appelée *cavity reversal* qui consiste en la rotation de la cavité de sorte à intervertir les deux zones d'interaction. Cette méthode, bien plus avantageuse, permet d'assurer la conservation parfaite de la trajectoire du jet atomique puisque celui-ci n'est pas affecté par la rotation de la cavité. Formellement étudié dans [63], un déphasage $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$ entre les deux zones d'interaction induit un déplacement de fréquence :

$$\frac{\Delta\nu_{End}}{\nu_0} = -\frac{\Delta\phi}{\pi Q_{at}}, \quad (4.2)$$

où $Q_{at} = 9,6 \times 10^9$ est le facteur de qualité atomique. Le déplacement de fréquence dû au *end-to-end phase shift* est alors estimé à 3×10^{-17} par μrad .

Comme décrit dans [33], même si la phase moyenne entre les deux zones est identique, la dispersion des trajectoires ainsi que les gradients de phase propres à chaque zone d'interaction peuvent induire à une différence de phase moyenne sondée par les atomes. Les mesures faites avec le *cavity reversal* vont donc mesurer une différence de phase entre les deux zones d'interaction qui dépend de la différence de phase moyenne entre les deux zones d'interaction ainsi que des gradients de phase transverses (c.-à-d. dans le plan horizontal Oxy). Compte tenu des tolérances mécaniques présentées dans la section 2.3, en supposant un équilibrage parfait entre les deux ports d'alimentation, les gradients de phase sont suffisamment symétriques pour assurer que les mesures de *cavity reversal* n'en mesurent pas une contribution supérieure à 2×10^{-17} (c.f. section C.2 de l'annexe C). Ainsi, nous considérons que les mesures de *cavity reversal* ne mesurent que la différence de phase moyenne entre les deux phases d'interaction.

Comme le chapitre 2 le présente, la cavité est montée sur un support rotatif connecté à la traversé rotative dans le dôme d'alimentation. Cet ensemble *traversée - cloche en graphite - cavité* est manipulable depuis l'extérieur du système à vide car connecté à la boîte d'alimentation surplombant le dôme d'alimentation. Ainsi, il est possible de faire pivoter la cavité sur elle-même de sorte à intervertir les deux zones d'interaction.

Pour évaluer le déplacement de fréquence $2\Delta\nu_{End} = \nu_2 - \nu_1$ dû à cet effet, une série de mesures est réalisée en alternant la position de la cavité. Elle fut retournée toutes les 12 heures entre une position 1 où nous mesurerons $\nu_1 = y(\text{FoCS2} - \text{Maser})$ et une position 2 où nous mesurerons $\nu_2 = y(\text{FoCS2} - \text{Maser})$. La position 1 est la position nominale de la cavité et la position 2 est la position de la cavité après avoir subi une rotation de 180° . Précisons que pour ces mesures, les deux ports d'alimentations de la cavité sont équilibrés. La mesure a été effectuée pendant six jours ce qui, après un traitement par différence *double* pour supprimer la dérive du maser, donne une valeur $2\Delta\nu = (-4,34 \pm 0,38) \times 10^{-15}$. Ces mesures présentées sur la figure 4.4 permettent de déterminer le déplacement de fréquence dû à l'effet

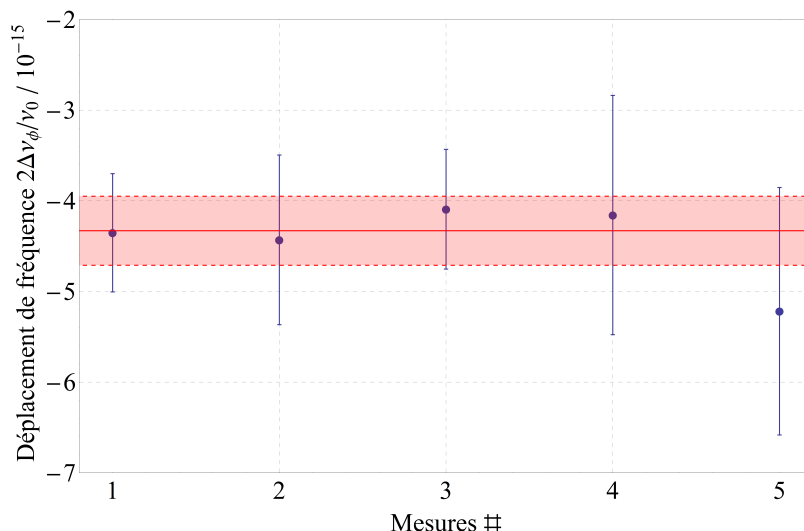


FIGURE 4.4 : Mesure d'évaluation du déplacement de fréquence lié au déphasage dans la cavité. Chaque point représente la différence *double* de fréquence (c.f. section 3.4.2) entre une mesure faite en position 1 et une mesure fait en position 2. La ligne rouge représente la moyenne pondérée de toutes les mesures et la bande rouge représente la zone d'incertitude à 1σ de cette moyenne.

end-to-end ainsi que son incertitude tel que :

$$\frac{\Delta\nu_{End}}{\nu_0} = (2,17 \pm 0,27) \times 10^{-15}.$$

4.2.3 Déplacements de fréquence dus aux gradients de phase

De par les imperfections de la cavité micro-onde ainsi que le couplage entre les ports d'alimentation et la cavité, le champ micro-onde résonnant peut présenter des gradients de phase qui peuvent induire des déplacements de fréquence. Ces déplacements de fréquence ont été étudiés en détail par Gibble [84, 114, 119]. Cependant, à l'inverse de nos collègues utilisant une fontaine pulsée [18, 115], l'analyse conduite sur les cavités cylindriques à une seule zone d'interaction ne peut pas être utilisée pour FoCS-2, la cavité n'étant ni cylindrique ni composée d'une seule zone d'interaction. Il convient donc d'évaluer les déplacements de fréquence provenant des gradients de phase décrits dans la section 2.3 sur la cavité micro-onde.

La figure 4.5 donne une représentation simplifiée de la géométrie de la cavité de FoCS-2. Les deux cercles blancs représentent les zones d'interaction de la cavité. Les atomes se propageant dans la direction de l'axe $0x$ (de la *gauche* vers la *droite*), vont passer par la zone de gauche durant leur phase ascendante puis par la zone de droite durant leur phase descendante. Les deux flèches représentent les deux coupleurs installés sur la cavité pour injecter la

micro-onde dans la cavité. Ces coupleurs sont orientés perpendiculairement à l'axe de propagation des atomes soit selon l'axe $0y$.

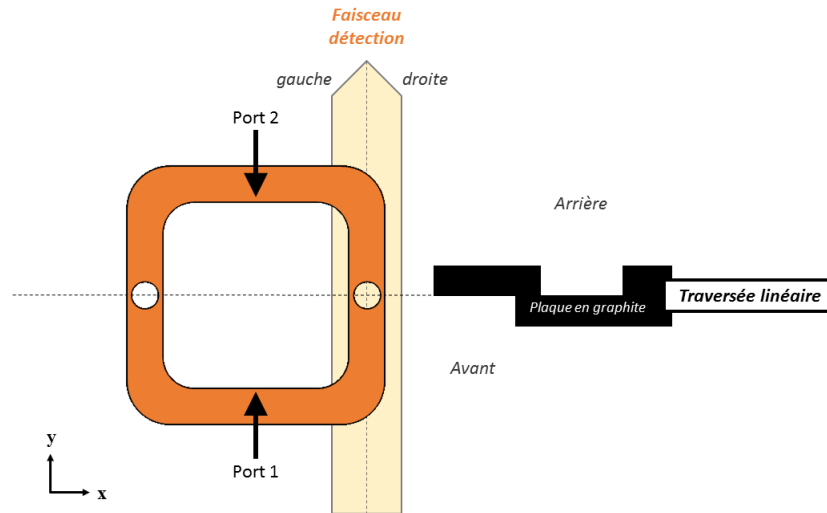


FIGURE 4.5 : Coupe selon le plan $0xy$ de la cavité micro-onde. Les deux cercles blancs représentent les deux zones d'interaction des atomes et les deux flèches noires représentent les deux ports d'alimentation de la cavité. Les atomes, se propageant selon $0x$, passent durant leur phase montante par la zone d'interaction de gauche puis par celle de droite pendant leur phase de chute. Les appellations *gauche*, *droite*, *avant* et *arrière* se rapportent à ce que voit un observateur face à la face avant la fontaine, les atomes du jet atomique se déplaçant de *gauche* à *droite*. La sélection des moitiés gauche et droite se fait en obstruant la moitié correspondante du faisceau de détection tandis que les moitiés avant et arrière sont sélectionnées en positionnant une plaque en graphite sur la trajectoire des atomes. Cette plaque en graphite, présente sur la droite du dessin, est positionnée de sorte à ce que sa forme particulière coupe nécessairement le jet en son centre.

Les zones d'interaction de la cavité étant des zones en 3 dimensions, les gradients de phase ainsi que leurs évaluations peuvent être décomposés en trois parties :

1. Les gradients de phase longitudinaux, se produisant selon l'axe $0z$.
2. Les gradients de phase transverses perpendiculaires, se produisant selon l'axe de propagation des atomes, le long de l'axe $0x$.
3. Les gradients de phase transverses parallèles, se produisant selon l'axe formé par les ports d'alimentation, le long de l'axe $0y$.

Nous proposons d'évaluer indépendamment les déplacements de fréquence propres à chacun des trois cas décrits ci-dessus et de les rassembler sous la dénomination DCPS.

La cavité micro-onde a été décrite en détail dans la section 2.3 du chapitre 2. Nous rappelons que la cavité est alimentée par deux ports d'alimentation. Ces ports d'alimentation doivent injecter la même puissance avec une

différence de phase de 180° . C'est la boîte décrite section 2.4 qui permet d'assurer l'équilibre des signaux injectés par les deux ports, minimisant les gradients de phase. Afin d'évaluer les déplacements de fréquence dus aux gradients de phase nous allons procéder à des mesures dont certaines vont nécessiter de faire une sélection spatiale des atomes. Cette sélection se fait au niveau de la zone de détection. La figure 4.6, obtenue par les simulations de Monte-Carlo, permet de visualiser et vérifier l'efficacité des sélections géométriques effectuées sur le jet atomique. Ainsi, comme nous le verrons en détail dans la suite de cette section, l'étude des gradients se produisant selon l'axe $0x$ se fait en sélectionnant la moitié gauche ou la moitié droite du jet atomique descendant. Nous parlerons alors de mesure *gauche-droite*, gauche signifiant que la moitié gauche du jet est détectée (moitié droite coupée) et droite signifiant que la moitié droite du jet est détectée (moitié gauche coupée), l'axe $0x$ se propageant dans le sens gauche-droite. De manière similaire, l'étude des gradients selon l'axe $0y$ se fait en sélectionnant les moitiés avant et arrière du jet. Nous parlerons alors de mesure *avant-arrière*, l'axe $0y$ se propageant dans le sens avant-arrière. Précisons que la forme rectangulaire des trajectoires atomiques présentées sur la figure 4.6 est due à la présence sur les quatre *cutoffs* de diaphragmes de forme rectangulaire empêchant les atomes sur la partie externe du jet de passer trop près des parois de la cavité.

Effet dû aux gradients longitudinaux

Les gradients de phase longitudinaux sont ceux le long de l'axe $0z$. Ils proviennent du flux de puissance du signal fourni par les deux ports d'alimentation. Le flux de puissance induit ainsi de grandes variations de phase selon l'axe $0z$ et, compte tenu de la géométrie de la cavité, est considéré symétrique par rapport au centre de la zone d'interaction le long de ce même axe.

Dans le cas des fontaines pulsées, l'effet des gradients de phase longitudinaux n'est pas annulé par les deux passages dans la cavité puisque la taille du nuage augmente durant son trajet et qu'il n'a pas exactement la même trajectoire entre le passage ascendant et le passage descendant [84]. Ainsi, les atomes ne vont pas sonder la même amplitude et la même phase du champ micro-onde durant leurs deux passages dans la cavité¹.

Les choses sont cependant légèrement différentes pour FoCS-2. En effet, à l'inverse des fontaines pulsées où le diamètre du nuage dans la zone d'interaction n'est pas le même entre le premier et le second passage dans la cavité, le diamètre du jet atomique de la fontaine continue est supérieur à celui des zones d'interaction. La taille du jet est donc limitée par la cavité, plus

1. Précisons que cette description n'est plus véritablement valable pour les fontaines pulsées utilisant uniquement une mélasse pour charger le nuage d'atomes.

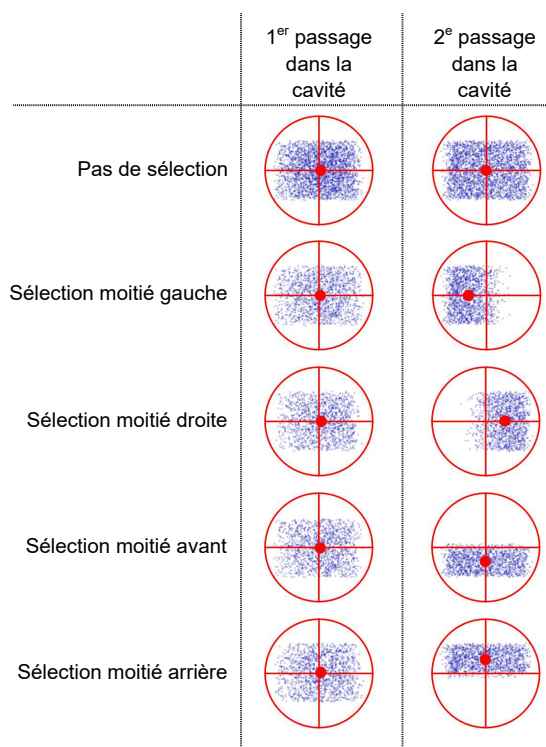


FIGURE 4.6 : Représentation de l'efficacité des sélections spatiales mises en oeuvre pour l'évaluation du DCPS. Ces résultats sont obtenus grâce aux simulations de Monte-Carlo développées pour FoCS-2, chaque point représentant une trajectoire atomique qui aura atteint la détection. La forme rectangulaire du jet est due à la présence de diaphragmes rectangulaires sur les *cutoffs* de la cavité. Les points rouges représentent le centre de masse du jet atomique pour chacun des cas.

précisément par des diaphragmes sur les *cutoffs* de celle-ci et elle est donc du même ordre² dans les deux zones d'interaction. Nous précisons aussi que FoCS-2 est positionnée sur un support inclinable. Ce support, possédant un inclinomètre, permet de positionner la fontaine avec une précision de l'ordre du mrad et est paramétré de sorte à maximiser le flux d'atomes assurant aussi un centrage optimal du jet atomique.

Que ce soit pour les fontaines pulsées ou la fontaine continue, cet effet peut être évalué en augmentant la puissance micro-onde injectée dans la cavité de sorte à modifier la sensibilité des atomes aux gradients de phase [120]. Nous réalisons alors une mesure où nous faisons varier la puissance du signal d'interrogation. La figure 4.7 présente les résultats de cette mesure. Elle consiste à mesurer la différence de fréquence entre une mesure à $n\pi/2$ et une mesure à $\pi/2$, n représentant l'ordre du maximum de probabilité sur la mesure des oscillations de Rabi (c.f. figure 1.11 section 1.3).

Cependant, la dépendance en puissance de la fréquence d'une horloge

2. La taille géométrique du jet est identique.

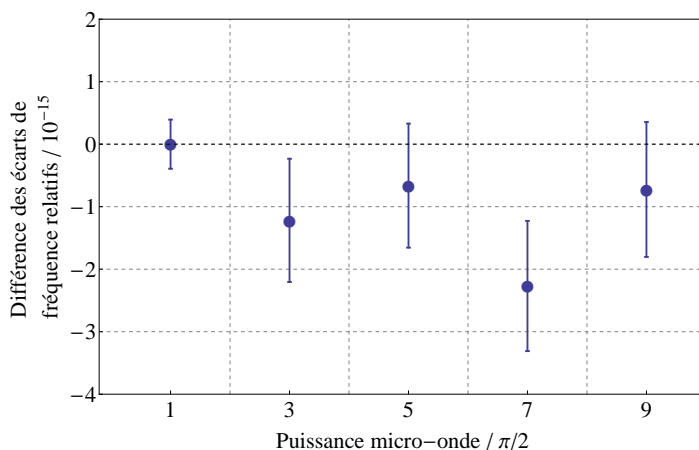


FIGURE 4.7 : Mesures de différence des écarts de fréquence relatifs $n\pi/2 - \pi/2$.

ne dépend pas seulement des gradients de phase. D'autres effets entrent en compte tels que les fuites micro-ondes et les effets de collisions [121]. Comme l'a démontré le chapitre 3, les déplacements de fréquence dus aux fuites micro-ondes sont mesurés nuls suite à l'installation de la cloche en graphite. La variation du déplacement de fréquence dû aux collisions entre les atomes de césium lors d'une alternance de la puissance micro-onde est quant à elle estimée à environ -3×10^{-17} (c.f. section 4.3) entre une mesure à $\pi/2$ et une mesure à $3\pi/2$ et n'a pas été corrigée car considérée comme négligeable étant donné la précision des mesures. La figure 4.8 présente donc une série de mesures où chaque point est la différence double de fréquence entre une mesure à $\pi/2$ et $3\pi/2$. Chaque point représentant 4 heures de mesure. L'ensemble de ces données permet de déterminer la différence de fréquence moyenne entre une mesure à $3\pi/2$ et $\pi/2$ et ainsi permettre de donner une estimation de l'influence sur la fréquence de l'horloge des gradients de phase longitudinaux.

Cette différence est de $(0,084 \pm 4,440) \times 10^{-16}$. Cette mesure ne permet pas de déterminer le déplacement de fréquence induit par les gradients de phase longitudinaux mais permet cependant de déterminer un intervalle de valeurs qu'ils pourraient valoir. L'incertitude de la mesure ci-avant est donc choisie comme limite maximale de l'effet des gradients de phase longitudinaux. Ainsi, le déplacement de fréquence relatif dû aux gradients de phase longitudinaux et son incertitude sont :

$$\frac{\Delta\nu_{DCP-L}}{\nu_0} = (0,00 \pm 0,44) \times 10^{-15}.$$

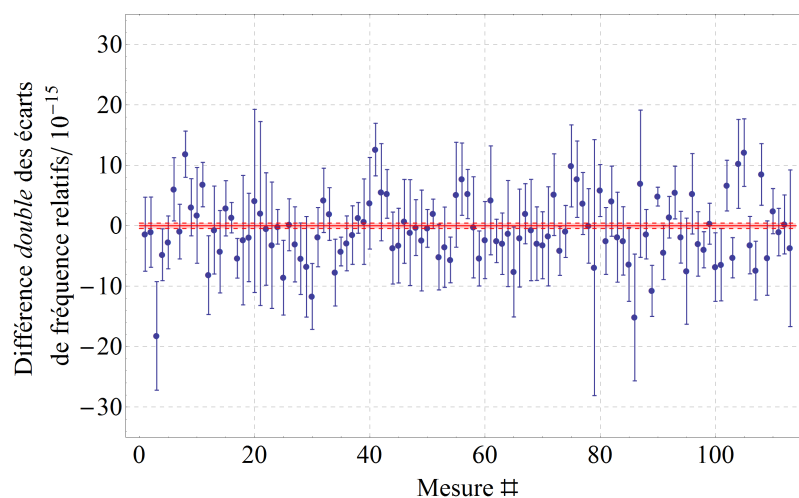


FIGURE 4.8 : Différence *double* des écart de fréquence relatifs entre des mesures à $\pi/2$ et des mesures à $3\pi/2$. La droite rouge représente la valeur moyenne de l'ensemble des mesures de différence et les droites en traitillés délimitent l'incertitude sur la valeur moyenne (σ/\sqrt{N}).

Effet dû aux gradients transverses

Les gradients de phase transverses proviennent d'un déséquilibre entre les deux ports d'alimentation (cas parallèle) ou de la résistivité des parois de la cavité en cuivre (perpendiculaire) [33,84]. Pour les mêmes raisons que celles évoquées précédemment sur la taille du jet continu, il n'est pas possible pour FoCS-2 d'évaluer les gradients de phase en inclinant la fontaine [8,18–20,46]. Il est certes possible d'incliner la fontaine mais le jet atomique sondera, sauf cas extrêmes, toujours l'ensemble de la zone de d'interaction. Pour contourner ce problème, nous décidons d'utiliser deux autres méthodes d'évaluation, chacune propre à la direction des gradients de phase.

Gradients transverses perpendiculaires

Dans le cas des gradients transverses perpendiculaires de phase, nous décidons de réaliser des mesures dites *gauche-droite*. Dans cette direction (perpendiculaire à la direction créée par les deux ports d'alimentation), et compte tenu du réglage entre les deux ports d'alimentation, les gradients ne dépendent que très peu de l'équilibre entre les deux ports d'alimentation et l'effet sur la fréquence dépend majoritairement des propriétés des parois de la cavité micro-onde. Nous calculons alors la différence de fréquence entre une mesure où nous sélectionnons la moitié gauche du jet et une mesure où nous sélectionnons la moitié droite du jet. Cette sélection est effectuée en obstruant la moitié du faisceau de détection, faisceau se propageant colinéairement à l'axe $0y$.

La figure 4.9 présente les résultats de ces mesures. Chaque point représente la différence de fréquence entre une mesure où nous avons gardé que la moitié gauche du jet et une mesure où nous avons gardé que la moitié droite. Chaque point est obtenu après 4 heures de mesure. Cette différence est de

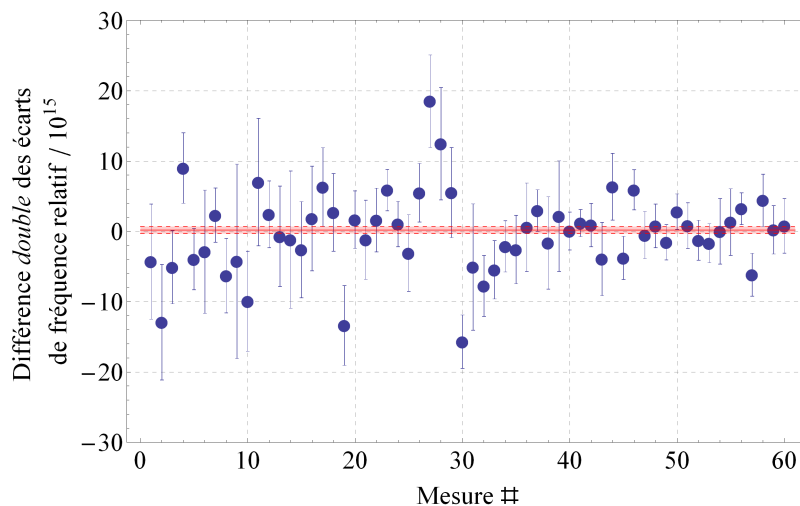


FIGURE 4.9 : Différence *double* des écart de fréquence relatifs entre des mesures *gauche-droite*. La droite rouge représente la valeur moyenne de l'ensemble des mesures de différence et les droites en pointillés délimitent l'incertitude sur la valeur moyenne (σ/\sqrt{N}).

$(0,18 \pm 0,51) \times 10^{-15}$. Comme nous le démontrons dans l'annexe C, la mesure *gauche-droite* ne permet pas de déterminer le déplacement de fréquence dû aux gradients transverses perpendiculaires ni même un encadrement total de l'effet. Cette mesure permet toutefois de donner un encadrement conservateur de l'influence d'une composante linéaire de la phase. La faible valeur obtenue, compatible avec la comparaison entre les résultats de la mesure et des simulations effectuées dans les mêmes conditions (c.f. la figure 4.10), nous permet de nous assurer de l'exactitude de l'ordre de grandeur des gradients de phase simulés par les simulations par éléments finis ainsi que du fait qu'ils n'induisent pas des déplacements de fréquence relatifs dans un ordre de grandeur non acceptable.

Aujourd'hui encore incomplet, ce protocole expérimental semble malgré tout pouvoir permettre, grâce à de nouvelles mesures, de donner une évaluation complète de l'impact des gradients dans cette direction. Une mesure identique tout en inversant la position des deux zones d'interaction permettrait d'évaluer la seconde composante linéaire tandis que des mesures en sélectionnant une autre géométrie de sélection du jet (par exemple, 50% des atomes aux centres du jet et 50% des atomes sur la bordure du jet) permettrait d'évaluer l'influence des termes quadratiques.

Fort de ces conclusions, nous sélectionnons l'incertitude du résultat de cette mesure comme incertitude pour la contribution du déplacement de fré-

quence relatif dû aux gradients dans cette direction. Cette valeur, certes découlant d'une analyse encore incomplète, nous paraît cependant suffisamment conservatrice pour pouvoir figurer dans le budget d'incertitude. Ainsi, nous donnons l'intervalle de valeur pour le déplacement de fréquence relatif dû aux gradients de phase transverses perpendiculaires suivant :

$$\frac{\Delta\nu_{DCP-Tper}}{\nu_0} = (0,00 \pm 0,51) \times 10^{-15}.$$

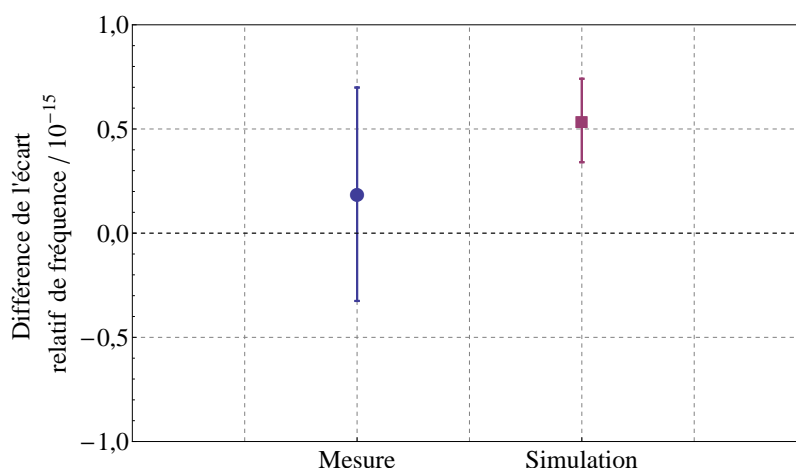


FIGURE 4.10 : Comparaison entre les résultats de la mesure de la différence de l'écart de fréquence relatif *gauche-droite* et les résultats des simulations de Monte-Carlo effectuées dans les mêmes conditions.

Gradients transverses parallèles

Les gradients de phase transverses parallèles proviennent essentiellement d'un déséquilibre entre les deux ports d'alimentation de la cavité. De manière similaire à la méthode décrite précédemment, cet effet sera évalué en mesurant la fréquence de l'horloge en sélectionnant une partie du jet atomique. Cependant, il y a plusieurs différences entre les mesures *gauche-droite* et *avant-arrière*. Premièrement la direction de sélection. Cette fois des mesures avant-arrière seront effectuées (c.f. paragraphe précédent). Ces mesures ne pouvant être réalisées en modifiant le faisceau de détection, il faut utiliser un autre moyen. Dans ce cas nous avons installé une traversée linéaire dans la chambre de détection, quelques centimètres au-dessus du faisceau de détection. Cette traversée sert à déplacer une pièce en graphite sur la trajectoire du jet atomique qui permet de sélectionner la moitié désirée du jet. Deuxièmement, compte tenu de l'importance d'équilibrage entre les deux ports d'alimentation, deux types de mesure seront effectués. Des mesures dites *symétriques* où les deux ports sont utilisés et l'équilibrage optimisé,

ainsi que des mesures dites *asymétriques* où un seul des deux ports sera utilisé pour alimenter la cavité (équilibre inexistant). Deux séries de mesure sont alors réalisées. Chaque série est composée de trois points, chaque point étant la différence de fréquence entre une mesure avec une alimentation asymétrique et une mesure avec une alimentation symétrique. Les trois points correspondent à des mesures où le jet est entier ou à moitié coupé (avant ou arrière). Les deux séries sont donc réalisées selon que le port 1 ou le port 2 est utilisé. La figure 4.11 présente les résultats de ces mesures. La courbe bleue donne les résultats de la série de mesure utilisant le port d'alimentation 1. La courbe rouge donne les résultats de la série de mesure utilisant le port d'alimentation 2. L'objectif de ces mesures est alors de faire apparaître, pour la pire situation possible, l'impact des gradients transverses sur la fréquence relative de l'horloge.

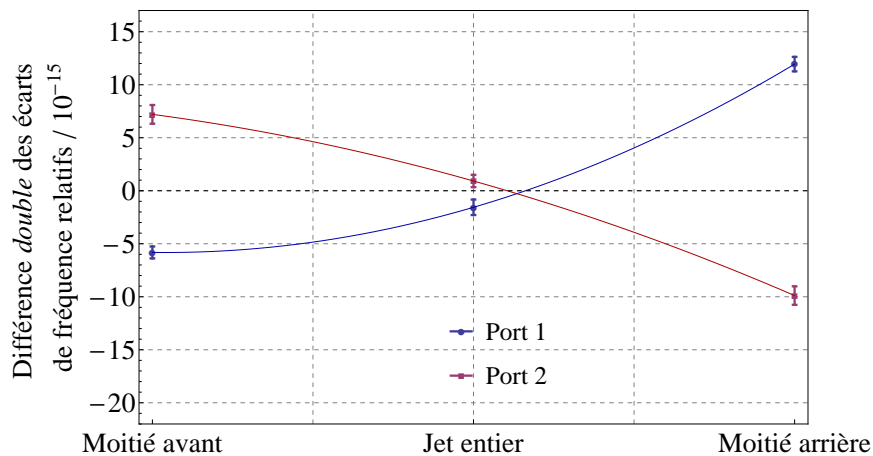


FIGURE 4.11 : Chaque point est la différence *double* des écart de fréquence relatifs entre une mesure asymétrique et une mesure symétrique. Les points bleus (carrés rouges) présentent les résultats quand la cavité est alimentée par le port 1 (port 2).

Comme nous le voyons dans l'expression (C.4) de l'annexe C, le déplacement de fréquence dans cette direction dépend de termes linéaires et quadratique. Pour un jet atomique parfaitement coupé en son centre, les termes quadratiques sont nuls et la dépendance en fréquence est linéaire. Cette constatation est confirmée par la figure 4.12 qui montre une comparaison entre la série de mesure faite avec le port 1 activé et des simulations réalisées dans les mêmes conditions. Cette comparaison montre que le comportement des valeurs simulées est bien linéaire. Cependant nous pouvons observer une légère différence entre les points où la moitié avant est sélectionnée. Cette différence provient probablement d'un défaut dans la sélection des deux moitiés. Ce défaut peut avoir deux origines distinctes. La première étant un défaut de positionnement *mécanique*, la seconde étant un défaut d'homogénéité du jet atomique.

Les simulations par éléments finis permettent de déterminer que la variation de la phase pic-pic lorsque la cavité est alimentée asymétriquement est de l'ordre de $200 \mu\text{rad}/\text{mm}$. En supposant un équilibrage entre les deux ports d'alimentation parfait à environ 90%, la variation de phase linéaire est de l'ordre de $20 \mu\text{rad}/\text{mm}$. Cette valeur, supérieure aux quelques $\mu\text{rad}/\text{mm}$ de dépendance quadratique présentés sur la figure 2.13, nous encourage à négliger la variation quadratique dans l'expression (C.4) même si l'équilibrage entre les deux ports n'est pas strictement parfaite.

Ainsi, nous étudions la variation linéaire des écarts de fréquence relatifs présentés sur la figure 4.11. Cette figure, représentant la pire situation possible, c.-à-d. sans aucun équilibrage entre les deux ports d'alimentation, présente une variation de la fréquence relative de l'horloge de $18,1 \times 10^{-15}$ sur une variation du centre de masse du jet atomique de 2,34 mm. Cette variation induit alors un déplacement de la fréquence relatif de $7,7 \times 10^{-15}/\text{mm}$. En régime nominal, la position du centre de masse du jet dans la seconde zone d'interaction est supposée parfaitement centrée avec une incertitude de 0,1 mm. Cette estimation donne ainsi une incertitude sur le déplacement de fréquence relatif dû aux gradients transverses parallèles de $0,77 \times 10^{-15}$.

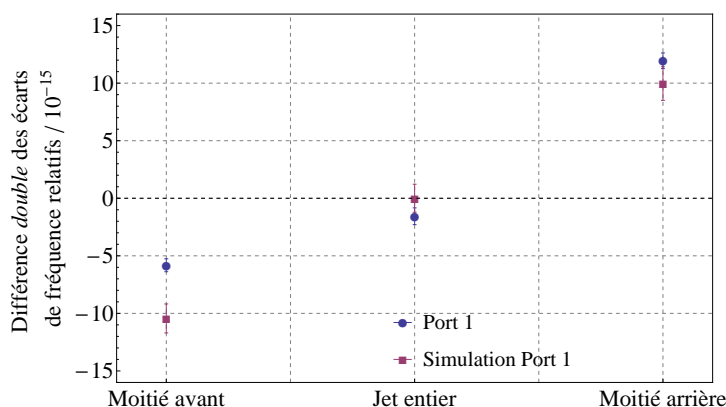


FIGURE 4.12 : Comparaison entre les mesures de différence *double* des écarts de fréquence relatifs entre une mesure asymétrique et une mesure symétrique réalisées pour différentes géométries du jet atomique et les simulations de Monte-Carlo effectuées dans les mêmes conditions.

Cette évaluation, conservatrice, pourra être affinée en réalisant une série de mesure similaire en tournant la cavité micro-onde de 180° et en réalisant une mesure identique en laissant la cavité alimentée par les deux ports.

Résumé des valeurs

Le tableau 4.1 ci-après présente les résultats des trois évaluations des trois composantes des déplacements de fréquence induits par les gradients de phase dans la cavité ainsi que le déplacement final et son incertitude.

TABLE 4.1 : Résumé des différents déplacements de fréquence dus aux gradients de phase dans la cavité micro-onde de FoCS-2.

	Déplacement ($\times 10^{-15}$)	Incertitude ($\times 10^{-15}$)
Gradients longitudinaux	0,00	0,44
Gradients transverses perpendiculaires	0,00	0,51
Gradients transverses parallèles	0,00	0,77
Total DCPS	0,00	1,03

4.3 Déplacement de fréquence dû aux collisions entre atomes de césium

Dans la fontaine continue, la faible densité du jet atomique (10^5 atomes/cm³) ainsi que sa température longitudinale élevée (80 μ K) réduisent de manière significative le déplacement de fréquence dû aux collisions entre les atomes de césium [63]. Afin d'évaluer l'impact sur la fréquence de cet effet, des mesures de fréquence ont été réalisées pour différentes valeurs de la densité atomique [50, 122]. En pratique, la densité du jet est modifiée en faisant varier l'efficacité du PMO-2D. Cette opération est réalisée en altérant l'intensité du faisceau repompeur présent dans le PMO-2D.

En condition normale d'opération, FoCS-2 fonctionne avec la plus haute densité que les paramètres actuels de la fontaine le permettent. Ainsi, plusieurs séries de mesures de la fréquence de l'horloge ont été effectuées pour plusieurs densités inférieures à la densité nominale. Les résultats de ces mesures sont montrés sur la figure 4.13. Chaque point correspond à la différence *double* de fréquence entre une mesure effectuée à une densité choisie et deux mesures effectuées à la densité nominale. Les barres d'erreurs sont déterminées à partir des déviations Allan de chacune des mesures et sont proportionnelles au temps de mesure (de quelques dizaines de minutes pour les plus courtes à plusieurs jours pour les plus longues). La densité étant directement proportionnelle au signal atomique, les résultats sont donnés en fonction du signal atomique effectif, c.-à-d. le signal atomique mesuré par la photodiode de détection auquel le signal de fond (le signal parasite sur la photodiode) a été soustrait. En utilisant une régression linéaire sur ces points et en imposant qu'il n'y a pas de déplacement de fréquence quand la densité est nulle, il est possible d'estimer le déplacement de fréquence ainsi que son incertitude statistique pour la densité désirée. Pour un signal atomique effectif nominal (environ 62,6 mV), l'incertitude sur le déplacement relatif de fréquence est de $1,47 \times 10^{-15}$. Ainsi, le déplacement de fréquence relatif dû aux collisions entre atomes de césium et son incertitude sont :

$$\frac{\Delta\nu_C}{\nu_0} = (-1,91 \pm 1,47) \times 10^{-15}.$$

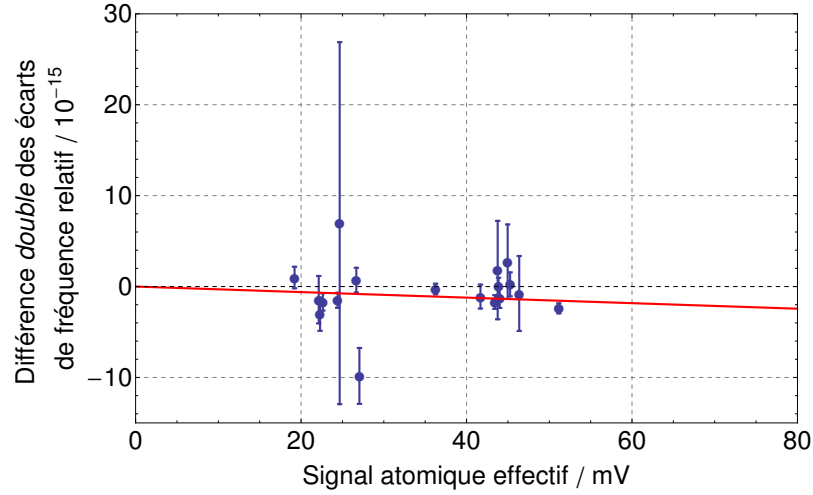


FIGURE 4.13 : Différence double des écarts de fréquence relatifs en fonction du signal atomique effectif mesuré sur la photodiode de détection. Ce signal est proportionnel à la densité du jet atomique et permet d'évaluer le déplacement de fréquence dû aux collisions entre atomes de césium. La droite rouge correspond à un ajustement linéaire sur l'ensemble des mesures.

4.4 Déplacements de fréquence dus aux effets de cohérences atomiques

Lorsque l'atome de césium est soumis à une interrogation micro-onde à 9,192 GHz il va réaliser la transition horloge $|F = 3, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 4, m_F = 0\rangle$. Cette transition est une transition atomique dite π car elle respecte la règle suivante : $\Delta F = 1, \Delta m_F = 0$. Il existe d'autres types de transitions. Les transitions σ où $\Delta F = 1, \Delta m_F = \pm 1$ et les transitions de Majorana où $\Delta F = 0, \Delta m_F = \pm 1, \pm 2, \dots$. Les niveaux hyperfins $|F = 3\rangle$ et $|F = 4\rangle$ étant composés de, respectivement, 7 et 9 sous-niveaux hyperfins, il existe donc six transitions π en plus de la transition horloge ainsi que 14 transitions σ et 14 transitions Majorana.

Ces transitions peuvent induire des déplacements de fréquence de l'horloge. Cependant, ces déplacements sont plutôt faibles et compte tenu que la majorité (>80%) des atomes se trouvent sur les six sous-niveaux Zeeman $|F = 3, m_F = 0, \pm 1\rangle$ et $|F = 4, m_F = 0, \pm 1\rangle$, il est possible de restreindre notre analyse à ces niveaux. La préparation d'état de FoCS-2 n'étant pas parfaite, il advient donc de porter une certaine attention à ces effets.

4.4.1 Relatifs à l'effet Majorana

Les transitions de Majorana peuvent apparaître lorsque les atomes traversent une zone de l'espace où le champ magnétique statique ne respecte pas les conditions adiabatiques [123], c.-à-d. , qu'il est nul ou que son ampli-

tude varie de manière extrêmement importante. Dans les étalons primaire de fréquence, les transitions de Majorana vont alors induire des phénomènes de cohérences qui vont modifier la répartition des atomes sur les sous-niveaux Zeeman selon les règles de sélection $\Delta F = 0$ et $\Delta m_F = \pm 1$. De plus, ces transitions ne se réalisent qu'entre la préparation d'état et la première interrogation de Ramsey ou entre la seconde interrogation de Ramsey et la détection [19, 124, 125].

Comme il a été expliqué dans la section 4.1, il n'est pas possible de mesurer le champ magnétique sur l'ensemble de la trajectoire des atomes. Il est donc nécessaire de trouver une méthode alternative pour évaluer l'impact de possibles transitions de Majorana sur la fréquence de FoCS-2. Pour ce faire, nous avons réalisé des simulations par éléments finis avec le logiciel *COMSOL*. À l'instar du raisonnement tenu pour la pression dans le système à vide présenté dans la section 2.1.1, nous souhaitons réaliser une comparaison entre des mesures effectuées à certains endroits accessibles de la fontaine et une simulation par éléments finis du champ magnétique. Les seuls endroits accessibles avec une sonde magnétométrique, laissant suffisamment d'espace pour assurer que la mesure se fasse correctement sur un axe vertical, sont la zone où se trouvent habituellement le piège à lumière et la chambre de vol libre lorsque le dôme d'alimentation est enlevé. Profitant alors d'un arrêt de FoCS-2 pour une révision du piège à lumière, des mesures de la composante verticale B_z du champ magnétique ont alors été effectuées en ces deux endroits. La comparaison entre ces mesures et les simulations faites sur *COMSOL* est présentée figure 4.14. Comme il est alors possible de l'observer, la comparaison entre ces deux séries de données montre que le modèle physique de FoCS-2 développé dans *COMSOL* se rapproche suffisamment de la réalité pour pouvoir l'utiliser afin de cartographier le champ magnétique sur l'ensemble de la trajectoire des atomes.

Les deux triplets de bobine magnétique, décrites dans la section 2.1.4, se trouvent aux extrémités de la chambre de vol libre, au niveau des trois couches de blindages magnétiques cylindriques. Ces triplets ainsi que le solénoïde utilisé pour générer le champ C sont bien entendu pris en compte dans les simulations numériques. Il est alors possible, en modifiant les valeurs de courant se propageant dans ces bobines, d'obtenir un champ magnétique respectant les conditions adiabatiques dans l'ensemble de la fontaine. La figure 4.15 présente une comparaison du comportement de la norme du champ magnétique $|\vec{B}|$ dans la fontaine avant et après l'optimisation des paramètres d'alimentation des bobines. Le nouveau choix de paramètres assure alors que la norme du champ magnétique $|\vec{B}|$ ne soit jamais nulle sur la trajectoire des atomes. De plus, nous pouvons aussi observer que son amplitude varie moins, notamment dans les zones hors des trois blindages magnétiques cylindriques. Précisons cependant que dans les deux cas présentés, le champ magnétique est constant et homogène dans la chambre de vol libre.

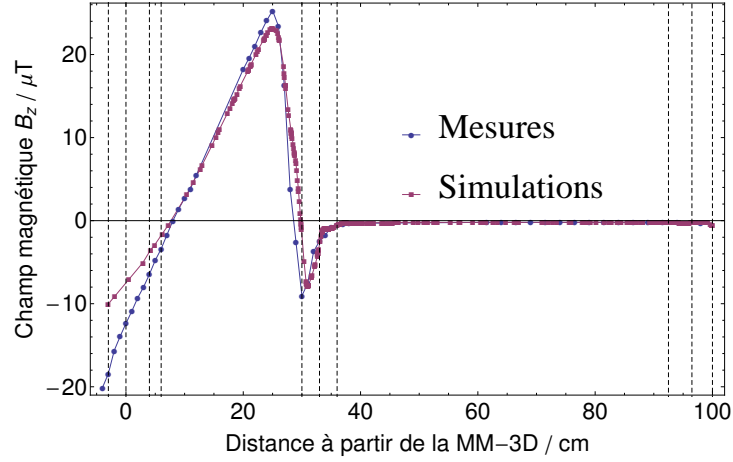


FIGURE 4.14 : Évolution de la composante verticale B_z du champ magnétique le long d'un axe vertical traversant la fontaine continue. Les points bleus représentent les données mesurées tandis que les carrés rouges représentent les résultats obtenus par les simulations. Les lignes verticales en pointillés représentent les positions, de gauche à droite, de la détection, du réseau 1, du réseau 2, du faisceau dépompeur, des trois assiettes du blindage magnétique du bas de la chambre de vol libre et enfin les trois assiettes du blindage magnétique du haut de la chambre de vol libre.

Pour évaluer le déplacement de fréquence lié aux transitions de Majorana comme décrit dans [125], le champ magnétique fut modifié, de sorte à créer des cas pathologiques ne respectant pas les conditions adiabatiques, en modifiant les courants injectés dans les bobines de compensation. Ces mesures n'ont pas montré d'effet sur la fréquence de l'horloge continue dans la limite de leurs précisions, soit $0,5 \times 10^{-15}$, compte tenu de la durée de celle-ci. Ainsi, en se basant sur les analyses réalisées par les simulations de Monte-Carlo et les mesures de la fréquence de FoCS-2, il est estimé que l'étalon primaire de fréquence continue n'est pas affecté par les transitions de Majorana. Il est alors conclu que le déplacement de fréquence relatif dû aux transitions de Majorana et son incertitude sont :

$$\frac{\Delta\nu_{\text{Maj}}}{\nu_0} = (0,00 \pm 0,50) \times 10^{-15}.$$

4.4.2 Relatif au *Rabi pulling*

Le tirage de Rabi, ou *Rabi pulling*, est relatif aux transitions π pouvant se produire lors de l'interrogation des atomes dans la cavité micro-onde. Ces transitions, identiques à la transition horloge, résultent de l'interaction des atomes avec le champ micro-onde dans la cavité. Elles dépendent directement de la population des atomes sur les sous-niveaux Zeeman après le passage des atomes dans la préparation d'état. C'est le déséquilibre entre les populations présentes sur les niveaux $|F = 3, m_F = -1\rangle$ et $|F = 3, m_F = +1\rangle$ qui va

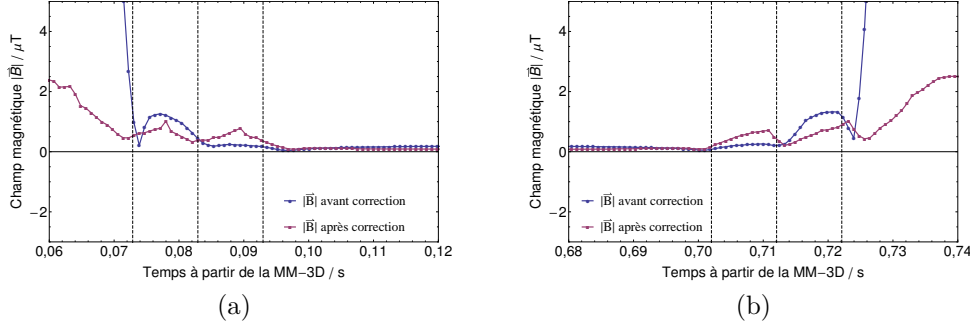


FIGURE 4.15 : Évolution de la norme du champ magnétique $|\vec{B}|$ dans la fontaine avant et après l’optimisation des paramètres d’alimentation des bobines le long de la trajectoire des atomes. La courbe bleue présente l’évolution du champ avant l’optimisation tandis que la courbe rouge présente l’évolution du champ magnétique après l’optimisation. (a) présente $|\vec{B}|$ au début de la trajectoire des atomes, de 0,06 s à 0,12 s tandis que (b) présente $|\vec{B}|$ à la fin de la trajectoire des atomes, de 0,68 s à 0,74 s. Les lignes verticales en pointillés représentent les triplets de bobines. Entre 0,12 s and 0,68 s, le champ magnétique est constant.

déformer la frange centrale et ainsi générer un déplacement de fréquence [33]. La formule suivante [126] permet de calculer le déplacement de fréquence dû au *Rabi pulling* pour la fontaine continue FoCS-2 pour une excitation micro-onde optimale $\pi/2$ sur la transition horloge :

$$\frac{\Delta\nu_{\text{Rab}}}{\nu_0} \cong \frac{S_{-1} - S_{+1}}{S_0} \times \frac{\tau}{T} \times \frac{15\pi^5 (4\epsilon_z\tau(1 + \cos(\epsilon_z\tau)) + ((\epsilon_z\tau)^2 - \pi^2) \sin(\epsilon_z\tau))}{256 \nu_0 T ((\epsilon_z\tau)^2 - \pi^2)^3}. \quad (4.3)$$

Où S_{-1} , S_{+1} et S_0 sont les niveaux de populations sur les différents sous-niveaux Zeeman $|F = 3, m_F = -1\rangle$, $|F = 3, m_F = +1\rangle$ et $|F = 3, m_F = 0\rangle$. τ est le temps de transit des atomes dans la cavité et T le temps de vol des atomes entre les deux interactions de Ramsey. $\epsilon_z = 2\pi \times f_z$ où $f_z = 475$ Hz est la fréquence Zeeman. Dans FoCS-2, $\frac{S_{-1}-S_{+1}}{S_0} = 7\%$, $\tau = 8$ ms et $T = 0,51$ s, ce qui donne un déplacement de fréquence relatif inférieur à 10^{-17} avec une incertitude de type-B de $1,6 \times 10^{-17}$. Notons que cette analyse est pessimiste puisque qu’elle fut réalisée pour un jet monocinétique et qu’une analyse similaire avec un jet non-monocinétique devrait amener à une diminution du déplacement de fréquence.

4.4.3 Relatif au *Ramsey pulling*

Le tirage de Ramsey, ou *Ramsey pulling*, est quant à lui relatif aux transitions σ pouvant se produire lors de l’interrogation des atomes dans la cavité

micro-onde. Ces transitions sont permises par un défaut de colinéarité entre le champ micro-onde dans la cavité et le champ magnétique statique de la fontaine. L'utilisation des modélisations par éléments finis utilisées pour faire la caractérisation de la cavité micro-onde (c.f. section 2.3) a permis d'estimer l'angle moyen θ entre le champ C et le champ micro-onde vu par les atomes lors de leur passage dans la cavité. En suivant l'analyse dans [127], le déplacement de fréquence dû au *Ramsey pulling* peut être calculé en suivant la formule :

$$\frac{\Delta\nu_{\text{Ram}}}{\nu_0} = -\frac{\sqrt{3}}{2} \frac{b \sin(\theta)}{\nu_0 T \epsilon_z \sin(b\tau)} \times c_g, \quad (4.4)$$

où b est la fréquence de Rabi, $\theta = 0,3^\circ$ l'angle entre le champ magnétique statique et le champ micro-onde et c_g une constante appelée constante de cohérence de l'état fondamental. Afin d'évaluer cette constante, plusieurs mesures ont été réalisées pour différentes valeurs de l'angle θ . La modification de l'angle θ est effectuée en modifiant l'orientation du champ magnétique statique. Initialement vertical, celui-ci peut être légèrement incliné en introduisant un courant dans le câble de démagnétisation présent dans la chambre de vol libre. Deux mesures ont alors été faites pour deux angles différents. La première en injectant 5 mA soit un angle $\theta_1 = 6,9^\circ$ et la seconde en injectant 10 mA soit un angle $\theta_2 = 13,6^\circ$. Les différences de fréquence mesurées entre θ et θ_1 et entre θ et θ_2 ont alors permis d'estimer la valeur de $c_g = -0,0014 \pm 0,0001$. Basés sur cette analyse, le déplacement de fréquence relatif dû au *Ramsey pulling* et son incertitude sont :

$$\frac{\Delta\nu_{\text{Ram}}}{\nu_0} = (0,05 \pm 0,1) \times 10^{-15}.$$

Cette analyse est confortée par les résultats de simulations de Monte-Carlo effectuées dans des conditions identiques qui sont présentées sur la figure 4.16. Précisons enfin que cette analyse pourra être confirmée par une analyse parallèle basée sur [128], mieux adaptée aux fontaines.

4.5 Déplacements de fréquence dus à la lumière diffuse

Du fait de l'utilisation de faisceaux laser pour refroidir, préparer, et détecter les atomes, de nombreux photons transitent dans le système à vide. Ces photons, s'ils sont présents dans la zone d'interrogation des atomes (la chambre de vol libre), peuvent être à l'origine d'un déplacement de la fréquence [33]. Ce déplacement, dû à la lumière diffuse, est aussi appelé déplacement radiatif ou *light-shift*. La contribution générale du déplacement dû à la lumière diffuse peut être séparé en deux contributions, une provenant de la lumière diffuse provenant de la chambre source et une provenant de la

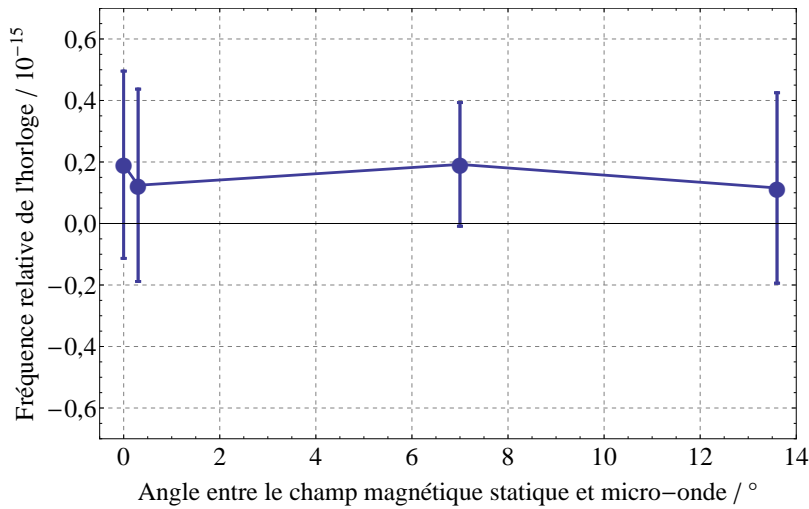


FIGURE 4.16 : Simulation de l'évolution de la fréquence de l'horloge en fonction de l'augmentation de l'angle formé entre le champ magnétique statique et le champ micro-onde dans la cavité. Les barres d'erreurs sont obtenues en calculant la déviation standard sur la répétition des résultats obtenus par simulation, dans ce cas 15 cycles.

chambre de détection. Cet effet sera alors répertorié dans le budget d'incertitude en deux fois selon les deux sources citées précédemment.

Comme la section 2.1.3 l'explique brièvement, le fonctionnement de FoCS-2 oblige les faisceaux lasers à fonctionner sans arrêt afin de générer le jet atomique continu. Il n'est donc pas possible, à l'inverse des fontaines pulsées, de bloquer les faisceaux lumineux durant la phase d'interrogation des atomes afin d'empêcher la lumière diffuse de générer des déplacements de fréquence. Dans le but de contourner ce problème, un piège à lumière est installé à la sortie de la chambre source. Ce piège, tournant à une fréquence d'environ 17 Hz, laisse passer les atomes tout en bloquant la lumière.

Les deux paragraphes suivant vont décrire l'évaluation des déplacements de fréquence dus à la lumière diffuse provenant de la source atomique et de la détection.

4.5.1 Provenant de la source atomique

L'évaluation du déplacement de fréquence dû à la lumière diffuse provenant de la source a déjà fait l'objet d'une évaluation dans le travail de doctorat de Laurent Devenoges [69]. Nous proposons ici de rappeler rapidement le protocole d'évaluation et la valeur du déplacement de fréquence.

Avant l'installation du piège à lumière, la fréquence de la fontaine a été mesurée en fonction de l'intensité lumineuse provenant de la chambre source grâce à une photodiode située 5 cm au-dessus de l'emplacement prévu pour le piège. L'intensité lumineuse de la lumière diffuse atteignant la pho-

todiode était modifiée en changeant l'intensité du faisceau de refroidissement du PMO-2D. En condition nominale d'utilisation le déplacement relatif de fréquence était alors de $\Delta\nu_{\text{LS}_s}/\nu_0 = -1,6 \times 10^{-12}$. La figure 4.17 présente les résultats de cette mesure. Nous observons notamment que le déplacement de fréquence évolue bien de manière linéaire.

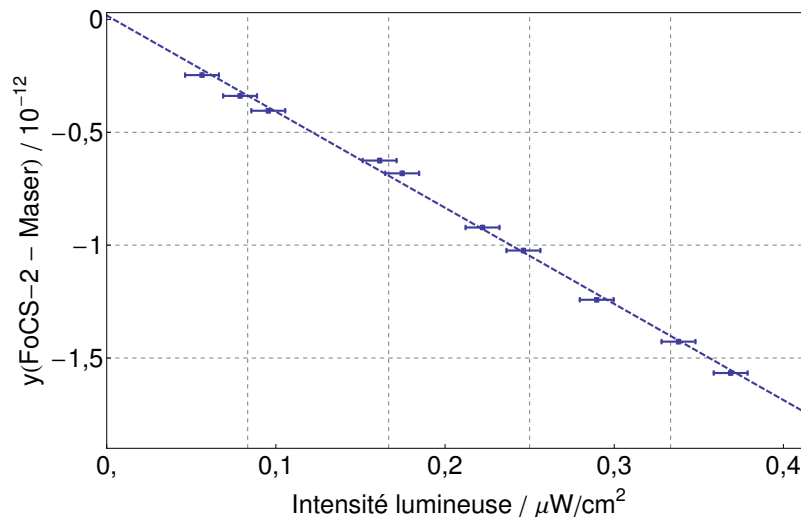


FIGURE 4.17 : Écart de fréquence relatif de FoCS-2 en fonction de l'intensité de la lumière diffuse arrivant sur la photodiode placée à la sortie de la chambre source. Cette série de mesures a été effectuée avant l'installation du piège à lumière en 2010.

Après l'installation du piège à lumière, l'intensité de la lumière diffuse atteignant la photodiode avait diminué d'un facteur 10^4 . En utilisant la régression linéaire effectuée sur les données expérimentales présentées figure 4.17, nous en déduisons que la valeur du déplacement de fréquence relatif dû à la lumière diffuse provenant de la chambre source et son incertitude sont :

$$\frac{\Delta\nu_{\text{LS}_s}}{\nu_0} = (-0,16 \pm 0,04) \times 10^{-15}.$$

4.5.2 Provenant de la détection

Comme il est décrit dans la section 2.1.5, il n'y a pas de piège à lumière empêchant la lumière diffuse provenant du faisceau de détection d'atteindre la chambre de vol libre. Ainsi, et cela malgré la présence d'une boîte en graphite afin de limiter au maximum la diffusion de lumière de fluorescence réfléchiée par les parois de la chambre, une certaine quantité de lumière va se propager jusqu'à la chambre de vol libre et entraîner un déplacement de fréquence. Afin d'évaluer ce déplacement de fréquence, plusieurs séries de mesures ont été effectuées en alternant l'intensité lumineuse du faisceau de détection. Afin de pouvoir procéder à une analyse avec différence *double*

et ainsi soustraire la dérive du maser dans l'évaluation de la fréquence de l'horloge, chaque série de mesures consistait en la répétition de cycles où chaque cycle est l'alternance de mesures de la fréquence de l'horloge contre le maser à hydrogène où l'intensité du faisceau variait selon : $I_{\min} \rightarrow I_{\text{opt}} \rightarrow I_{\max} \rightarrow I_{\text{opt}}$. Avec I_{opt} , l'intensité du faisceau de détection lorsque la fontaine est dans son état nominal et $I_{\min} = I_{\text{opt}}/2$ and $I_{\max} = 2I_{\text{opt}}$. La figure 4.18

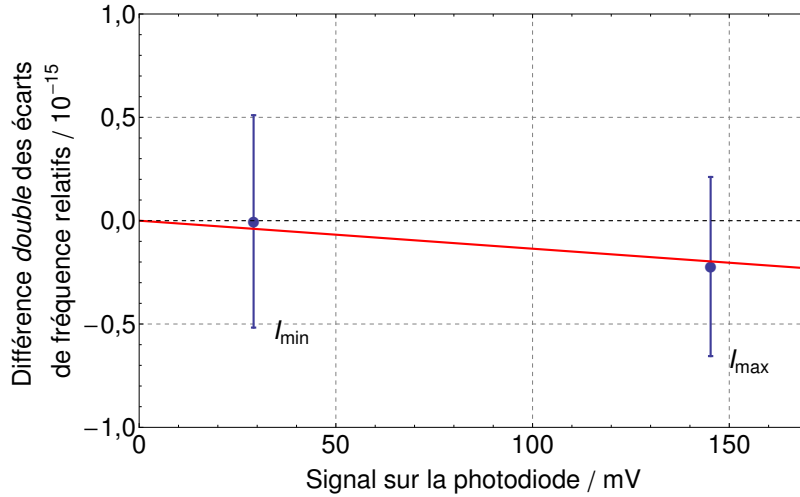


FIGURE 4.18 : Différence *double* des écarts de fréquence relatifs entre une mesure faite à I_{\max} ou I_{\min} et I_{opt} en fonction du signal DC donné par la photodiode de détection. La tension U_{opt} relative à I_{opt} est égale à 71,6 mV.

présente les résultats finaux obtenus par l'analyse des différences *doubles* des résultats des mesures de fréquence avec alternance de l'intensité lumineuse du faisceau de détection. La différence de fréquence est donnée en fonction du signal DC fourni par la photodiode de détection. Ainsi, il est possible de déterminer le déplacement de fréquence relatif et son incertitude dû à la lumière diffuse provenant de la chambre de détection tel que :

$$\frac{\Delta\nu_{\text{LSD}}}{\nu_0} = (-0,10 \pm 0,41) \times 10^{-15}.$$

Précisons que l'analyse tenue dans cette section évalue le déplacement de fréquence dû à la lumière diffuse lorsque l'intensité du faisceau varie. Cette analyse considère que la fréquence du faisceau reste constante. En réalité, tout comme l'amplitude, la fréquence du faisceau peut induire un déplacement de fréquence supplémentaire. Ce *frequency light shift*, supposé faible, devra toutefois être évalué.

4.6 Autres déplacements de fréquence

4.6.1 Déplacements relatifs aux effets relativistes

L'effet gravitationnel

La définition de la seconde n'exige pas que l'étalon primaire se trouve dans une zone particulière du champ gravitationnel terrestre. Cependant si nous désirons réaliser une comparaison entre les horloges pour créer une échelle de temps globale, il faut évaluer cet effet. Aujourd'hui la comparaison entre les horloges se fait au niveau global en utilisant la référence de temps **Temps Terrestre** (TT). TT est construit à partir du **Temps-Coordonnée Géocentrique** (TCG). Ainsi, il est nécessaire d'établir la position de FoCS-2 sur le globe pour pouvoir faire une comparaison entre toutes les horloges par l'intermédiaire ces échelles de temps. Cependant, tant qu'il n'est pas possible de fournir une incertitude meilleure que 10^{-17} , il est plus facile d'utiliser un autre repère de comparaison entre les fontaines : le géoïde [129]. Le géoïde est une surface équipotentielle de référence du champ de pesanteur terrestre, ce qui permet à tous les étalons de fréquence d'estimer le décalage de fréquence dû à la distance entre l'étalon et le géoïde et ainsi permettre une comparaison globale.

FoCS-2 est située à METAS à Berne à une altitude d'environ 550 m au dessus du géoïde. À cette altitude, la différence de potentiel gravitationnel entre la fontaine et le géoïde et la différence de vitesse de rotation de la fontaine à cette altitude plutôt qu'à l'altitude du géoïde induisent un déplacement de fréquence dû aux effets relativistes. Le déplacement de fréquence est alors estimé suivant [130] :

$$\frac{\Delta\nu_G}{\nu_0} = \frac{g \times h}{c^2} + \frac{\Delta U_{\text{cent}}}{c^2}, \quad (4.5)$$

où $g = 9,829\,090\,7 \pm 0,000\,000\,2 \text{ m/s}^2$ est l'accélération de la pesanteur au niveau de FoCS-2 sans l'accélération centrifuge, et h est l'altitude moyenne des atomes au-dessus du géoïde. Il a été estimé qu'utiliser $h \times g$ comme approximation de la différence de champ de pesanteur donne une erreur supplémentaire inférieure à 3×10^{-17} qui sera ajouté aux contributions des incertitudes provenant de la mesure de h et de g . Le second terme de cet équation peut être défini tel que :

$$\frac{\Delta U_{\text{cent}}}{c^2} = \frac{1}{2} \frac{v_1^2 - v_2^2}{c^2}, \quad (4.6)$$

où $v_1 = 318,249 \pm 0,001 \text{ m/s}$ and $v_2 = 318,222 \pm 0,001 \text{ m/s}$ sont les vitesses de rotation du laboratoire et du géoïde. L'altitude h de FoCS-2 a été déterminée à partir de la hauteur moyenne des atomes par rapport à un point de référence suisse présent à METAS. Cette altitude a ensuite été convertie en altitude par rapport au géoïde *Earth Gravitational Model 2008* (EGM2008)

en utilisant les services mis à disposition par l'institut fédéral de la topographie SwissTopo et le site du *International Center for Global Earth Models* (ICGEM). La valeur de h a alors été estimée à $h = 547,4 \pm 0,2$ m. Ainsi, la valeur du déplacement relatif de fréquence dû à la différence de position entre FoCS-2 et le géoïde est :

$$\frac{\Delta\nu_G}{\nu_0} = (59,77 \pm 0,05) \times 10^{-15}.$$

L'effet Doppler du deuxième ordre

Un second effet relativiste apparaît en plus de la position relative de FoCS-2 par rapport au géoïde, l'effet Doppler du second ordre. Cet effet trouve son origine dans le fait que les atomes sont en mouvement par rapport à la cavité micro-onde. Ainsi, le déplacement de fréquence est dû à la dilatation du temps entre une horloge en mouvement (les atomes contre la cavité) et à une horloge immobile dans le référentiel statique du laboratoire. En suivant [33], nous pouvons utiliser la formule :

$$\frac{\Delta\nu_D}{\nu_0} = -\frac{v_{\text{rms}}^2}{2c^2}, \quad (4.7)$$

où v_{rms} est la vitesse moyenne des atomes entre les deux interactions de Ramsey et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Dans FoCS-2, $v_{\text{rms}} = 1,49 \pm 0,03$ m/s ce qui donne un déplacement relatif de fréquence et son incertitude de :

$$\frac{\Delta\nu_D}{\nu_0} = (-0,012 \pm 0,001) \times 10^{-15}.$$

4.6.2 Déplacement relatif au rayonnement corps noir

Si une radiation électromagnétique se propage dans la zone de vol libre, un couplage entre les atomes du jet et le champ magnétique (respectivement le champ électrique) va produire un déplacement de fréquence dû à l'effet Zeeman quadratique (respectivement dû à l'effet Stark quadratique). Ainsi, si le système à vide de FoCS-2 n'est pas à 0 K, la fréquence de l'horloge doit être corrigée à la radiation thermique induite [131]. Cette perturbation est dominée par l'effet Stark AC qui peut être associée à la radiation d'un corps noir à la température de l'enceinte à vide de la fontaine [5, 6, 33]. Le déplacement de fréquence induit par cet effet est donné par :

$$\Delta\nu_{\text{BBR}} = k_0 E_{T_0}^2 \left(\frac{T_F}{T_0}\right)^4 \left[1 + \epsilon_{\text{BBR}} \left(\frac{T_F}{T_0}\right)^2\right], \quad (4.8)$$

où $k_0 = -2,282(4) \times 10^{-10}$ Hz/(V/m)² est la polarisabilité scalaire DC de la transition horloge [132–135], $E_{T_0} = 831,9$ V/m est la valeur RMS du champ

électrique de la radiation du corps noir à $T_0 = 300$ K, T_F est la température moyenne de la chambre de vol libre et $\epsilon_{\text{BBR}} = 0,013 \pm 0,001$ est un coefficient numérique calculé dans [136]. À METAS, FoCS-2 se situe dans un laboratoire où la température est parfaitement contrôlée et paramétrée à 295,3 K avec une variation annuelle d'environ 0,15 K (c.f. figure 2.1). La température de la zone d'interrogation et de la cavité micro-onde est activement stabilisée avec huit barres chauffantes à 296,83 K de sorte que la cavité soit résonante à 9,192 GHz. Cinq sondes NTC sont localisées sur le cylindre en aluminium composant la chambre de vol libre permettre de mesurer la température de la chambre avec une précision de $\pm 0,076$ K. De plus, due à la géométrie complexe de la fontaine, une différence de 0,15 K est mesurée entre le haut et le bas de la chambre de vol libre. Le déplacement relatif de fréquence dû au rayonnement du corps noir ainsi que son incertitude, provenant des incertitudes de k_0 , T_F et ϵ_{BBR} , sont :

$$\frac{\Delta\nu_{\text{BBR}}}{\nu_0} = (-16,67 \pm 0,04) \times 10^{-15}.$$

4.6.3 Déplacement relatif à la pureté du signal micro-onde

Le synthétiseur micro-onde utilisé pour générer le signal d'interrogation des atomes dans FoCS-2 est décrit dans la section 2.4. La figure 4.19 présente le spectre du signal d'interrogation juste avant son injection dans la boîte d'alimentation surplombant le dôme d'alimentation. Comme il est démontré dans [137, 138], des fréquences parasites dans le spectre peuvent conduire à des déplacements de fréquence. Comme l'illustre la figure précédemment citée, il n'y a aucun pic de fréquence parasite au dessus du seuil de bruit de la mesure (-60 dBc). En suivant l'analyse dans [138], le déplacement relatif

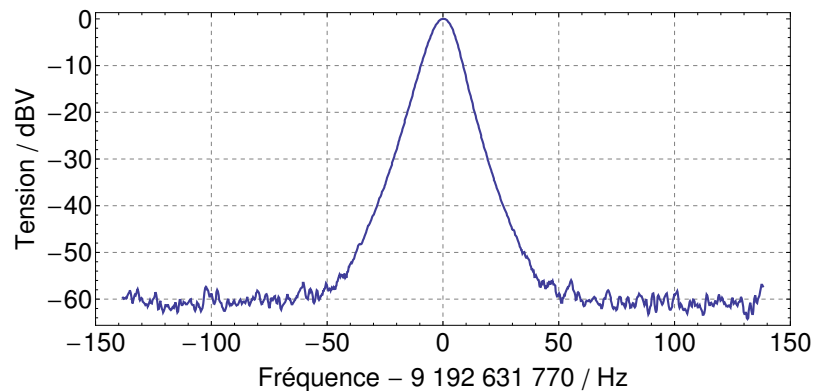


FIGURE 4.19 : Spectre du signal micro-onde d'interrogation avant son injection dans la boîte d'alimentation de FoCS-2. Le maximum est normalisé à 0 dBV et est choisi pour être la fréquence centrale du balayage effectué.

de fréquence et son incertitude dû à la présence de fréquence parasite sur le signal d'interrogation sont :

$$\frac{\Delta\nu_{\text{spect}}}{\nu_0} = (0,00 \pm 0,05) \times 10^{-15}.$$

Cet effet est référencé dans le budget d'incertitude comme effet lié à la pureté du signal micro-onde. Notons aussi que dans le cas du synthétiseur utilisé, un pic +1,5 dBc au-dessus du signal de résonance à 9 192 631 770 Hz est présent à +7 MHz (9,2 GHz). L'amplitude de ce pic est cependant réduite d'environ 20 dB par la cavité micro-onde impliquant alors qu'il ne conduit pas à un déplacement de fréquence supplémentaire significatif ($\frac{\Delta\nu}{\nu_0} < 1 \times 10^{-17}$).

4.7 Autres effets non évalués

Certains effets à l'origine de déplacement de fréquence n'ont pas encore été évalués pour la fontaine continue FoCS-2. Parmi ces effets figurent notamment l'effet de lentille micro-onde [116,117,139], les collisions entre les atomes de césium et les atomes résiduels présent dans le système à vide [140], l'effet Stark DC, l'effet Bloch-Siegert ou encore le déplacement relatif de fréquence dû à l'asservissement [19,20]. Hormis les collisions entre les atomes de césium et ceux polluant le système à vide qui peuvent induire un déplacement de fréquence de l'ordre de 10^{-16} , les autres effets induisent un déplacement de fréquence d'au moins un ordre de grandeur inférieur. Ainsi, même si l'évaluation de ces effets est nécessaire, le budget d'incertitude présenté dans ce manuscrit fait l'état de tous les effets pouvant induire un déplacement relatif de fréquence de 10^{-15} ou plus.

4.8 Le budget d'incertitude

Le Tableau 4.2 présente le budget d'incertitude de la fontaine continue FoCS-2. Les effets évalués y sont répartis en deux catégories : les effets de type B et les effets de type A. Ces dénominations font référence à la recommandation INC-1 (1980) du GUM [93] qui définit les incertitudes expérimentales de type-A quand elles sont évaluées à l'aide de méthodes statistiques ou de type-B quand elles sont évaluées par d'autres moyens. Ainsi, le budget d'incertitude de FoCS-2 sépare les effets selon qu'ils soient déterminés de façon statistique (type-A) ou par un autre moyen (type-B).

Le budget présente un déplacement relatif de fréquence total de $(66,73 \pm 1,99) \times 10^{-15}$. L'incertitude relative aux évaluations de type-A est de $1,98 \times 10^{-15}$ et celle relative aux évaluations de type-B est de $0,23 \times 10^{-15}$. Ainsi, étant dominé par des évaluations statistiques et plus particulièrement par les collisions entre les atomes de césium, tout porte à croire qu'en augmentant

TABLE 4.2 : budget d'incertitude de la fontaine continue FoCS-2

Effet physique	Déplacement de fréquence ($\times 10^{-15}$)	Incertitude ($\times 10^{-15}$)
<i>Type-B</i>		
Zeeman quadratique	23,59	0,21
Gravitationnel	59,77	0,05
Doppler second ordre	-0,01	< 0,01
Rayonnement corps noir	-16,67	0,03
Pureté signal micro-onde	0,00	0,05
Déplacement radiatif - source	-0,16	0,04
Tirage de la cavité	0,00	< 0,01
<i>Rabi pulling</i>	0,00	0,02
<i>Ramsey pulling</i>	0,05	0,10
<i>Type-A</i>		
<i>End-to-end</i>	2,17	0,27
$DCPS_L$	0,00	0,44
$DCPS_{Tpara}$	0,00	0,77
$DCPS_{Tperp}$	0,00	0,51
Collisions Cs-Cs	-1,91	1,47
Déplacement radiatif - détection	-0,10	0,41
Fuites micro-onde	0,00	0,47
Transitions Majorana	0,00	0,50
Total Type-B	66,57	0,23
Total Type-A	0,16	1,98
Total	66,73	1,99

le temps de mesure nécessaire pour évaluer les déplacements de fréquence de type-A il serait possible de diminuer l'incertitude totale en-dessous du seuil des 10^{-15} .

Conclusion

L'objectif de ce travail de doctorat a été de compléter l'évaluation métrologique de l'horloge continue FoCS-2 démarrée dans le travail de thèse de Laurent Devenoges au laboratoire Temps-Fréquence de l'université de Neuchâtel ainsi que depuis son déménagement à l'institut fédéral de métrologie METAS et suite à l'installation d'une nouvelle cavité micro-onde.

Fuites micro-ondes

En plus de diverses modifications matérielles telles qu'une seconde pompe à vide ou un système d'équilibrage du signal injecté dans les bras d'alimentation de la cavité micro-onde, une cloche en graphite a été installée dans le système à vide de la fontaine, au-dessus de la cavité micro-onde, entre le jet atomique et les deux câbles coaxiaux d'alimentation de celle-ci. Cette cloche protège les atomes d'une radiation électromagnétique indésirable se propageant sur la surface des câbles coaxiaux connectés à la cavité. Cette radiation, ou fuite micro-onde, provoquait un déplacement de fréquence qui fut mis en évidence par des mesures de dépendance en vitesses de l'horloge. Cette dépendance en vitesse, pouvant aller jusqu'à 2×10^{-13} pour des variations de vitesses de quelques cm/s, se devait d'être neutralisée afin de pouvoir poursuivre l'évaluation métrologique de l'horloge. C'est en installant cette cloche que nous avons réussi à réduire l'effet des fuites micro-ondes à un niveau inférieur à celui de la précision des mesures. Ainsi, le déplacement relatif de fréquence dû à ces fuites a été évalué à $(0,0 \pm 0,5) \times 10^{-15}$.

Budget d'incertitude

La résolution de ce problème a permis aussi de continuer l'évaluation métrologique de FoCS-2 dans les 10^{-15} . Le déplacement de la fontaine de Neuchâtel à Berne imposa la réévaluation de la majeure partie des effets tels que ceux liés à la gravité ou au champ magnétique.

Grâce au développement de nouvelles simulations de Monte-Carlo basées sur le modèle d'un atome à 6 sous-niveaux hyperfins ainsi qu'à de nouvelles modélisations de la fontaine par éléments finis, il a été alors possible d'étudier divers effets. Parmi ceux-ci, nous citerons les effets de cohérences atomiques

(Majorana, *Rabi* et *Ramsey pulling*) qui ont ainsi pu être évalués avec une incertitude $< 10^{-15}$. Ces simulations ont aussi permis d'estimer avec précision l'ordre de grandeur des gradients de phase dans la cavité micro-onde qui ont aussi été confirmés expérimentalement par plusieurs mesures. Ces mesures, qui à ce jour, ne donnent pas une valeur absolue des déplacements de fréquence liés à ces gradients, ont toutefois permis d'en donner une limite acceptable.

Finalement, l'évaluation métrologique de FoCS-2 donne une valeur de déplacement de fréquence et son incertitude de $(66,73 \pm 1,99) \times 10^{-15}$.

FoCS-2-TT

En Janvier 2017, FoCS-2 fut mis en fonctionnement nominal pendant plusieurs jours de sorte à pouvoir comparer la fréquence de l'horloge avec TT. La mesure dura environ 9 jours et nous avons ainsi pu faire une comparaison sur la période allant du MJD 57759 au MJD 57764. La figure 4.20 présente la déviation Allan de ces mesures sur cette période. La fréquence mesurée $y(\text{FoCS2} - \text{maser})$ est alors de $(16,72 \pm 0,21) \times 10^{-15}$. Compte tenu de la valeur totale du déplacement de fréquence (et son incertitude) donnée par le budget d'incertitude, ainsi que par la différence de fréquence entre le maser et TT, calculée à partir de la circulaire T numéro 349 donnée par le **Bureau International des Poids et Mesures (BIPM)**, il est possible de déterminer que :

$$\begin{aligned} y(\text{FoCS2} - \text{TT}) &= y(\text{FoCS2} - \text{maser}) + y(\text{maser} - \text{TT}) - \text{budget} \\ &= 1,672 \times 10^{-14} + 4,945 \times 10^{-14} - 6,673 \times 10^{-14} \\ &= -0,56 \times 10^{-15} \end{aligned}$$

De même, nous pouvons calculer l'incertitude telle que :

$$\begin{aligned} u(y(\text{FoCS2} - \text{TT})) &= \sqrt{u(y(\text{FoCS2} - \text{maser}))^2 + u(y(\text{maser} - \text{TT}))^2 + u(\text{budget})^2} \\ &= \sqrt{(0,21 \times 10^{-15})^2 + (1,08 \times 10^{-15})^2 + (1,99 \times 10^{-15})^2} \\ &= 2,27 \times 10^{-15} \end{aligned}$$

Ce résultat très encourageant de $(-0,56 \pm 2,27 \times 10^{-15})$ tend à démontrer que l'évaluation de l'étalon primaire de fréquence FoCS-2 est en accord avec TT et que l'horloge est prête à contribuer à TAI.

Perspectives

Les performances, notamment en stabilité, de l'étalon de fréquence peuvent être améliorées en modifiant le dispositif expérimental. Ainsi, la

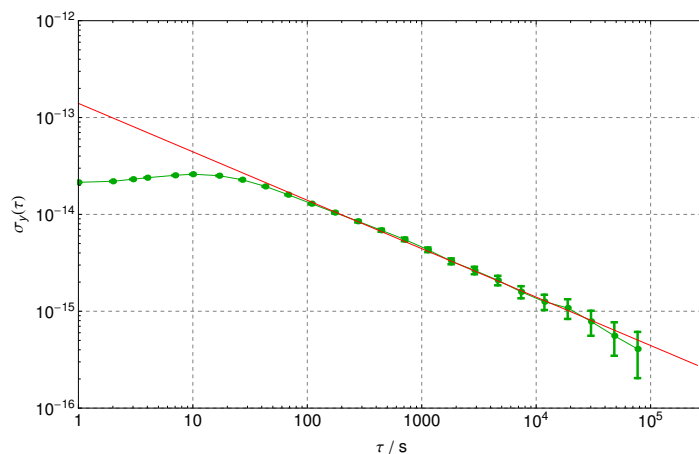


FIGURE 4.20 : Déviation Allan σ_y de la fréquence de FoCS-2 mesurée par rapport au maser à hydrogène présent à METAS. Ce graphe présente les résultats sur 5 jours de mesures allant du MJD 57759 au MJD 57764.

pompe ionique du système à vide sera remplacée par une nouvelle pompe durant le premier semestre de cette année. D'autres modifications sont aussi en cours d'étude. Nous citerons, entre autre, le développement d'un nouveau système pour acheminer le signal micro-onde à la cavité de Ramsey ainsi que le remplacement d'une partie des systèmes de contrôle des lasers. Ces futures modifications ont pour objectif principal d'assurer un fonctionnement optimal de FoCS-2 sur des périodes d'au moins un mois. Ceci dans le but de pouvoir réaliser des comparaisons plus sûres des périodes plus longues entre l'horloge et TT et ainsi pouvoir y contribuer de manière régulière.

Bien entendu, d'autres effets restent encore à être évalués. Nous pouvons citer les collisions entre les atomes de césium et ceux présents dans le système à vide (*Cs-background collisions*), l'effet de lentille micro-onde (*microwave lensing*) ou encore des effets liés à l'asservissement de l'horloge.

Annexe A

L'atome de césium

Cette annexe est divisée en deux parties. La première donnera quelques généralités sur la structure de l'atome de césium et la seconde présentera la démonstration qui a permis l'élaboration du modèle d'un atome à six niveaux utilisé pour les simulations de Monte-Carlo (c.f. annexe B).

A.1 L'atome de césium

Le césium appartient à la famille des métaux alcalins et possède le numéro atomique $Z=55$. Dans son état fondamental, la configuration électronique de l'atome de césium est $[\text{Xe}]6s^1$, où $[\text{Xe}]$ est la configuration électronique de l'état fondamental de l'atome de xénon $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^6 5s^2 4d^{10} 5p^6$.

Compte tenu de sa structure électronique le nombre quantique principal du césium est $n = 6$. Ceci donne alors cinq nombres quantiques azimutaux $\hbar\vec{L}$ tels que $L = 0$ définit l'état fondamental de l'atome de césium $6S$, $L = 1$ le premier état excité $6P$ etc... Les étapes de refroidissement et de détection des atomes utilisent les deux premiers niveaux d'énergies $L = 0$ et $L = 1$. Cette transition est accessible par des radiations électromagnétiques dont la longueur d'onde appartient au domaine de l'infrarouge.

Le spin, de valeur $1/2$ pour un électron, est couplé au moment angulaire orbital de sorte à introduire la structure fine de l'atome, définie par le moment cinétique électronique total $\hbar\vec{J}$ tel que $\hbar\vec{J} = \hbar\vec{S} + \hbar\vec{L}$. Ainsi, à l'état fondamental $J = 1/2$ définit l'état $6S_{1/2}$. Le premier état excité ayant deux valeurs de $\hbar\vec{L}$, le niveau $6P$ se divise en deux sous-niveaux différents $6P_{1/2}$ et $6P_{3/2}$. La structure fine de l'atome de césium permet ainsi l'utilisation de deux transitions $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$ et $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ qui correspondent respectivement aux raies d'absorption et d'émission D_1 ($\lambda_1 = 894,3$ nm) et D_2 ($\lambda_2 = 852,1$ nm).

Le moment cinétique électronique total $\hbar\vec{J}$ peut être couplé au moment cinétique du noyau atomique $\hbar\vec{I}$ de sorte à définir la structure hyperfine de

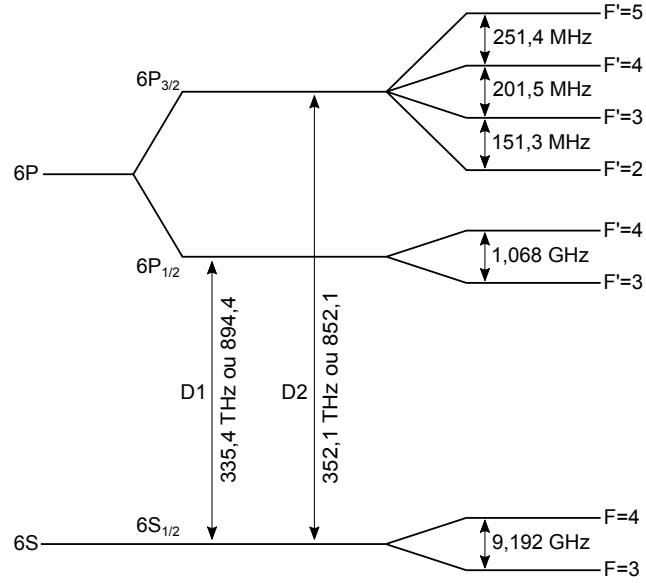


FIGURE A.1 : Structure des niveaux d'énergies de l'atome de césium 133 de l'état fondamental et du premier état excité.

l'atome de césium $\hbar\vec{F}$ tel que $\hbar\vec{F} = \hbar\vec{I} + \hbar\vec{J}$. Le moment cinétique nucléaire de l'atome de césium 133 valant $I = 7/2$, l'état fondamental $6S_{1/2}$ et l'état excité $6P_{1/2}$ donnent, pour chacun de leur niveaux, deux valeurs au moment cinétique total \vec{F} tel que $F = 3$ et $F = 4$. L'autre état excité $6P_{3/2}$ donne quant à lui quatre valeurs de \vec{F} , $F = 2, 3, 4$ ou 5 . Dans ce manuscrit, les niveaux hyperfins de l'état fondamental sont notés $|F = 3\rangle$ et $|F = 4\rangle$ tandis que ceux des niveaux excités sont notés $|F' = i\rangle$ où $i = 2, 3, 4$ ou 5 selon l'état considéré. La figure A.1 présente la structure des niveaux d'énergie de l'atome de césium 133 de l'état fondamental et du premier état excité.

Comme il a déjà été expliqué dans la section 2.1.4, les niveaux hyperfins de l'atome de césium peut-être dégénérés en sous-niveaux hyperfins aussi appelés sous-niveaux Zeeman. En effet, lorsqu'un champ magnétique statique C^1 est appliqué aux atomes, nous pouvons définir un axe de quantification sur lequel nous pouvons projeter le moment cinétique total $\hbar\vec{F}$ en plusieurs valeurs discrètes $\hbar m_F$. Ce nombre quantique magnétique m_F associé à F peut alors prendre toutes les valeurs $m_F = -F, \dots, +F$. L'écart entre ces sous-niveaux Zeeman est proportionnel au champ magnétique statique utilisé et il est donné par la formule de Breit-Rabi tel que : $E(E, m_F) = -\frac{1}{16}E_0 - g_1\mu_C C \times m_F \pm \frac{1}{2}E_0(1 + \frac{1}{2}m_F x + x^2)^{1/2}$ où

1. Le champ magnétique statique a déjà été nommé B dans le chapitre 4. Cependant, pour éviter toute confusion dans les démonstrations mathématiques qui vont suivre, nous décidons de nommer le champ magnétique statique C dans cette annexe. Précisons aussi que cette notation est aussi la notation historique utilisée dans les articles sur les jets thermiques

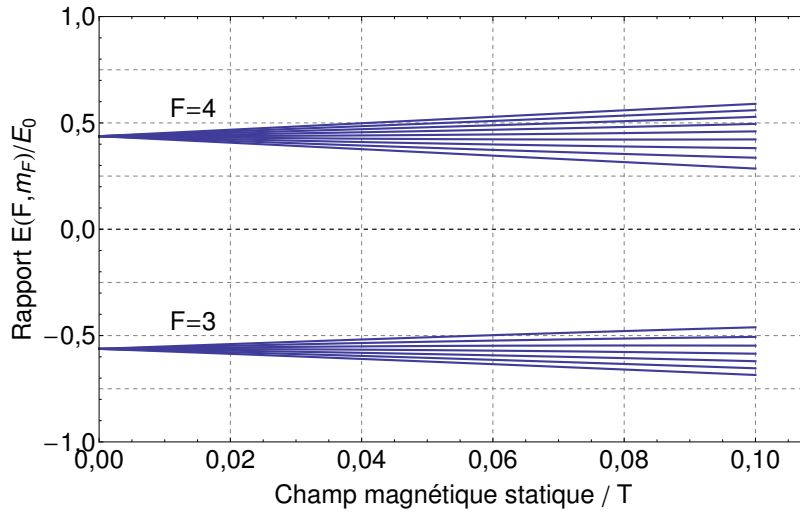


FIGURE A.2 : Variation énergétique des différents sous-niveaux Zeeman des deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de césium 133 en fonction de l'amplitude du champ magnétique statique C selon la formule de Breit-Rabi.

$x = (g_J + g_I) \frac{\mu_C C}{E_0}$, μ_C est le magnéton de Bohr, $g_{I,J}$ sont les facteurs de Landé du noyau et de l'électron et E_0 est l'énergie d'interaction hyperfine en champ nul de l'état fondamental [33]. La figure A.2 illustre la variation énergétique des différents sous-niveaux Zeeman des deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de césium 133 en fonction de l'amplitude du champ magnétique statique C . En champ faible, la différence énergétique entre les sous-niveaux $m_F = 0$ varie peu (Dépendance en C^2). Nous utilisons alors cette propriété dans les étalons primaires de fréquence puisque la transition atomique considérée est $|F = 3, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 4, m_F = 0\rangle$. De plus, en champ nul, la transition horloge vaut, par définition, 9 192 631 770 Hz.

A.2 Modèle de l'atome à 6 niveaux

En parallèle aux travaux expérimentaux faits sur FoCS-2, un nouveau modèle de simulations numériques a été réalisé. Avant le début de ce travail de doctorat, des simulations numériques de type Monte-Carlo étaient utilisées pour étudier théoriquement l'évolution de la fréquence de l'horloge lorsque un ou plusieurs paramètres étaient variés. Cependant, ces simulations reposaient sur un modèle d'atome de césium à deux niveaux d'énergie empêchant l'étude de phénomène de type *cohérences*, c.-à-d. des effets qui modifieraient la répartition des atomes sur les différents sous-niveaux Zeeman [123, 125, 127, 141, 142]. Ce paragraphe propose alors la démonstration du modèle à six sous-niveaux Zeeman utilisé dans les simulations numériques présentées dans ce travail de thèse.

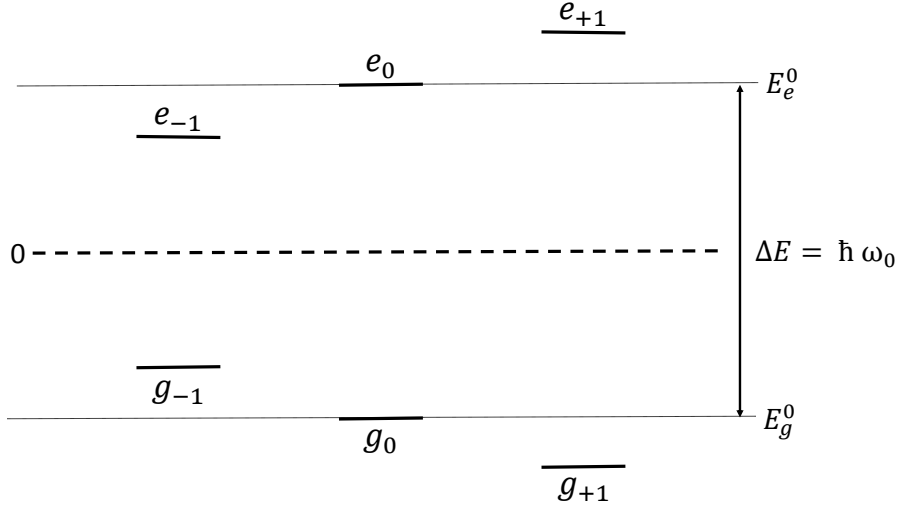


FIGURE A.3 : Diagramme des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental du césium du modèle.

Notre démonstration fait l'approximation qu'il n'existe que trois sous-niveaux Zeeman dans l'état $|F = 3\rangle$ et trois sous-niveaux dans l'état $|F = 4\rangle$. Nous choisissons d'appeler les états propres de l'atome : $|F = 4, m_F = i\rangle = |e_i\rangle$ et $|F = 3, m_F = i\rangle = |g_i\rangle$ où $i = -1, 0$ ou 1 . Nous choisissons le niveau 0 d'énergie tel que $|E_g^0| = |E_e^0| = \frac{\hbar\omega_0}{2}$. Nous pouvons alors définir les énergies des sous-niveaux Zeeman telles que :

$$\begin{aligned} E_{g,m} &= E_g^0 - \frac{1}{2}m\hbar\epsilon \\ E_{e,m} &= E_e^0 + \frac{1}{2}m\hbar\epsilon, \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

où ϵ est le déplacement de fréquence Zeeman, proportionnel au champ magnétique statique. La figure A.3 donne une représentation des six sous-niveaux Zeeman du modèle choisi.

A.2.1 Hamiltonien atomique H_0

Basiquement, nous pouvons définir le hamiltonien atomique tel que :

$$H_0 = \sum_{F m_F} \epsilon_{F m_F} |F m_F\rangle \langle F m_F|. \quad (\text{A.2})$$

Appliqué à notre système, nous pouvons développer l'équation (A.2) tel que :

$$\begin{aligned} H_0 &= E_{3,0} |3,0\rangle \langle 3,0| + E_{3,1} |3,1\rangle \langle 3,1| + E_{3,-1} |3,-1\rangle \langle 3,-1| \\ &+ E_{4,0} |4,0\rangle \langle 4,0| + E_{4,1} |4,1\rangle \langle 4,1| + E_{4,-1} |4,-1\rangle \langle 4,-1|. \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

En utilisant les définitions des énergies des sous-niveaux Zeeman (Eq. (A.1)), nous obtenons les termes d'énergies suivants :

$$\begin{aligned} E_{3,0} &= -\frac{\omega_0 \hbar}{2}, & E_{4,0} &= \frac{\omega_0 \hbar}{2}, \\ E_{3,-1} &= -\frac{\omega_0 \hbar}{2} + \frac{\hbar \epsilon}{2} = \frac{\hbar}{2} (-\omega_0 + \epsilon), & E_{4,-1} &= \frac{\omega_0 \hbar}{2} - \frac{\hbar \epsilon}{2} = \frac{\hbar}{2} (\omega_0 - \epsilon), \\ E_{3,1} &= -\frac{\omega_0 \hbar}{2} - \frac{\hbar \epsilon}{2} = -\frac{\hbar}{2} (\omega_0 + \epsilon), & E_{4,1} &= \frac{\omega_0 \hbar}{2} + \frac{\hbar \epsilon}{2} = \frac{\hbar}{2} (\omega_0 + \epsilon), \end{aligned}$$

qui permettent de développer l'équation (A.3) tel que :

$$\begin{aligned} H_0 &= -\frac{\hbar \omega_0}{2} |g_0\rangle \langle g_0| + \left(-\frac{\hbar \omega_0}{2} - \frac{\hbar \epsilon}{2}\right) |g_1\rangle \langle g_1| + \left(-\frac{\hbar \omega_0}{2} + \frac{\hbar \epsilon}{2}\right) |g_{-1}\rangle \langle g_{-1}| \\ &\quad + \frac{\hbar \omega_0}{2} |e_0\rangle \langle e_0| + \left(\frac{\hbar \omega_0}{2} + \frac{\hbar \epsilon}{2}\right) |e_1\rangle \langle e_1| + \left(\frac{\hbar \omega_0}{2} - \frac{\hbar \epsilon}{2}\right) |e_{-1}\rangle \langle e_{-1}| \\ &= \frac{\hbar \omega_0}{2} \left(|e_0\rangle \langle e_0| - |g_0\rangle \langle g_0| \right) \frac{\hbar}{2} (\omega_0 - \epsilon) \left(|e_{-1}\rangle \langle e_{-1}| - |g_{-1}\rangle \langle g_{-1}| \right) \\ &\quad + \frac{\hbar}{2} (\omega_0 + \epsilon) \left(|e_1\rangle \langle e_1| - |g_1\rangle \langle g_1| \right). \end{aligned} \tag{A.4}$$

Nous pouvons alors réécrire le hamiltonien (A.4) sous forme matricielle :

$$H_0 = \frac{\hbar}{2} \begin{bmatrix} -\omega_0 + \epsilon & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\omega_0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\omega_0 - \epsilon & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \omega_0 - \epsilon & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \omega_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \omega_0 + \epsilon \end{bmatrix} \tag{A.5}$$

A.2.2 Définition du terme de perturbation \vec{V}

Nous définissons le terme de perturbation micro-onde :

$$\begin{aligned} V &= -\vec{\mu} \vec{B} = -\sum_q (-1)^q B_{-q} \mu_q \\ &= -\mu_0 B_0 + \mu_+ B_+ + \mu_- B_-. \end{aligned} \tag{A.6}$$

Cet opérateur peut être aussi défini dans la base des états liés :

$$\vec{V} = \sum_{F' m_{F'}} \sum_{F m_F} |F' m_{F'}\rangle \langle F' m_{F'}| \vec{V} |F m_F\rangle \langle F m_F|. \tag{A.7}$$

Compte tenu de l'approximation faite sur l'atome de césium pour décrire le système, le terme de perturbation est la somme entière de 36 termes. Termes qui peuvent être réduits au nombre de 14 via les règles de sélection qui s'imposent². L'équation (A.5) devient ainsi :

$$\begin{aligned}
\vec{V} = & |g_{-1}\rangle \langle g_{-1}| \vec{V} |e_{-1}\rangle \langle e_{-1}| + |g_{-1}\rangle \langle g_{-1}| \vec{V} |e_0\rangle \langle e_0| \\
& + |g_0\rangle \langle g_0| \vec{V} |e_{-1}\rangle \langle e_{-1}| + |g_0\rangle \langle g_0| \vec{V} |e_0\rangle \langle e_0| + |g_0\rangle \langle g_0| \vec{V} |e_1\rangle \langle e_1| \\
& + |g_1\rangle \langle g_1| \vec{V} |e_0\rangle \langle e_0| + |g_1\rangle \langle g_1| \vec{V} |e_1\rangle \langle e_1| \\
& + |e_{-1}\rangle \langle e_{-1}| \vec{V} |g_{-1}\rangle \langle g_{-1}| + |e_{-1}\rangle \langle e_{-1}| \vec{V} |g_0\rangle \langle g_0| \\
& + |e_0\rangle \langle e_0| \vec{V} |g_{-1}\rangle \langle g_{-1}| + |e_0\rangle \langle e_0| \vec{V} |g_0\rangle \langle g_0| + |e_0\rangle \langle e_0| \vec{V} |g_1\rangle \langle g_1| \\
& + |e_1\rangle \langle e_1| \vec{V} |g_0\rangle \langle g_0| + |e_1\rangle \langle e_1| \vec{V} |g_1\rangle \langle g_1|
\end{aligned} \tag{A.8}$$

Chacun de ces termes peut-être calculé en utilisant le théorème de Wigner-Eckart :

$$\langle F m_F | \vec{V} | F' m_{F'} \rangle = \sum_q \langle F || V_q || F' \rangle \langle F m_F | F' m_{F'} 1 q \rangle, \tag{A.9}$$

où $\langle F' || V_q || F \rangle$ est l'élément de matrice réduit, qui est indépendant des sous-niveaux Zeeman m_F et $m_{F'}$. Et $\langle F' m_{F'} | F m_F 1 q \rangle$ est le coefficient de Clebsch-Gordan, non-nul pour : $|F - 1| \leq F' \leq F + 1$ et $m_{F'} = m_F + q$.

En utilisant la notation Wigner 3-j pour déterminer la valeur des coefficients de Clebsch-Gordan, nous pouvons donner une formule générale de chaque terme de la matrice du hamiltonien de perturbation :

$$\langle F m_F | \vec{V} | F' m_{F'} \rangle = - \sum_q (-1)^q (-1)^{F-m_F} B_{-q} \begin{bmatrix} F & 1 & F' \\ -m_F & q & m_{F'} \end{bmatrix} \langle F || \mu || F' \rangle. \tag{A.10}$$

A.2.3 Démonstration 2D

Si, *in fine*, le modèle développé pour les simulations de Monte-Carlo permettra une analyse en trois dimensions de l'interaction des atomes avec un champ magnétique et un champ micro-onde, la section suivante présente la démonstration de la résolution de l'équation de Schrödinger pour le modèle d'un atome à six sous-niveaux dans un repère en deux dimensions.

² 6 transitions π et 8 transitions σ . Précisons que dans ce modèle ne prend pas en compte les transitions de Majorana.

Définition de \vec{B}

Ce modèle considère que les atomes passent à travers la cavité micro-onde et interagissent avec le champ micro-onde \vec{B} ayant une amplitude constante B dans les deux parties de la cavité. La situation est décrite par la différence d'orientation θ entre le champ magnétique \vec{C} et le champ micro-onde \vec{B} dans la cavité. Nous considérons que le champ \vec{B} a une grande composante $\vec{B}_{\parallel} = \vec{B} \cos \theta \cos \omega t$ le long du champ \vec{C} et une petite composante transversale $\vec{B}_{\perp} = \vec{B} \sin \theta \cos \omega t$. \vec{B} peut être décomposé de la manière suivante :

$$\vec{B} = B_x \vec{e}_x + B_y \vec{e}_y + B_z \vec{e}_z, \quad (\text{A.11})$$

où \vec{e}_x, \vec{e}_y et \vec{e}_z sont les vecteurs unitaires du repère orthogonal $0xyz$.

Dans un repère sphérique, nous pouvons définir :

$$\vec{e}_0 = \vec{e}_z, \vec{e}_+ = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{e}_x + i \vec{e}_y) \text{ et } \vec{e}_- = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{e}_x - i \vec{e}_y). \quad (\text{A.12})$$

Ce qui conduit à de nouveaux vecteurs unitaires :

$$\vec{e}_z = \vec{e}_0, \vec{e}_x = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{e}_- - \vec{e}_+) \text{ et } \vec{e}_y = i \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{e}_+ + \vec{e}_-). \quad (\text{A.13})$$

Nous injectons ces vecteurs dans l'équation (A.11) :

$$\begin{aligned} \vec{B} &= B_x \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{e}_- - \vec{e}_+) + B_y i \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{e}_+ + \vec{e}_-) + B_z \vec{e}_0 \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(B_x + i B_y) \vec{e}_- - \frac{1}{\sqrt{2}}(B_x - i B_y) \vec{e}_+ + B_z \vec{e}_0. \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

Nous choisissons $B_+ = -\frac{1}{\sqrt{2}}(B_x + i B_y)$, $B_- = \frac{1}{\sqrt{2}}(B_x - i B_y)$ and $B_0 = B_z$.

Nous obtenons ainsi une nouvelle décomposition du champ \vec{B} :

$$\vec{B} = B_0 \vec{e}_0 - B_+ \vec{e}_- - B_- \vec{e}_+, \quad (\text{A.15})$$

où nous pouvons définir B_+ , B_- et B_0 en fonction de B tel que :

$$B_0 = B \cos \theta \cos \omega t, \quad (\text{A.16})$$

$$B_+ = -\frac{1}{\sqrt{2}} B \sin \theta \cos \omega t, \quad (\text{A.17})$$

$$B_- = \frac{1}{\sqrt{2}} B \sin \theta \cos \omega t. \quad (\text{A.18})$$

Hamiltonien de perturbation H'

Nous calculons les termes de la matrice de perturbation engendrant des cohérences en utilisant l'équation (A.10). Le calcul ci-après présente le détail

du calcul du terme $|4,0\rangle \rightarrow |3,0\rangle$.

$$\begin{aligned}
\langle 40|\vec{V}|30\rangle &= -(-1)^{-1}(-1)^{4-0}B_+ \begin{bmatrix} 4 & 1 & 3 \\ 0 & -1 & 0 \end{bmatrix} \langle 4\|\mu\|3\rangle \\
&\quad - (-1)^0(-1)^{4-0}B_0 \begin{bmatrix} 4 & 1 & 3 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \langle 4\|\mu\|3\rangle \\
&\quad - (-1)^1(-1)^{4-0}B_- \begin{bmatrix} 4 & 1 & 3 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \langle 4\|\mu\|3\rangle \\
&= -\frac{2}{3\sqrt{7}}B_0 \langle 4\|\mu\|3\rangle.
\end{aligned} \tag{A.19}$$

Nous posons $\langle 4\|\mu\|3\rangle = -\frac{3\sqrt{7}}{2}\langle 40|-\mu_0|30\rangle$ et $\langle 3\|\mu\|4\rangle = \frac{3\sqrt{7}}{2}\langle 40|-\mu_0|30\rangle$. Ce qui permet d'écrire :

$$\langle 40|\vec{V}|30\rangle = B \cos\theta \cos\omega t \langle 40|-\mu_0|30\rangle. \tag{A.20}$$

Nous choisissons de poser $b = \frac{B \langle 40|-\mu_0|30\rangle}{\hbar}$; où b est la fréquence de Rabi pour la transition $|F=3, m_F=0\rangle \rightarrow |F=4, m_F=0\rangle$.
alors

$$\langle 40|\vec{V}|30\rangle = \hbar b \cos\theta \cos\omega t \tag{A.21}$$

et nous posons $b_0 = b \cos\theta$, ce qui donne :

$$\langle 40|\vec{V}|30\rangle = \hbar b_0 \cos\omega t. \tag{A.22}$$

De la même manière, l'ensemble des autres termes de la matrice de perturbation sont calculés. Nous obtenons alors la matrice présentée figure A.4. Afin d'alléger la taille de la matrice et ainsi la rendre plus lisible, nous définissons les fréquences de Rabi partielles suivantes telles que :

$$\begin{aligned}
b_1 &= \frac{\sqrt{15}}{4}b \cos\theta, \\
d_1 &= \frac{\sqrt{5}}{4}b \sin\theta, \\
d_2 &= \frac{\sqrt{3}}{4}b \sin\theta.
\end{aligned}$$

Finalement la matrice de perturbation est donc :

$$H' = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & \hbar b_1 \cos\omega t & -\hbar d_2 \cos\omega t & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \hbar d_1 \cos\omega t & \hbar b_0 \cos\omega t & -\hbar d_1 \cos\omega t \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \hbar b_1 \cos\omega t & \hbar d_2 \cos\omega t \\ \hbar b_1 \cos\omega t & \hbar d_1 \cos\omega t & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\hbar d_2 \cos\omega t & \hbar b_0 \cos\omega t & \hbar d_2 \cos\omega t & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\hbar d_1 \cos\omega t & \hbar b_1 \cos\omega t & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \tag{A.23}$$

$$\begin{pmatrix}
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
\frac{1}{4}\sqrt{15}B(-\mu_0)\text{Cos}[\theta]\text{Cos}[\omega t] & \frac{1}{4}\sqrt{5}B(-\mu_0)\text{Cos}[\omega t]\text{Sin}[\theta] & \frac{1}{4}\sqrt{15}B(-\mu_0)\text{Cos}[\theta]\text{Cos}[\omega t] & -\frac{1}{4}\sqrt{3}B(-\mu_0)\text{Cos}[\omega t]\text{Sin}[\theta] & \frac{1}{4}\sqrt{15}B(-\mu_0)\text{Cos}[\omega t]\text{Sin}[\theta] & 0 & 0 \\
-\frac{1}{4}\sqrt{3}B(-\mu_0)\text{Cos}[\omega t]\text{Sin}[\theta] & B(-\mu_0)\text{Cos}[\theta]\text{Cos}[\omega t] & \frac{1}{4}\sqrt{5}B(-\mu_0)\text{Cos}[\omega t]\text{Sin}[\theta] & B(-\mu_0)\text{Cos}[\theta]\text{Cos}[\omega t] & -\frac{1}{4}\sqrt{5}B(-\mu_0)\text{Cos}[\omega t]\text{Sin}[\theta] & 0 & 0 \\
0 & -\frac{1}{4}\sqrt{5}B(-\mu_0)\text{Cos}[\omega t]\text{Sin}[\theta] & 0 & \frac{1}{4}\sqrt{3}B(-\mu_0)\text{Cos}[\omega t]\text{Sin}[\theta] & \frac{1}{4}\sqrt{15}B(-\mu_0)\text{Cos}[\theta]\text{Cos}[\omega t] & 0 & 0 \\
\frac{1}{4}\sqrt{15}B(-\mu_0)\text{Cos}[\theta]\text{Cos}[\omega t] & \frac{1}{4}\sqrt{5}B(-\mu_0)\text{Cos}[\omega t]\text{Sin}[\theta] & \frac{1}{4}\sqrt{15}B(-\mu_0)\text{Cos}[\omega t]\text{Sin}[\theta] & 0 & 0 & 0 & 0 \\
-\frac{1}{4}\sqrt{3}B(-\mu_0)\text{Cos}[\omega t]\text{Sin}[\theta] & B(-\mu_0)\text{Cos}[\theta]\text{Cos}[\omega t] & \frac{1}{4}\sqrt{3}B(-\mu_0)\text{Cos}[\omega t]\text{Sin}[\theta] & \frac{1}{4}\sqrt{5}B(-\mu_0)\text{Cos}[\omega t]\text{Sin}[\theta] & 0 & 0 & 0 \\
0 & -\frac{1}{4}\sqrt{5}B(-\mu_0)\text{Cos}[\omega t]\text{Sin}[\theta] & \frac{1}{4}\sqrt{15}B(-\mu_0)\text{Cos}[\theta]\text{Cos}[\omega t] & 0 & 0 & 0 & 0
\end{pmatrix}$$

FIGURE A.4 : hamiltonien de perturbation H'

Hamiltonien du système H

Nous définissons le hamiltonien total du système comme étant la somme de H_0 et H' :

$$H = H_0 + H' =$$

$$\begin{bmatrix} \frac{(-\omega_0+\epsilon)\hbar}{2} & 0 & 0 & \hbar b_1 \cos \omega t & -\hbar d_2 \cos \omega t & 0 \\ 0 & -\frac{\omega_0\hbar}{2} & 0 & \hbar d_1 \cos \omega t & \hbar b_0 \cos \omega t & -\hbar d_1 \cos \omega t \\ 0 & 0 & \frac{-(\omega_0+\epsilon)\hbar}{2} & 0 & \hbar b_1 \cos \omega t & \hbar d_2 \cos \omega t \\ \hbar b_1 \cos \omega t & \hbar d_1 \cos \omega t & 0 & \frac{(\omega_0-\epsilon)\hbar}{2} & 0 & 0 \\ -\hbar d_2 \cos \omega t & \hbar b_0 \cos \omega t & \hbar d_2 \cos \omega t & 0 & \frac{\omega_0\hbar}{2} & 0 \\ 0 & -\hbar d_1 \cos \omega t & \hbar b_1 \cos \omega t & 0 & 0 & \frac{(\omega_0+\epsilon)\hbar}{2} \end{bmatrix} \quad (\text{A.24})$$

Résolution de l'équation de Schrödinger

Maintenant que le hamiltonien total du système est établi, il est possible de résoudre l'équation de Schrödinger $i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi\rangle = H |\Psi\rangle$ pour obtenir les équations des amplitudes de probabilité des 6 sous-niveaux Zeeman du modèle. La fonction d'onde $\Psi(t)$ peut être alors décomposée en fonctions propres de l'atome tel que :

$$\Psi(t) = \sum \tilde{g}_m(t) |u_{gm}\rangle + \sum \tilde{e}_m(t) |u_{em}\rangle \quad (\text{A.25})$$

où $\tilde{g}_m(t) = g_m \exp(-iE_{gm}t/\hbar)$ et $\tilde{e}_m(t) = e_m \exp(-iE_{em}t/\hbar)$ Ainsi, il est possible d'obtenir les six solutions de l'équation :

$$1. i\hbar \frac{d}{dt} \tilde{g}_{-1} = \frac{-\omega_0+\epsilon}{2} \tilde{g}_{-1} \hbar + \frac{b_1}{2} \cos \omega t \tilde{e}_{-1} \hbar - \frac{d_2}{2} \cos \omega t \tilde{e}_0 \hbar$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow i\hbar \frac{d}{dt} \left(g_{-1} e^{-i\left(\frac{-\omega_0}{2} + \frac{\epsilon}{2}\right) \frac{t}{\hbar}} \right) \\ = \left(\frac{-\omega_0 + \epsilon}{2} \right) \hbar g_{-1} e^{-i\left(\frac{-\omega_0}{2} + \frac{\epsilon}{2}\right) \frac{t}{\hbar}} \\ + \frac{b_1}{2} \hbar (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) e_{-1} e^{-i\left(\frac{\omega_0}{2} - \frac{\epsilon}{2}\right) \frac{t}{\hbar}} \\ - \frac{d_2}{2} \hbar (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) e_0 e^{-i\left(\frac{\omega_0}{2}\right) \frac{t}{\hbar}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow i \frac{d}{dt} g_{-1} e^{-i\left(\frac{-\omega_0+\epsilon}{2}\right) t} + g_{-1} \left(\frac{-\omega_0 + \epsilon}{2} \right) e^{-i\left(\frac{-\omega_0+\epsilon}{2}\right) t} \\ = \left(\frac{-\omega_0 + \epsilon}{2} \right) g_{-1} e^{i\left(\frac{-\omega_0+\epsilon}{2}\right) t} + \frac{b_1}{2} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) e_{-1} e^{-i\left(\frac{\omega_0-\epsilon}{2}\right) t} \\ - \frac{d_2}{2} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) e_0 e^{-i\frac{-\omega_0}{2} t} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Rightarrow i \frac{d}{dt} g_{-1} &= \frac{b_1}{2} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) e^{-i(\frac{-\omega_0-\epsilon}{2})t} e^{i(\frac{-\omega_0+\epsilon}{2})t} e_{-1} \\
&\quad - \frac{d_2}{2} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) e^{-i\frac{-\omega_0}{2}t} e^{i(\frac{-\omega_0+\epsilon}{2})t} e_0 \\
&= \frac{b_1}{2} \left(e^{i\omega t - \frac{i\omega t}{2} + \frac{i\epsilon t}{2} - \frac{-i\omega_0 t}{2} + \frac{i\epsilon t}{2}} + e^{-i\omega t - \frac{i\omega t}{2} + \frac{i\epsilon t}{2} - \frac{-i\omega_0 t}{2} + \frac{i\epsilon t}{2}} \right) e_{-1} \\
&\quad - \frac{d_2}{2} \left(e^{i\omega t - \frac{i\omega t}{2} - \frac{-i\omega_0 t}{2} + \frac{i\epsilon t}{2}} + e^{-i\omega t - \frac{i\omega t}{2} - \frac{-i\omega_0 t}{2} + \frac{i\epsilon t}{2}} \right) e_0 \\
&= \frac{b_1}{2} \left(e^{-i(\omega-\omega_0)t+i\epsilon t} + \underbrace{e^{-i(\omega+\omega_0)t+i\epsilon t}}_{RWA} \right) e_{-1} \\
&\quad - \frac{d_2}{2} \left(e^{-i(\omega-\omega_0)t+i\frac{\epsilon t}{2}} + \underbrace{e^{-i(\omega+\omega_0)t+i\frac{\epsilon t}{2}}}_{RWA} \right) e_0
\end{aligned}$$

En effectuant l'approximation de l'onde tournante (**R**otating **W**ave **A**pproximation (RWA)), nous obtenons finalement l'équation :
 $\Rightarrow i \frac{d}{dt} g_{-1} = \frac{1}{2} b_1 e^{i(\Omega+\epsilon)t} e_{-1} - \frac{1}{2} d_2 e^{i(\Omega+\frac{\epsilon}{2})t} e_0$, où $\Omega = \omega - \omega_0$ est le désaccord de fréquence.

2. $i \frac{d}{dt} g_0 = \frac{1}{2} d_1 e^{i(\Omega+\frac{\epsilon}{2})t} e_{-1} + \frac{1}{2} b_0 e^{i\Omega t} e_0 - \frac{1}{2} d_1 e^{-i(-\Omega+\frac{\epsilon}{2})t} e_1$,
3. $i \frac{d}{dt} g_1 = \frac{1}{2} d_2 e^{-i(-\Omega+\frac{\epsilon}{2})t} e_0 + \frac{1}{2} b_1 e^{-i(-\Omega+\epsilon)t} e_1$,
4. $i \frac{d}{dt} e_{-1} = \frac{1}{2} b_1 e^{-i(\Omega+\epsilon)t} g_{-1} + \frac{1}{2} d_1 e^{-i(\Omega+\frac{\epsilon}{2})t} g_0$,
5. $i \frac{d}{dt} e_0 = \frac{1}{2} b_0 e^{-i\Omega t} g_0 - \frac{1}{2} d_2 e^{-i(\Omega+\frac{\epsilon}{2})t} g_{-1} + \frac{1}{2} d_2 e^{-i(\Omega-\frac{\epsilon}{2})t} g_1$,
6. $i \frac{d}{dt} e_1 = \frac{1}{2} b_1 e^{-i(\Omega-\epsilon)t} g_1 - \frac{1}{2} d_1 e^{-i(\Omega-\frac{\epsilon}{2})t} g_0$.

A.2.4 Démonstration 3D

Le modèle démontré précédemment considère que \vec{B} est défini dans le plan de déplacement des atomes et qu'il ne comporte pas de terme de phase. Cependant, les simulations du champ \vec{B} faites sur *COMSOL* donnent une description plus réaliste du champ dans la cavité. En effet, ces simulations définissent le champ \vec{B} dans la cavité micro-onde via des composantes de phase et d'amplitude définies selon les trois dimensions de l'espace. Nous proposons alors dans cette section d'établir un nouveau modèle qui permettra l'étude des effets de cohérences entre les atomes dans un repère en trois dimensions et qui tiendra compte des données numériques liées à la cavité.

Définition de \vec{B}

La simulation du champ micro-onde \vec{B} dans la cavité micro-onde faite sur COMSOL nous donne des valeurs pour ses composantes d'amplitude B_x , B_y et B_z ainsi que les composantes de phase ϕ_x , ϕ_y et ϕ_z en tout point dans les deux zones d'interactions de la cavité micro-onde. Nous définissons alors les différentes composantes B_+ , B_- et B_0 en fonction des ces variables :

$$\begin{aligned} B_0 &= B_z \cos(\omega t + \phi_z), \\ B_+ &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \left(B_x \cos(\omega t + \phi_x) + i B_y \cos(\omega t + \phi_y) \right), \\ B_- &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(B_x \cos(\omega t + \phi_x) - i B_y \cos(\omega t + \phi_y) \right). \end{aligned}$$

Sous forme exponentielle ces équations donnent :

$$\begin{aligned} B_0 &= \frac{B_z}{2} \left(e^{-i(\omega t + \phi_z)} + e^{i(\omega t + \phi_z)} \right), \\ B_+ &= -\frac{1}{2\sqrt{2}} \left(B_x e^{-i(\omega t + \phi_x)} + B_x e^{i(\omega t + \phi_x)} + i B_y e^{-i(\omega t + \phi_y)} + i B_y e^{i(\omega t + \phi_y)} \right), \\ B_- &= \frac{1}{2\sqrt{2}} \left(B_x e^{-i(\omega t + \phi_x)} + B_x e^{i(\omega t + \phi_x)} - i B_y e^{-i(\omega t + \phi_y)} - i B_y e^{i(\omega t + \phi_y)} \right). \end{aligned} \tag{A.26}$$

Hamiltonien du système et solution de l'équation de Schrödinger

Nous utilisons l'équation (A.10) ainsi que les termes B_0 , B_+ et B_- pour déterminer le hamiltonien de perturbation H' ainsi que l'hamiltonien total du système H . Faute d'espace disponible, la matrice obtenue ne peut être montrée de manière lisible dans ce document. Sont alors présentées ci-après, les solutions de l'équation de Schrödinger pour le modèle à six sous-niveaux Zeeman prenant en compte la description en 3D du champ \vec{B} . Ces équations sont la base des simulations de Monte-Carlo réalisées durant ce travail de doctorat.

1. $i \frac{d}{dt} g_{-1} = \frac{\sqrt{15}}{8} b_z e_{-1} e^{i\phi_z + i(\Omega + \epsilon)t} - \frac{\sqrt{3}}{8} b_0 e_0 \left(e^{i\phi_x + i(\Omega + \frac{\epsilon}{2})t} B_x + i e^{i\phi_y + i(\Omega + \frac{\epsilon}{2})t} B_y \right),$
2. $i \frac{d}{dt} g_0 = \frac{\sqrt{5}}{8} b_0 e_{-1} \left(e^{i\phi_x + i(\Omega + \frac{\epsilon}{2})t} B_x - i e^{i\phi_y + i(\Omega + \frac{\epsilon}{2})t} B_y \right) + \frac{1}{2} b_z e_0 e^{i(\phi_z + \Omega)t} - \frac{\sqrt{5}}{8} b_0 e_1 \left(e^{i\phi_x + i(\Omega - \frac{\epsilon}{2})t} B_x + i e^{i\phi_y + i(\Omega - \frac{\epsilon}{2})t} B_y \right),$

$$\begin{aligned}
3. \quad i \frac{d}{dt} g_1 &= \frac{\sqrt{3}}{8} b_0 e_0 \left(e^{i\phi_x + i(\Omega - \frac{\epsilon}{2})t} B_x - i e^{i\phi_y + i(\Omega - \frac{\epsilon}{2})t} B_y \right) + \frac{\sqrt{15}}{8} b_z e_1 e^{i\phi_z + i(\Omega - \epsilon)t}, \\
4. \quad i \frac{d}{dt} e_{-1} &= \frac{\sqrt{15}}{8} b_z g_{-1} e^{-i\phi_z - i(\Omega + \epsilon)t} + \frac{\sqrt{5}}{8} b_0 g_0 \left(e^{-i\phi_x - i(\Omega + \frac{\epsilon}{2})t} B_x + \right. \\
&\quad \left. i e^{-i\phi_y - i(\Omega + \frac{\epsilon}{2})t} B_y \right), \\
5. \quad i \frac{d}{dt} e_0 &= -\frac{\sqrt{3}}{8} b_0 g_{-1} \left(e^{-i\phi_x - i(\Omega + \frac{\epsilon}{2})t} B_x - i e^{-i\phi_y - i(\Omega + \frac{\epsilon}{2})t} B_y \right) + \\
&\quad \frac{1}{2} b_z g_0 e^{-i(\phi_z + \Omega)t} + \frac{\sqrt{3}}{8} b_0 g_1 \left(e^{-i\phi_x - i(\Omega - \frac{\epsilon}{2})t} B_x + i e^{-i\phi_y - i(\Omega - \frac{\epsilon}{2})t} B_y \right), \\
6. \quad i \frac{d}{dt} e_1 &= -\frac{\sqrt{5}}{8} b_0 g_0 \left(e^{-i\phi_x - i(\Omega - \frac{\epsilon}{2})t} B_x - i e^{-i\phi_y - i(\Omega - \frac{\epsilon}{2})t} B_y \right) + \\
&\quad \frac{\sqrt{15}}{8} b_z g_1 e^{-i\phi_z - i(\Omega - \epsilon)t}.
\end{aligned}$$

Où nous avons défini les fréquences de Rabi partielles suivantes :

$$\begin{aligned}
b_0 &= \frac{B \langle 40 | -\mu_0 | 30 \rangle}{\hbar}, \\
b_x &= B_x b_0, \\
b_y &= B_y b_0, \\
b_z &= B_z b_0.
\end{aligned}$$

ainsi que le désaccord de fréquence $\Omega = \omega - \omega_0$.

Annexe B

Simulations de Monte-Carlo

Utilisant le modèle théorique présenté dans l'annexe A, une nouvelle mouture de simulations utilisant la méthode de Monte-Carlo a été réalisée. L'objectif de ces simulations est d'évaluer numériquement le comportement de la fontaine continue dans des environnements pré-déterminés afin de comparer ces résultats avec ceux obtenus par FoCS-2 dans des conditions expérimentales similaires. Précisons que ces simulations ont été effectuées sur le logiciel *Mathematica*.

Description de la méthode

Les méthodes de Monte-Carlo sont des méthodes de simulations numériques utilisant des procédés aléatoires pour fournir un résultat approché. Dans le cas de FoCS-2 elles consistent à simuler la trajectoire parabolique des atomes et de leur faire subir deux interrogations de Ramsey et ainsi calculer la fréquence de l'horloge.

Concrètement la simulation va générer des trajectoires atomiques répondant à certains paramètres : les températures longitudinales et transverses, l'angle de lancement (pour avoir une trajectoire parabolique) ainsi que la vitesse de lancement. À partir de ces paramètres il est possible de calculer les vitesses transverses et longitudinales quadratiques moyennes [63] et ainsi déterminer le vecteur vitesse nécessaire pour générer une trajectoire atomique similaire à celles que réalisent véritablement les atomes dans la fontaine. C'est aussi dans ce vecteur vitesse que sont introduites, pour chaque composante de vitesse, les variables aléatoires permettant de réaliser une méthode de Monte-Carlo. La validité de ces simulations est aussi assurée par un second paramètre qui est la position de départ des atomes. Cette position, qui contient aussi une composante aléatoire et qui est associée à la vitesse des atomes, permet de générer des trajectoires atomiques. Précisons que les variables aléatoires introduites respectent une distribution normale.

Dans FoCS-2 de nombreux éléments tels que la cavité micro-onde, la

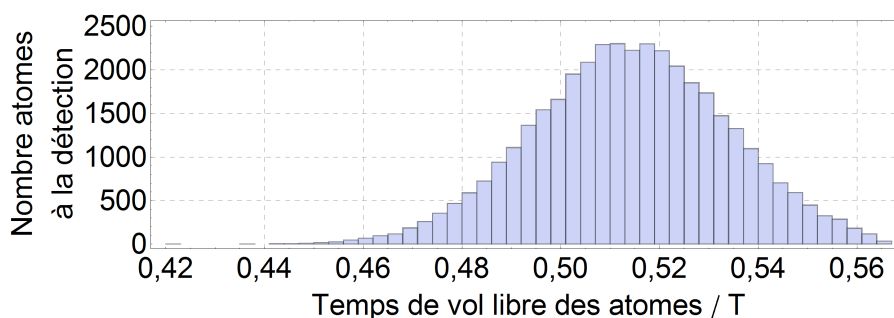


FIGURE B.1 : Nombre d’atomes ayant atteint la détection en fonction de leur temps de vol libre. Nous dénotons que sur 2 000 000 de trajectoires simulées, $\sim 38\,000$ répondront à l’ensemble des critères de sélection des trajectoires et pourront être utilisées pour la suite des simulations.

cloche en graphite et divers éléments limitent la taille du jet atomique et empêchent certains atomes quittant la chambre source d’atteindre la zone de détection. Ces éléments ont, bien évidemment, été pris en compte dans les simulations afin de simuler un jet atomique le plus proche possible de celui existant. La figure B.1 représente la proportion de trajectoire répondant à l’ensemble des critères de sélection en fonction du temps de vol libre des atomes. Nous observons ainsi que pour 2 millions de trajectoires générées, $\sim 38\,000$ seront utilisées pour la suite des simulations.

Une fois les trajectoires générées, celles-ci vont alors virtuellement subir les deux interactions de Ramsey. C’est en résolvant à deux reprises les équations différentielles, solutions de l’équation de Schrödinger (c.f. annexe A) qu’il est possible de calculer la fréquence de l’horloge à partir des calculs de probabilité de transition. Ces interactions sont positionnées sur les trajectoires des atomes respectivement à la position de la cavité dans la fontaine et utilisent un champ C purement vertical ayant une amplitude de 72×10^{-9} T. Le champ micro-onde présent dans la cavité est quant à lui importé depuis le logiciel par éléments finis *COMSOL*. Comme l’a déjà décrit la section 2.3 du chapitre 2, ces simulations permettent d’avoir une représentation proche de la réalité en prenant, notamment, en compte les gradients de phase dans la cavité. Ainsi, la résolution de ces équations tient compte de la position des atomes dans la cavité ainsi qu’à une distribution réaliste de l’amplitude et de la phase du champ RF dans celle-ci. Précisons dès à présent qu’il est possible de générer sur *COMSOL* des champs micro-ondes générés dans des conditions particulières (par exemple, un champ lorsque la cavité n’est alimentée que par un seul de ses deux ports d’alimentation) afin de simuler le comportement de l’horloge dans ces cas.

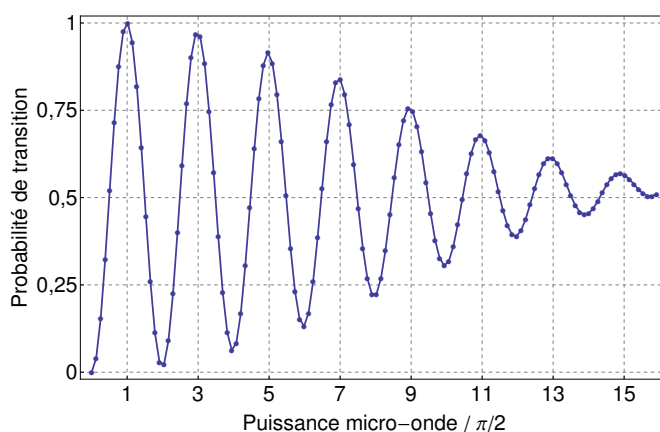


FIGURE B.2 : Simulation des oscillations de Rabi de FoCS-2. Ces oscillations représentent la probabilité de transition des atomes en fonction de la puissance du signal micro-onde perçu dans la cavité de Ramsey. Ces résultats ont été obtenus en simulant 200 trajectoires.

Simulations préliminaires

Avant de simuler la fréquence de la fontaine dans les conditions souhaitées, certaines simulations préliminaires peuvent être réalisées de sorte à s'assurer de la validité du script ainsi que des paramètres sélectionnés. Ces simulations permettent aussi de déterminer certains paramètres encore nécessaires et non établis pour les simulations de fréquence. Par exemple, comme le modèle théorique des six sous-niveaux Zeeman le permet, choisir une répartition réaliste des atomes sur ces sous-niveaux. Il est aussi nécessaire de sélectionner la bonne puissance micro-onde. Il est alors possible de réaliser des oscillations de Rabi comme celles présentées figure 1.11 (c.f. chapitre 1). La figure B.2 présente les résultats d'une simulation des oscillations de Rabi, représentant la probabilité de transition en fonction de la puissance micro-onde pour une préparation d'état proche de 60% sur l'état $|F = 3, m_F = 0\rangle$. Chaque maximum représente la puissance micro-onde requise pour effectuer un pulse $n\pi/2$. Le premier maximum permet de paramétrer la simulation de sorte à effectuer un pulse $\pi/2$.

De manière similaire aux oscillations de Rabi, il est possible de simuler les franges de Ramsey, probabilité de transition en fonction de la fréquence du signal micro-onde. La figure B.3 présente une comparaison entre des franges de Ramsey mesurées avec FoCS-2 et celles calculées avec la simulation. Dans les deux cas les franges ont été évaluées sur une plage de ± 600 Hz autour de la fréquence horloge.

Fort de ces résultats, les simulations semblent en accord avec la réalité et il est désormais possible d'effectuer des simulations de Monte-Carlo pour diverses configurations. Précisons enfin que dans les simulations, la fréquence

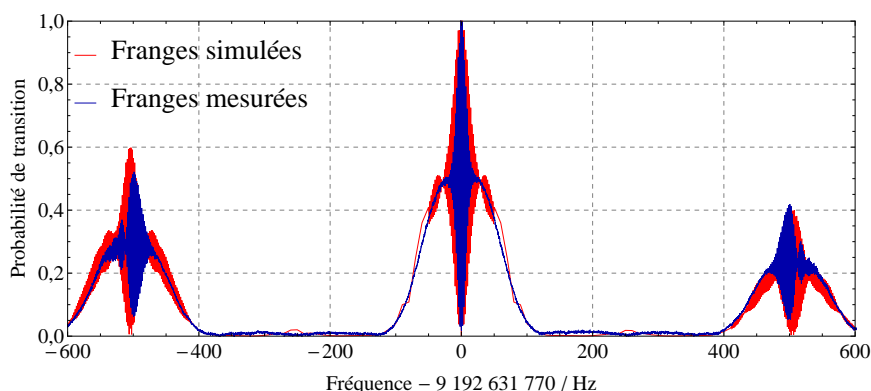


FIGURE B.3 : Comparaison entre des franges de Ramsey mesurées sur FoCS-2 (en bleu) et calculées par la simulation (en rouge). Ces résultats ont été obtenus en simulant 70 trajectoires.

de l'horloge est calculée en déterminant la position du minimum¹ de la frange centrale.

Simulations de la fréquence de l'horloge

La finalité de ces simulations est de prédire le comportement de la fréquence de l'horloge lorsque celle-ci est sujette à certaines modifications ou perturbations. Ces prédictions serviront ensuite d'éléments comparatifs avec des mesures effectuées sur la fontaine dans le but de conforter les résultats obtenus ou d'améliorer la compréhension globale d'un phénomène. Ce paragraphe va présenter une liste non exhaustive de résultats obtenus avec ces simulations et si cela est possible, de les comparer avec des mesures réelles effectuées dans des conditions similaires.

Comme il a été décrit précédemment, il est possible de positionner des obstacles sur la trajectoire des atomes. Afin d'évaluer les gradients de phase dans la cavité (c.f. section 4.2.3) nous avons effectué, à plusieurs reprises, des sélections spatiales des trajectoires en positionnant un obstacle sur la trajectoire des atomes ou en modifiant la zone de détection. Ces mêmes mesures peuvent être simulées via l'implémentation d'obstacles supplémentaires. La figure B.4 illustre l'efficacité des obstacles sur les trajectoires de la simulation. Dans le cadre de l'évaluation des déplacements de fréquence dus aux gradients de phase, deux types de mesures ont été réalisées. La première en analysant la différence de fréquence entre la moitié gauche et la moitié droite du jet. La seconde en analysant la différence de fréquence entre la moitié

1. Compte tenu de la différence de phase de 180° du champ micro-onde entre les deux zones d'interrogations, la frange centrale est dite *sombre*, c.-à-d. que pour une différence de fréquence nulle, la probabilité de transition est minimale.

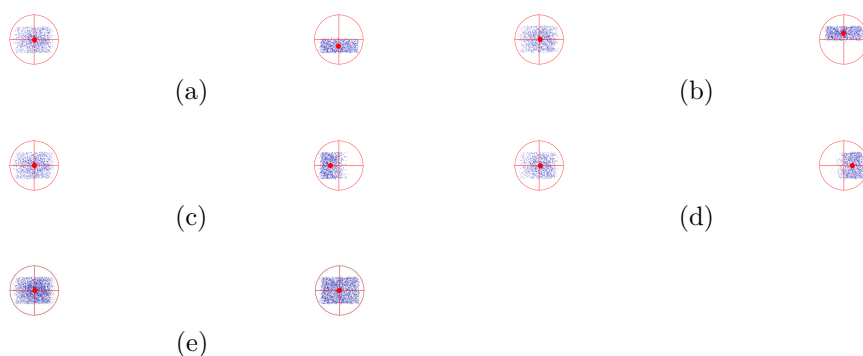


FIGURE B.4 : Illustration de la sélection de trajectoires atomiques. Les points bleus représentent les trajectoires atomiques atteignant la détection. Le cercle rouge de gauche représente la première zone d'interaction de la cavité micro-onde tandis que le second cercle rouge, à droite, représente la seconde zone d'interaction de la cavité. (a) sélection moitié avant du jet, (b) sélection moitié arrière du jet, (c) sélection moitié gauche du jet, (d) sélection moitié droite du jet et (e) aucune sélection. Ces résultats ont été obtenus pour une simulation de 150 000 trajectoires. La forme rectangulaire du jet atomique est due à la présence de diaphragmes rectangulaires positionnés à l'entrée des quatre *cutoffs*.

avant et la moitié arrière du jet². Dans le cas d'une étude *gauche-droite*, il s'agit de regarder les gradients de phase dans la direction perpendiculaire à celle formée par les deux ports d'alimentation de la cavité. La figure B.5 présente une comparaison entre une mesure réalisée sur la fontaine et des simulations. Comme nous pouvons le constater, les mesures sont compatibles. Précisons que les barres d'erreurs des simulations ont été obtenues en calculant la déviation standard sur la répétition de simulations de différence de fréquence *gauche-droite*. Dans le cas de ce graphe, la simulation a été répétée 12 fois. Un cycle de simulation utilise 500 trajectoires et dure environ 12 000 s.

De manière similaire, il est possible de faire une comparaison entre les fréquences mesurées lorsque nous coupons les moitiés avant et arrière du jet atomique. Cette partie est toutefois plus complexe à mettre en oeuvre (aussi bien expérimentalement que numériquement) puisque dans ce cas nous analysons la différence de fréquence dans la même direction que celle formée par les deux ports d'alimentation de la cavité. Ainsi, pour mettre en avant de potentiels déplacements de fréquence, nous analysons la différence de fréquence dans des mesures réalisées avec une alimentation asymétrique et symétrique de la cavité. Pour rappel, la cavité micro-onde dans FoCS-2 est alimentée par deux ports. Nous désignons alors une alimentation symétrique si les deux ports sont utilisés tandis qu'une alimentation asymétrique fait référence à une mesure où la cavité n'est alimentée que par un seul port. Si au niveau

2. La sélection spatiale dans la fontaine atomique a lieu au niveau de la détection. Dans un cas au niveau du faisceau de détection, dans l'autre quelques centimètres au-dessus.

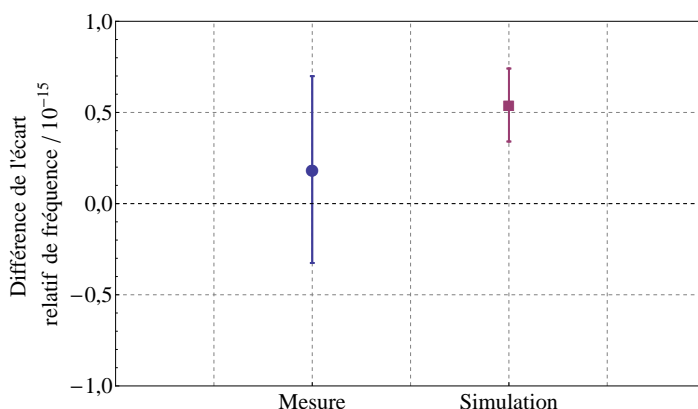


FIGURE B.5 : Comparaison entre les mesures (rond bleu) et les simulations (carré rouge) de la différence de fréquence entre une mesure faite en coupant la moitié gauche du jet et une mesure faite en coupant la moitié droite du jet (c.f. section 4.2.3).

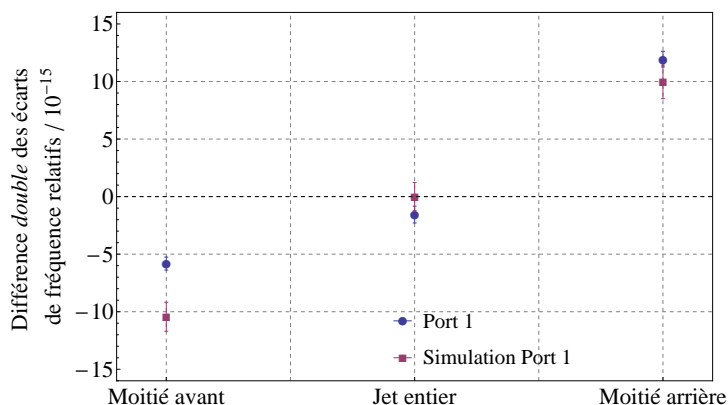


FIGURE B.6 : Comparaison entre les mesures (rond bleu) et les simulations (carré rouge) de la différence de fréquence dites *avant-arrière* (c.f. section 4.2.3).

expérimental cela est réalisé en utilisant un interrupteur *ON/OFF*, numériquement nous importons les résultats d'une autre simulation par éléments finis faite sur *COMSOL* où un seul des deux ports est activé. La figure B.6 présente les résultats de cette comparaison.

D'autres simulations peuvent aussi être réalisées. Nous trouvons notamment dans le chapitre 3 la présentation de la dépendance en vitesse de la fréquence de l'horloge (c.f. figure 3.3). Ces simulations, en accord avec les dernières mesures réalisées, présentent, elles aussi, une absence de dépendance entre la vitesse de lancement des atomes et la fréquence de FoCS-2. Nous pourrions aussi évaluer, dans le cadre de l'étude du *Ramsey pulling*, l'évolution de la fréquence de l'horloge selon l'angle entre le champ magnétique statique et le champ micro-onde dans la cavité. La figure B.7 présente les résultats d'une simulation de cette dépendance.

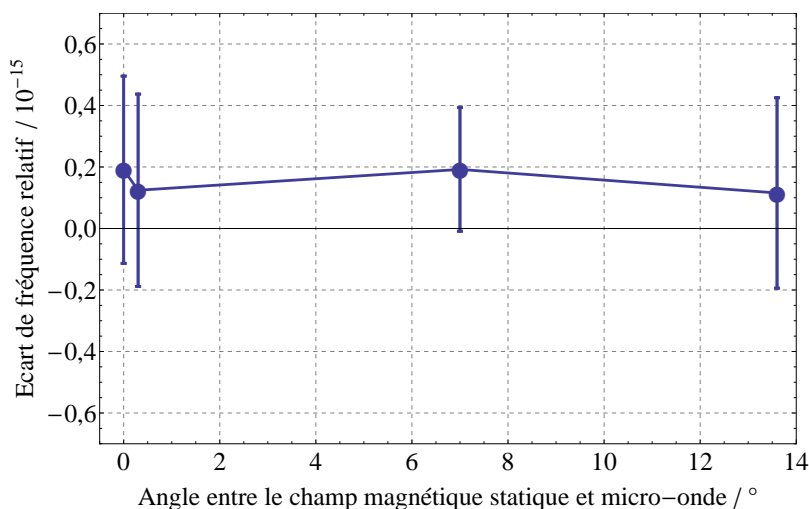


FIGURE B.7 : Simulation de l'évolution de la fréquence de l'horloge en fonction de l'augmentation de l'angle formé entre le champ magnétique statique et le champ micro-onde dans la cavité. Les barres d'erreurs sont obtenues en calculant la déviation standard sur la répétition des résultats obtenus par simulation, dans ce cas 15 cycles.

Limites actuelles des simulations

Cependant, certains résultats obtenus par ces simulations ne concordent pas totalement avec des mesures réalisées dans des conditions identiques. Par exemple, le cas de la dépendance en puissance de la fréquence de l'horloge. Dans le cadre de l'évaluation des déplacements de fréquence dus aux gradients de phase, une mesure de la dépendance en puissance de la fontaine est réalisée. Cette mesure consiste à mesurer la fréquence de FoCS-2 pour différentes valeurs de $n\pi/2$. Comme nous l'avons déjà montré précédemment, il est aussi possible dans ces simulations de modifier la puissance micro-onde en se référant aux oscillations de Rabi calculées. La figure B.8 présente une comparaison entre simulations et mesures de la dépendance en puissance. De manière similaire aux fois précédentes, les barres d'erreurs des valeurs obtenues par simulations sont obtenues en calculant la déviation standard sur la répétition des simulations. Nous pouvons observer que dans les cas des puissances $\pi/2$, $3\pi/2$ et $9\pi/2$, les valeurs sont en accord tandis que pour les points $5\pi/2$ et $7\pi/2$, une différence de plusieurs 10^{-15} est observable.

Ces résultats montrent alors une limite dans ces simulations. Sans pour autant remettre en cause le modèle sur lequel les simulations sont basées, il semble toutefois que certaines modifications doivent être apportées pour poursuivre le travail avec cette méthode. Dans certains cas, notamment ceux où la puissance est augmentée, des observations ont montré que le champ micro-onde et la fonction d'onde des atomes varient rapidement lorsque la puissance est élevée. Compte tenu de la résolution numérique finie sur la

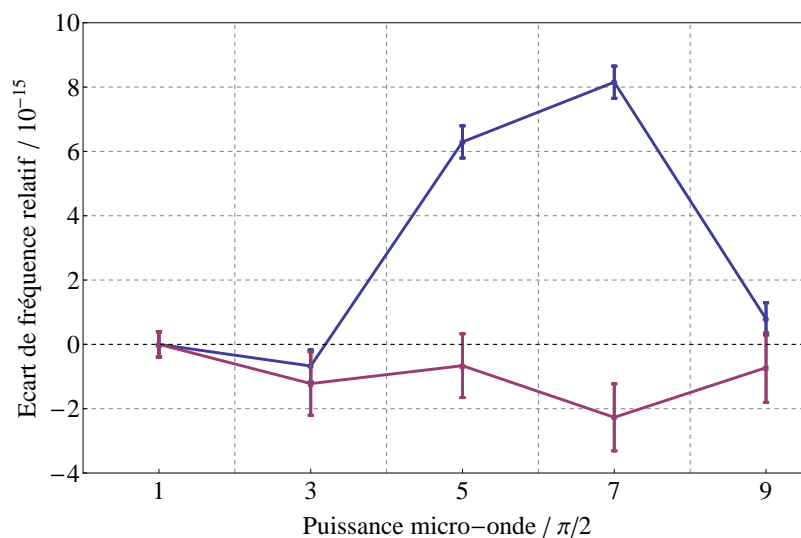


FIGURE B.8 : Comparaison entre des mesures (points rouges) et des simulations (carrés bleus) de dépendance en puissance de l'écart de fréquence relatif de l'horloge. Les barres d'erreurs des points provenant des simulations sont obtenues en calculant la déviation standard sur la répétition des résultats obtenus par simulation.

résolution des équations différentielles, il est probable que celle-ci soit trop faible dans certains cas, ce qui induirait des altérations des valeurs finales calculées.

Une seconde raison pouvant expliquer ces différences entre les mesures et les simulations est le nombre de trajectoires choisies. Choisir un plus grand nombre de trajectoires, permettrait de se rapprocher d'une valeur plus réaliste en limitant la possibilité d'apparition de déplacements de fréquence parasites liés à un échantillonnage trop faible. Des simulations tests ont été faites et ont montré que sous un seuil de 2500 trajectoires, la dispersion des résultats est trop grande.

Ces problèmes ont tout de même des solutions. Nous pouvons facilement augmenter le nombre de trajectoires générées et il est aussi possible d'améliorer la résolution numérique lors de la résolution des équations différentielles. Cependant cela a un coût : le temps. En effet, pour quelques centaines de trajectoires et avec la résolution numérique actuelle, il faut plus d'une journée de calcul pour obtenir un seul des points présentés sur la figure B.8. Une première solution serait d'augmenter la puissance de calcul utilisée pour réaliser les simulations. Une seconde solution serait de modifier le logiciel utilisé. En effet, *Mathematica* ne semble pas non plus être le meilleur choix à faire en matière de logiciel pour ce type de calcul. Une amélioration notable serait donc de migrer le script vers un logiciel plus performant pour nos besoins (par exemple *Python*) et d'optimiser les paramètres numériques des simulations.

Annexe C

Modèle analytique de la phase dans la cavité micro-onde

Cette annexe a pour objectif de déterminer, d'un point de vue mathématique, comment la phase effective, vue par les atomes suite à leurs deux passages dans la cavité micro-onde, intervient dans l'évaluation des déplacements de fréquence relatifs liés aux effets de *end-to-end phase shift* et des gradients transverses de phase dans les zones d'interaction. Ce développement a aussi pour objectif de démontrer que ces deux effets peuvent être traités séparément sans, in fine, omettre (ou ajouter) des valeurs des déplacements de fréquence relatifs.

C.1 Définition des termes

Nous nous intéressons à la phase du signal micro-onde que vont voir les atomes lors des deux passages dans la cavité. Pour l'horloge fonctionnant en régime nominal, nous définissons la zone d'interaction A (B) qui a pour phase ϕ_1 (ϕ_2) et qui correspond à la zone que les atomes vont franchir durant leur phase ascendante (descendante). Indépendamment de ces deux zones, nous définissons deux repères qui sont fixes dans l'espace. Le repère $0x_1y_1$ et $0x_2y_2$. Quelle que soit la configuration de l'horloge, les atomes passent toujours dans le repère $0x_1y_1$ durant leur phase ascendante et toujours dans le repère $0x_2y_2$ durant leur phase descendante. Ainsi, en régime nominal, la zone A est superposée au repère $0x_1y_1$ et la zone B au repère $0x_2y_2$. La figure C.1 illustre cette situation, les deux cercles représentant les deux zones d'interaction.

Nous pouvons alors définir, en régime nominal, le déplacement de fréquence relatif que subit l'horloge compte tenu de la position des atomes et

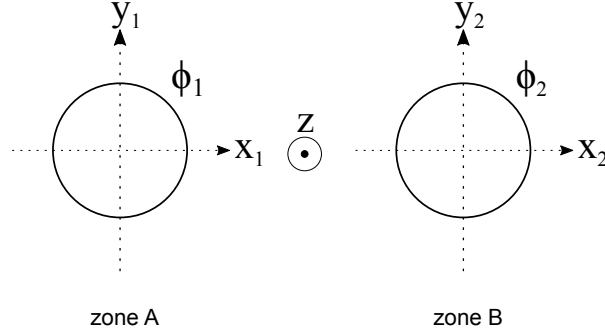


FIGURE C.1 : Représentation simplifiée de la cavité micro-onde et des différents repères choisis pour ce modèle. Les deux cercles représentent les deux zones d'interaction. En régime nominal, les atomes vont franchir la zone d'interaction A pendant leur phase ascendante et la zone d'interaction B pendant leur phase descendante. Les deux repères $0x_1y_1$ et $0x_2y_2$ sont fixes dans l'espace tandis que les zones A et B sont dépendantes de la position de la cavité et peuvent effectuer une rotation dans le plan horizontal autour de l'axe Z. Dans tous les cas, les atomes vont toujours de la gauche vers la droite selon la direction des deux axes $0x_1$ et $0x_2$ et ils transiteront toujours du repère $0x_1y_1$ au repère $0x_2y_2$.

de la phase des deux zones d'interaction tel que :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = -\frac{1}{2\pi T\nu_0} \iiint f(x_1, y_1, x_2, y_2) (\phi_2(x_2, y_2) - \phi_1(x_1, y_1)) dx_1 dy_1 dx_2 dy_2, \quad (\text{C.1})$$

où $f(x_1, y_1, x_2, y_2) = 1$ est la fonction de distribution des atomes dans le jet atomique. Cette distribution est supposée constante¹ le long de la trajectoire des atomes de par l'étendu de la source du jet.

En utilisant un développement en série, nous pouvons définir la phase que va voir un atome lors de son passage dans une zone d'interaction lorsque le jet va de la zone A à la zone B telle que :

$$\phi_i^{A \rightarrow B}(x_j, y_j) = \phi_i^0 + \phi_i^{1x} x_j + \phi_i^{1y} y_j + \phi_i^{2x} x_j^2 + \phi_i^{2y} y_j^2 + \phi_i^{2xy} x_j y_j + O(x_j^3, y_j^3), \quad (\text{C.2})$$

où $i = 1$ ou 2 selon que nous nous intéressons à la zone d'interaction A ou B et $j = 1$ ou 2 selon que nous nous intéressons aux atomes ascendants ou descendants. En régime de fonctionnement normal, les atomes vont de A vers B, donc $i = j$. Les termes en ϕ^0 correspondent à la phase vue par les atomes passant au centre des deux repères $0x_1y_1$ et $0x_2y_2$ tandis que ceux en ϕ^1 et ϕ^2 correspondent, respectivement, aux contributions linéaires et quadratiques de la phase. Nous considérons dans cette analyse que les termes croisés sont négligeables. Cette hypothèse se base sur les tolérances mécaniques de la cavité et de son support rotatif, ainsi que sur le fait que nous supposons que

1. C.f. la première ligne de la figure 4.6 du chapitre 4. Les effets de bord apparent étant liés à la faible statistique utilisée pour réaliser le schéma (environ 1000 fois moins de trajectoires simulées que de trajectoires réelles.).

les axes $0x_1$ et $0y_1$ sont orthogonaux et colinéaires avec les axes $0x$ et $0y$ définis par la trajectoire du jet atomique dans FoCS-2. De plus, compte tenu de l'allure de la phase présentée dans la section 2.3.2, les termes supérieurs à l'ordre 2 sont négligés. Ainsi, il est possible de simplifier l'équation (C.2) telle que :

$$\phi_i^{A \rightarrow B}(x_j, y_j) = \phi_i^0 + \phi_i^{1x} x_j + \phi_i^{1y} y_j + \phi_i^{2x} x_j^2 + \phi_i^{2y} y_j^2. \quad (\text{C.3})$$

En utilisant cette nouvelle expression, il est possible de développer l'expression (C.1) telle que :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = & -\frac{1}{2\pi T\nu_0} \left((\phi_2^0 - \phi_1^0) \right. \\ & + \phi_2^{1x} \bar{x}_2 - \phi_1^{1x} \bar{x}_1 + \phi_2^{2x} \bar{x}_2^2 - \phi_1^{2x} \bar{x}_1^2 \\ & \left. + \phi_2^{1y} \bar{y}_2 - \phi_1^{1y} \bar{y}_1 + \phi_2^{2y} \bar{y}_2^2 - \phi_1^{2y} \bar{y}_1^2 \right), \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

où \bar{x}_j et \bar{y}_j sont les positions moyennes du jet atomique durant leurs passages dans la cavité, en phase ascendante ($j = 1$) et en phase descendante ($j = 2$). Nous constatons alors que le déplacement de fréquence relatif dû à la phase dans la cavité peut être décomposé en trois parties. La première ne dépendant pas de la position moyenne du jet, la seconde dépendant de la variation de la phase selon l'axe $0x$ et la troisième dépendant de la variation de la phase selon l'axe $0y$.

C.2 Evaluation des déplacements de fréquence relatifs

Dans cette section nous allons proposer une analyse et une méthode pour déterminer la contribution de chacune des trois parties de l'expression (C.4) citées précédemment.

Mesure de *end-to-end*

Comme décrit dans la section 4.2.2, l'évaluation du *end-to-end phase shift* se fait en réalisant une mesure de *cavity reversal*, mesure qui consiste à évaluer la différence des écarts de fréquence relatifs selon que la cavité micro-onde soit dans sa position habituelle ou qu'elle soit tournée de 180° . Du fait de ce retournement, les atomes vont alors transiter de la zone B à la zone A. L'expression (C.3) devient alors :

$$\phi_i^{B \rightarrow A}(x_j, y_j) = \phi_i^0 - \phi_i^{1x} x_j - \phi_i^{1y} y_j + \phi_i^{2x} x_j^2 + \phi_i^{2y} y_j^2. \quad (\text{C.5})$$

où $i \neq j$. La mesure de *cavity reversal*, mesurant en réalité 2 fois le déplacement de fréquence relatifs, donne alors l'expression ci-après sachant que $\Delta\phi = \Delta\phi^{A \rightarrow B} - \Delta\phi^{B \rightarrow A}$:

$$2 \frac{\Delta\nu_{End}}{\nu_0} = -\frac{\Delta\phi}{2\pi T\nu_0} = \frac{1}{2\pi T} \iiint\int (\phi_2(x_2, y_2) - \phi_1(x_1, y_1)) dx_1 dy_1 dx_2 dy_2 - \frac{1}{2\pi T} \iiint\int (\phi_1(x_2, y_2) - \phi_2(x_1, y_1)) dx_1 dy_1 dx_2 dy_2. \quad (C.6)$$

En intégrant sur les position des atomes et en utilisant l'expression (C.3), nous pouvons alors donner l'expression du déplacement de fréquence relatif lié à l'effet de *end-to-end phase shift* tel que :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\nu_{End}}{\nu_0} = & -\frac{1}{2\pi T\nu_0} \left((\phi_2^0 - \phi_1^0) \right. \\ & + \frac{1}{2} (\phi_2^{1x} + \phi_1^{1x}) (\bar{x}_2 - \bar{x}_1) + \frac{1}{2} (\phi_2^{2x} - \phi_1^{2x}) (\bar{x}_2^2 + \bar{x}_1^2) \\ & \left. + \frac{1}{2} (\phi_2^{1y} + \phi_1^{1y}) (\bar{y}_2 - \bar{y}_1) + \frac{1}{2} (\phi_2^{2y} - \phi_1^{2y}) (\bar{y}_2^2 + \bar{y}_1^2) \right). \end{aligned} \quad (C.7)$$

Dans le cadre de cette évaluation, nous supposons que l'équilibre entre les deux ports d'alimentations de la cavité est parfait. Les tolérances mécaniques mesurées et présentées dans la section 2.1.4 peuvent permettre de déterminer l'ordre de grandeur des variations des gradients de phase entre les deux zones d'interaction. Ces termes trouvent leurs origines dans les incertitudes de positionnement et de forme des zones d'interaction ainsi que dans l'état de surface des parois de la cavité. Il a été estimé, en utilisant les simulations de Monte-Carlo, que ces tolérances induisent une incertitude maximale de $0,5 \mu\text{rad}$ sur la symétrie des gradients de phase, ce qui correspond à une incertitude maximale sur l'écart de fréquence relatif de $1,7 \times 10^{-17}$. De ce fait, nous supposons aussi que les gradients de phase entre les zones A et B sont symétriques par rapport au plan vertical orthogonal aux axes $0x_1$ et $0x_2$ et contenant l'axe Z . Compte tenu de ces hypothèses, nous postulons que $\phi_2^{1x} = -\phi_1^{1x}$, $\phi_2^{2x} = \phi_1^{2x}$, et $\phi_2^{2y} = \phi_1^{2y}$. De plus dans le cadre de la mesure de *cavity reversal*, $\bar{x}_j = \bar{y}_j = 0$ (où $j = 1, 2$). Il devient alors possible de simplifier équation (C.7) telle que :

$$\frac{\Delta\nu_{End}}{\nu_0} = \frac{1}{2\pi T\nu_0} (\phi_2^0 - \phi_1^0). \quad (C.8)$$

Nous observons alors que dans ces conditions, une mesure de *cavity reversal* ne mesure bien que la différence de phase moyenne entre les deux zones d'interaction. Cette mesure permet ainsi de mesurer le premier terme de l'expression (C.4).

Mesure de *gauche-droite*

De manière similaire à la section précédente, nous allons déterminer les termes de phase qui contribuent lors d'une mesure *gauche-droite*. Le protocole de cette mesure ainsi que les résultats qui y sont associés sont décrits section 4.2.3. Pour rappel, cette mesure consiste à couper la moitié droite ($x_2 > 0$) ou la moitié gauche ($x_2 < 0$) du jet atomique en sélectionnant, via une obstruction, la moitié gauche ou la moitié droite du faisceau de détection. Le fait de sélectionner la moitié gauche ou la moitié droite du jet modifie le centre de masse du jet atomique détecté selon l'axe $0x$ dans la deuxième zone d'interaction². Dans cette direction nous supposons que l'équilibre entre les deux ports d'alimentation est parfait ce qui signifie qu'il n'y a pas de dépendance linéaire de la phase selon les axes $0y_1$ et $0y_2$. Pour les mêmes raisons que celles présentées dans le paragraphe sur le *end-to-end* nous supposons que $\phi_2^{1x} = -\phi_1^{1x}$, $\phi_2^{2x} = \phi_1^{2x}$. Précisons enfin que la variation de l'écart de fréquence relatif de l'horloge est étudiée en fonction de la position moyenne du jet atomique dans la seconde zone d'interaction. Ainsi, pour une cavité en position nominale, nous pouvons calculer :

$$\begin{aligned} \Delta\nu_{gd} = & -\frac{1}{2\pi T} \iint f^g(x_1, x_2) (\phi_2(x_2) - \phi_1(x_1)) dx_1 dx_2 \\ & + \frac{1}{2\pi T} \iint f^d(x_1, x_2) (\phi_2(x_2) - \phi_1(x_1)) dx_1 dx_2. \end{aligned} \quad (\text{C.9})$$

Où $f^g(x_1, x_2)$ et $f^d(x_1, x_2)$ sont les fonctions de distribution des atomes permettant de sélectionner les moitiés gauche ou droite du jet atomique. En développant cette expression nous obtenons alors :

$$\frac{\Delta\nu_{gd}}{\nu_0} = -\frac{1}{2\pi T\nu_0} (\phi_2^{1x}(\bar{x}_2^g - \bar{x}_2^d) + \phi_2^{2x}(\bar{x}_2^{2g} - \bar{x}_2^{2d})). \quad (\text{C.10})$$

Ainsi, il est possible de comparer le second terme de l'équation (C.4) et l'expression (C.10).

Comme décrit dans le chapitre 2, la fontaine est positionnée sur un socle inclinable. Ce socle est réglé de sorte à maximiser le signal atomique à la détection. De par ce fait nous considérons que le centre de masse du jet atomique dans la deuxième zone d'interaction \bar{x}_2 est géométriquement au centre de la zone d'interaction ($\bar{x}_2 = 0$). De plus, nous considérons aussi que la sélection de la moitié gauche ou de la moitié droite du jet atomique induit des incertitudes (liées aux tolérances mécaniques de la pièce et à son positionnement de l'ordre de la dizaine de μm) négligeables vis-à-vis de la variation de distance entre \bar{x}_2^g et \bar{x}_2^d (de l'ordre du mm). Ainsi, nous

2. Les simulations de Monte-Carlo permettent d'estimer que le déplacement du centre de masse du jet atomique lorsque celui-ci est à moitié coupé est d'environ 1,2 mm.

définissons ϵ , l'élément de distance ϵ tel que :

$$\begin{aligned}\bar{x}_2^g &= \bar{x}_2 - \epsilon = -\epsilon, \\ \bar{x}_2^d &= \bar{x}_2 + \epsilon = +\epsilon.\end{aligned}$$

Nous pouvons alors réécrire l'expression (C.10) et obtenir :

$$\frac{\Delta\nu_{gd}}{\nu_0} = -\frac{1}{2\pi T\nu_0}(\phi_2^{1x}(-2\epsilon)). \quad (\text{C.11})$$

La mesure *gauche-droite* peut permettre ainsi de donner une estimation du terme ϕ_2^{1x} . À elle seule, cette mesure ne permet pas de donner une estimation de l'ensemble du second terme de l'expression (C.4). Cependant plusieurs remarques peuvent être faites : Premièrement, réaliser une mesure similaire en effectuant une rotation de la cavité permettrait de déterminer une valeur de ϕ_1^{1x} . Deuxièmement, la sélection des moitiés induit intrinsèquement l'impossibilité de déterminer les termes quadratiques. Pour réussir à évaluer ces termes, il faudrait effectuer des sélections spatiales différentes (par exemple, mesure 50% du jet central contre 50% de la périphérie du jet).

Mesure de *avant-arrière*

De manière similaire au paragraphe précédent, nous désirons réaliser une mesure qui permettrait d'estimer le terme dépendant de y dans l'équation (C.4). Pour ce faire, nous réalisons des mesures *avant-arrière*. Le protocole de cette mesure ainsi que les résultats qui y sont associés sont décrits section 4.2.3. Ces mesures jumellent une sélection géométrique du jet ainsi qu'une sélection du port d'alimentation de la cavité. Une mesure *avant-arrière* consiste alors à faire la différence des écarts de fréquence relatifs obtenues selon le port d'alimentation utilisé en fonction de la position moyenne du jet (autrement dit, en sélectionnant la moitié avant ou la moitié arrière du jet). Cette sélection du port d'alimentation est nécessaire car dans cette direction, la qualité de l'équilibre des deux ports d'alimentation influence les gradients de phase. Nous considérons alors que seul l'influence de cet équilibre rentre en compte.

En supposant la sélection avant-arrière parfaite, les termes \bar{y}_2^1 et \bar{y}_2^2 sont supposés nuls. En conservant les hypothèses faites précédemment, $\bar{y}_1 = 0$ et \bar{y}_2 varie selon la sélection avant ou arrière. Ainsi, la troisième partie de l'expression (C.4) se simplifie pour donner une expression linéaire dépendant de ϕ_2^{1y} . Ce résultat semble en accord avec les simulations de Monte-Carlo présentées dans le chapitre 4 (c.f. figure 4.12). En effet, sur cette figure nous observons que la variation de la fréquence relative de l'horloge est linéaire lors des simulations (autrement dit dans un cas où nous sommes sur que le jet est homogène et que la sélection géométrique est parfaite). Ce terme peut-être

estimé avec prudence en réalisant une mesure avant-arrière en alimentant la cavité par un seul de ses deux ports d'alimentation (c.f. chapitre 4). La même estimation peut aussi être réalisée en alimentant la cavité par ses deux ports. De plus, en tournant la cavité de 180° , il est possible, avec les mêmes méthodes, de donner une estimation du terme ϕ_1^{1y} .

C.3 Conclusion

Ce premier modèle analytique nous permet d'avoir une compréhension plus précise des gradients de phase dans la cavité ainsi que de l'influence de plusieurs paramètres tel que l'homogénéité du jet ou la qualité de la sélection géométrique du jet. Il montre aussi que les trois mesures de *end-to-end*, *gauche-droite* et *avant-arrière* peuvent servir d'outils pour appréhender les déplacements de fréquence relatifs dus aux variations de phase dans les deux zones d'interaction. De plus, malgré certaines hypothèses fortes, ce modèle simple permet tout de même de donner un encadrement maximum aux déplacements de fréquence relatifs liés aux *DCPS* qui reste en accord avec les simulations de Monte-Carlo.

Bien entendu, de plus amples approfondissements sont à réaliser pour permettre une évaluation métrologique complète de l'impact des gradients dans FoCS-2, notamment en réalisant de nouvelles expériences avec des géométries particulières et en confirmant expérimentalement certaines hypothèses telles que l'homogénéité du jet et la précision de la sélection géométrique.

Annexe D

Equation de Bloch Magnétique

Cette annexe provient intégralement de la thèse de Laurent Devenoges. Elle présente brièvement les équations de Bloch magnétiques utilisées pour calculer les probabilités de transition du niveau $|F = 3\rangle$ au niveau $|F = 4\rangle$ de l'atome de césium 133 lorsque ce dernier est excité par un champ magnétique radiofréquence [33, 63]. Le vecteur de Bloch est défini par $\vec{b}(t) = (u, v, w)$ et ses composantes décrivent l'état interne de l'atome :

$$u(t) = \frac{1}{2}(\rho_{ba} + \rho_{ab}) \quad (\text{D.1})$$

$$v(t) = \frac{i}{2}(\rho_{ba} - \rho_{ab}) \quad (\text{D.2})$$

$$w(t) = \frac{1}{2}(\rho_{bb} - \rho_{aa}) \quad (\text{D.3})$$

$$(\text{D.4})$$

où ρ_{aa} , ρ_{ab} , ρ_{ba} et ρ_{bb} sont les différents éléments de la matrice densité des deux niveaux $|F = 3\rangle$ et $|F = 4\rangle$ du césium. Dès lors, u (respectivement v) est la composante du vecteur en phase (respectivement en quadrature) avec le champ magnétique oscillant et w représente la demi-différence de population entre les deux niveaux de l'atome. L'évolution de ce vecteur est donné par les équations :

$$\dot{u}(t) = \Delta\omega v(t) \quad (\text{D.5})$$

$$\dot{v}(t) = -\Delta\omega u(t) - b w(t) \quad (\text{D.6})$$

$$\dot{w}(t) = b v(t) \quad (\text{D.7})$$

où $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ est le désaccord entre la pulsation ω du champ RF et la pulsation ω_0 de la transition d'horloge de l'atome de césium 133, et $b = \frac{\mu_B B_{\text{RF}}}{\hbar}$ est la fréquence de Rabi magnétique. En utilisant le formalisme de l'algèbre linéaire, les équations de Bloch peuvent alors s'écrire sous la forme :

$$\frac{d\vec{b}(t)}{dt} = M(\Omega_c, \phi, \Omega_0, t) \cdot \vec{b}(t) \quad (\text{D.8})$$

avec la matrice d'interaction M donnée par :

$$M = \begin{pmatrix} 0 & \Delta\omega & 0 \\ -\Delta\omega & 0 & -b \\ 0 & b & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{D.9})$$

La solution du système s'écrit :

$$\vec{b}(t) = e^{Mt} \vec{b}_0 \quad (\text{D.10})$$

où $\vec{b}(t_0) = b_0$ est le vecteur de Bloch qui décrit les degrés de liberté internes de l'atome avant l'interaction. En utilisant la matrice M , nous pouvons montrer que :

$$M^3 = -\Omega^2 M \quad (\text{D.11})$$

avec $\Omega^2 = b^2 + (\Delta\omega)^2$. Dans ce cas, l'exponentielle e^{Mt} peut s'écrire sous forme de développement limité selon :

$$e^{Mt} = 1 + \frac{M}{\Omega} \sin(\Omega t) + \frac{M^2}{\Omega^2} (1 - \cos(\Omega t)) \quad (\text{D.12})$$

Finalement, l'évolution de l'état interne initial $b_0 = (u_0, v_0, w_0)$ de l'atome est décrit avec :

$$\begin{pmatrix} u(t) \\ v(t) \\ w(t) \end{pmatrix} = \left(1 + \frac{M}{\Omega} \sin(\Omega t) + \frac{M^2}{\Omega^2} (1 - \cos(\Omega t)) \right) \begin{pmatrix} u_0 \\ v_0 \\ w_0 \end{pmatrix} \quad (\text{D.13})$$

Interrogation de Ramsey

Lorsque l'atome traverse une cavité de Ramsey, le vecteur de Bloch après interrogation se calcule avec :

$$\vec{b}_{\text{Ramsey}} = e^{M_3 \tau} e^{M_2 T} e^{M_1 \tau} \vec{b}_0 \quad (\text{D.14})$$

où $e^{M_1 \tau} = e^{M_3 \tau}$ représentent les deux interrogations micro-ondes pendant le temps de transit dans la cavité τ et $e^{M_2 T}$ décrit l'évolution libre des atomes ($b = 0$) pendant le temps de vol T . Dans ces conditions, les éléments de la matrice décrivant l'interaction totale sont relativement compliqués et nous prions le lecteur de se référer à la thèse d'Alain Joyet [63] pour obtenir leurs valeurs.

Probabilité de transition

Lorsque les cohérences micro-ondes sont initialement nulles ($u_0 = v_0 = 0$), la probabilité de transition de la population initiale à l'état final se calcule avec :

$$P = \frac{1}{2} + w_f \quad (\text{D.15})$$

où w_f est la troisième composante du vecteur \vec{b}_f . Bien qu'il soit possible de calculer de manière complète l'inversion de population à la sortie de la cavité de Ramsey à l'aide de l'équation D.14 et des éléments de matrice donnés dans [63], nous exposons ici le résultat dans les conditions limites pour lesquelles la fréquence de la cavité est proche de la résonance atomique $\Delta\omega \ll b$ et la longueur des zones d'interactions est faible, comparée à la région d'évolution libre $\tau/T \ll 1$:

$$P = \frac{1}{2} \sin^2(b\tau)(1 + \cos(\Delta\omega T)) \quad (\text{D.16})$$

Dans ce cas, nous remarquons que l'amplitude de l'inversion de population d'une interrogation de Ramsey est maximale lorsque la puissance de la micro-onde est ajustée de telle manière à ce que $b\tau = \pi/2$ (pulse $\pi/2$) et minimale lorsque la puissance micro-onde vaut $b\tau = \pi$ (pulse π).

Annexe E

Alimentation par fibre optique de la cavité micro-onde

Comme nous l'avions évoquée dans le chapitre 3, la possibilité d'alimenter la cavité micro-onde sans utiliser de câbles coaxiaux est en cours d'étude. Des mesures préliminaires ont été effectuées et présentées lors de la conférence EFTF 2014 à Denver. Nous avons poursuivi l'étude en recrutant une étudiante en master de l'EPFL. Cette annexe a pour objectif de donner une vision globale des travaux effectués.

Pour éviter la propagation d'un signal électromagnétique perturbateur sur les câbles coaxiaux reliés à la cavité micro-onde et ainsi supprimer toutes les sources de fuites micro-ondes liées à cet effet nous avons étudié la possibilité de créer un système de transport de radio-fréquence par voie optique.

Le système se compose d'un laser continu (1550 nm) couplé à une fibre optique. Le signal optique continu est modulé en amplitude à la fréquence de 9,192 631 770 GHz par un Modulateur Mach-Zehnder (MZM). Le signal lumineux modulé est ensuite converti opto-électriquement par une photodiode rapide.

En supposant une variation linéaire de la phase sur le temps de vol des atomes telle que $\Delta\phi(t) = \alpha t$, la pente α du signal micro-onde ne doit pas excéder $6 \mu\text{rad/s}$ pour ne pas introduire de déplacement de fréquence relative supérieur à 10^{-16} . Un système d'asservissement de la phase a été mis en place afin de stabiliser la phase. Ce système est présenté figure E.1.

La figure E.2 présente les résultats de mesures d'asservissement du signal. La figure E.2-(a) présente la variation de la phase du signal qui sera injecté dans la cavité micro-onde. Nous observons alors que la pente de la phase $\alpha = 2,5 \times 10^{-7} \text{ rad/s}$ est inférieure à la contrainte imposée de $\alpha < 6 \mu\text{rad/s}$. Cette contrainte assure que le signal d'interrogation n'induirait pas de déplacement de fréquence supérieur à 1×10^{-16} . La figure E.2-(b) présente la variation de la phase du signal utilisé pour asservir la phase du signal envoyé à la cavité. De sorte à éviter qu'une perturbation externe au système (d'ordre

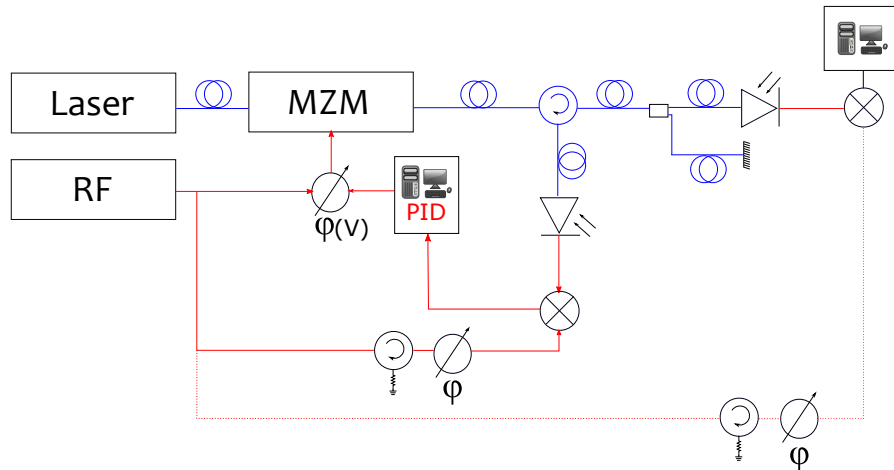


FIGURE E.1 : Montage utilisé pour la stabilisation de la phase. Le signal lumineux modulé par le MZM entre dans le port 1 du circulateur et ressort par le port 2. Il est ensuite divisé en deux parties : une première qui est destinée à l'alimentation de la cavité et qui est convertie opto-électriquement par la photodiode rapide ainsi qu'une seconde qui est réfléchiée par un miroir, retourne dans le circulateur et qui subit aussi une conversion opto-électrique. Ce signal est ensuite mixé avec un signal de même fréquence pour en extraire la phase. Cette phase est envoyée au PID et le signal d'erreur du PID va contrôler un déphaseur en sortie du MZM afin de corriger les fluctuations de phase.

thermique ou mécanique) ne vienne perturber l'asservissement, il faudrait diminuer au maximum la longueur de la fibre entre la sortie du circulateur et la cavité ainsi qu'installer un revêtement semi-réfléchissant sur la photodiode installée sur la cavité micro-onde (c.f. E.1). Ainsi, à l'inverse de la situation actuelle où le signal est asservi dans un bras différent à celui envoyé sur la cavité, il sera possible d'asservir le signal sur l'ensemble de son trajet. La figure E.2-(c) montre la sortie du PID. Nous pouvons notamment observer que si la fibre est chauffée, le PID réagit pour compenser la perturbation.

Ce montage permet de réaliser une modulation carrée de la phase de sorte à pouvoir interroger les atomes dans la cavité. La réponse de la photodiode a été mesurée et est de l'ordre de 100 ns lorsque la phase effectue un saut de 90° .

Des premières mesures préliminaires avec ce dispositif expérimental ont été faites sur la fontaine continue FoCS-2. Ces mesures avaient notamment pour objectif de s'assurer que la photodiode pouvait fournir un signal suffisamment puissant pour réaliser une interrogation $\pi/2$. La figure E.3 illustre schématiquement l'installation du système optique sur la fontaine. Dans ce cas, les câbles coaxiaux connectés à la cavité sont toujours installés. Le système optique est connecté à l'un des deux ports de la traversé rotative dans le dôme d'alimentation. L'autre port est quant à lui terminé par une résistance de 50Ω . Précisons aussi que dans cette série d'expériences la photodiode était alimentée par une tension de 0,4 V. Cette tension, nécessaire pour assurer

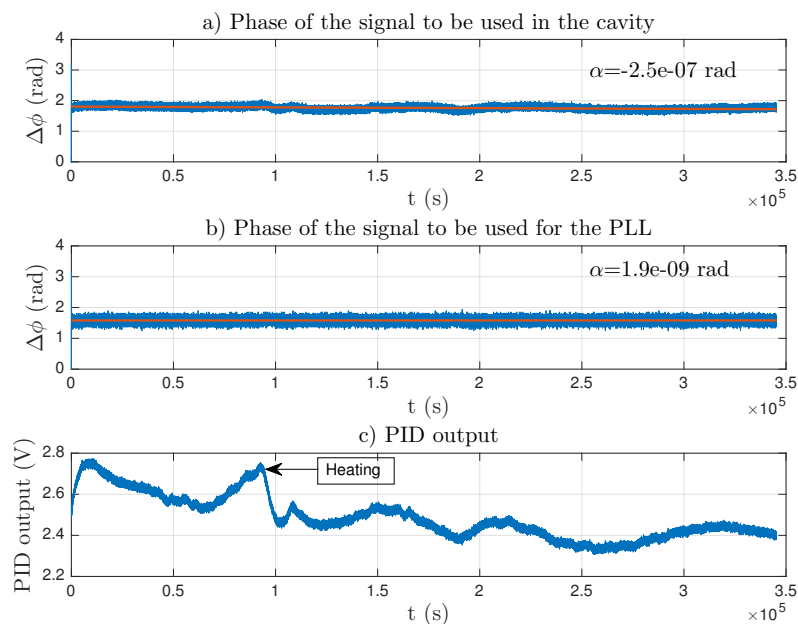


FIGURE E.2 : (a) : Phase du signal injecté dans la cavité micro-onde. La variation de la phase est en dessous de la contrainte de $6 \mu\text{rad/s}$. (b) : Phase du signal qui sert à asservir la phase du signal injecté dans la cavité. (c) : Sortie du PID. Nous observons que suite à une augmentation volontaire et localisée de la température d'une partie de la fibre, le PID va travailler plus intensément pour compenser la perturbation.

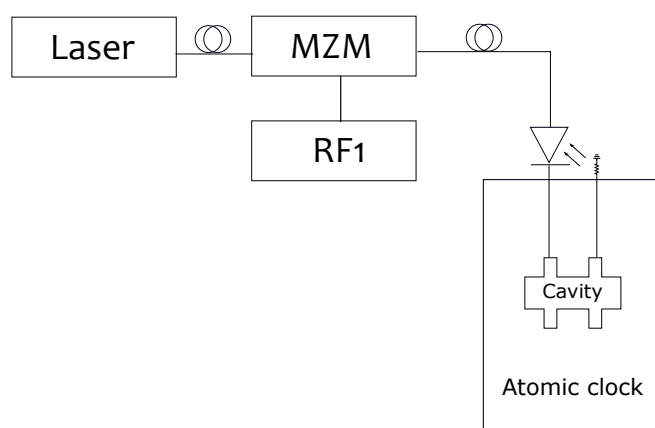


FIGURE E.3 : Présentation simplifiée du dispositif installé sur FoCS-2. Dans ce cas la cavité n'est alimentée que par une seul des deux bras. Précisons qu'ici les câbles coaxiaux sont encore installés sur la cavité. Le système optique est installé sur la traversé rotative dans le dôme d'alimentation.

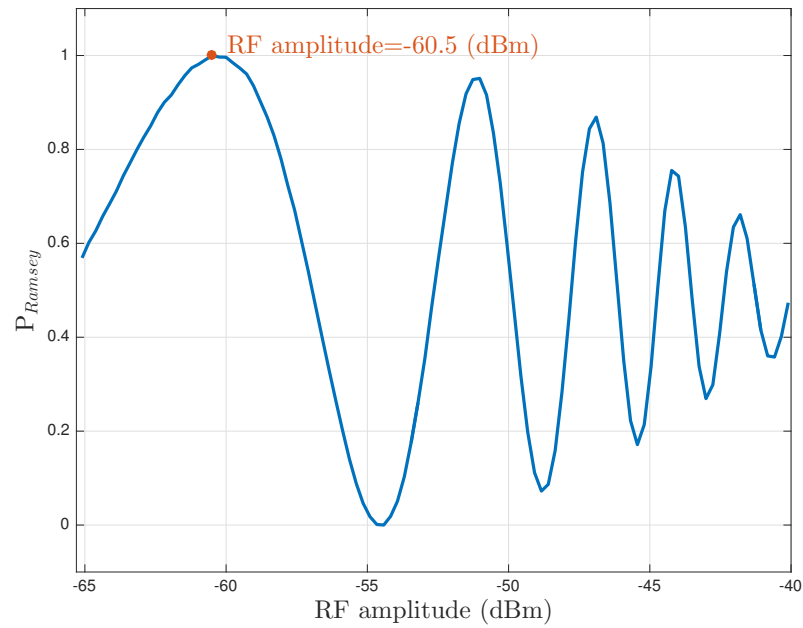


FIGURE E.4 : Oscillations de Rabi avec le montage présenté figure E.3.

une puissance suffisante ($n\pi/2$ où $n > 1$), peut toutefois être générée par une seconde photodiode installée sur la première afin de pouvoir s'affranchir de tout câble métallique dans l'enceinte sous vide de la fontaine. La figure E.4 présente une mesure des oscillations de Rabi tandis que la figure E.5 présente les franges de Ramsey effectuées par le montage présenté dans la figure E.3. Enfin, la figure E.6 présente une comparaison entre deux variances Allan obtenues par deux mesures : une lorsque la fontaine fonctionne avec le système standard et une seconde lorsque le système optique est installé.

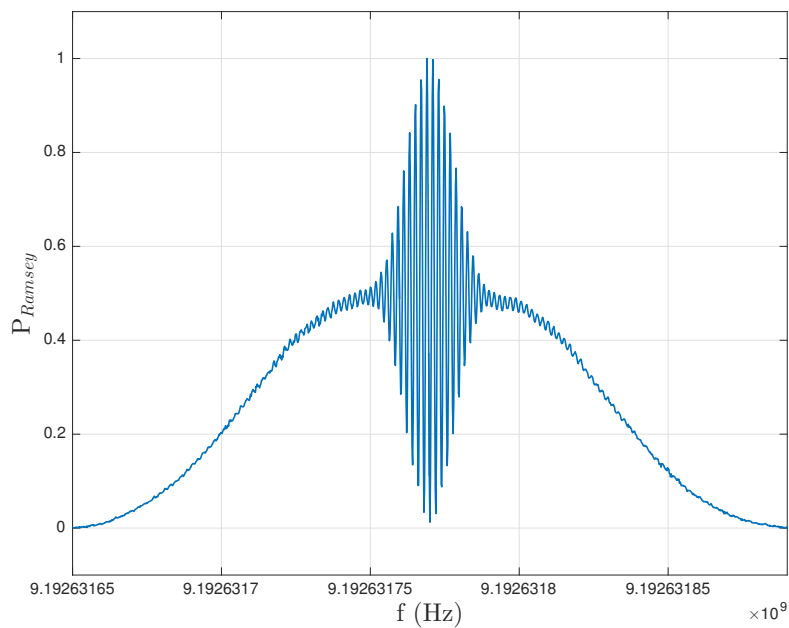


FIGURE E.5 : Franges de Ramsey avec le montage présenté figure E.3.

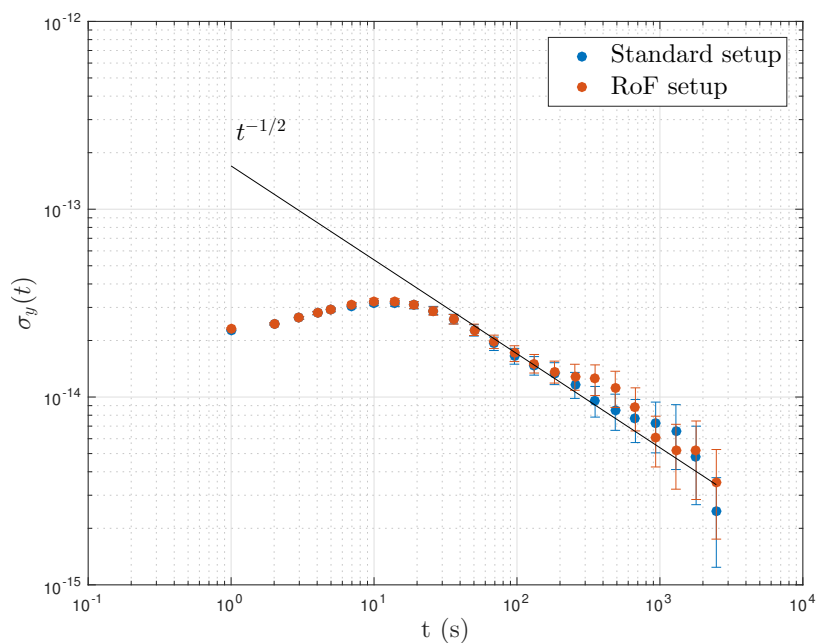


FIGURE E.6 : Comparaison entre deux variances Allan. Une quand la fontaine utilise la configuration standard (bleu), une autre quand le système optique est installé (rouge). Les deux mesures, réalisées le même jour, sont très similaires et ont bien une variation en $\tau^{-1/2}$.

Annexe F

Publications et conférences

Les résultats obtenus durant ce travail de doctorat ont été, pour la plupart, présentés en conférence ou soumis à publication. Cette annexe présente alors une liste complète des conférences et publications qui y sont associées.

Publications

- [143] L. Devenoges, G. Di Domenico, A. Jallageas, M. Petersen, L.-G. Bernier, J. Morel, and P. Thomann. Design and Realization of a Low Phase Gradient Microwave Cavity for a Continuous Atomic Fountain Clock *Proc. of the International Frequency Control Symposium (IFCS) and the European Frequency and Time Forum (EFTF), 2013 Joint Conference of the IEEE International*, 21-25 July, 2013, Prague, Czech Republic, (2013).
- [144] A. Jallageas, L. Devenoges, M. Petersen, J. Morel, L.-G. Bernier, P. Thomann and T. SÜdmeyer. Status and prospect of the Swiss Continuous Cs fountain FoCS-2 *Journal of Physics : Conference Series* **723** (2016).
- [109] A. Jallageas, L. Devenoges, M. Petersen, J. Morel, L.-G. Bernier, P. Thomann and T. SÜdmeyer. First uncertainty evaluation of the FoCS-2 primary frequency standard. Soumis à Metrologia en Décembre 2016.
- [110] L. Devenoges, G. Di Domenico, A. Stefanov, A. Jallageas, J. Morel, T. SÜdmeyer and P. Thomann. Measurement of the magnetic field profile in the atomic fountain clock FoCS-2 using Zeeman spectroscopy. Soumis à Metrologia en Février 2017 et accepté pour publication en Mars 2017.

Conférences

1. *EFTF 2013* : 27th European Frequency and Time Forum, Prague, République Tchèque, Juillet 2013. Nous avons présenté un poster sur la cavité micro-onde intitulé : *Design and realization of a low gradient*

- microwave cavity for a continuous atomic fountain clock* (L. Devenoges, G. Di Domenico, A. Jallageas, A. Stefanov, P. Thomann, L.-G. Bernier et J. Morel).
2. *EFTF 2014* : 28th European Frequency and Time Forum, Neuchâtel, Suisse, Juin 2014. Nous avons présenté un poster sur le comportement du champ magnétique ainsi que l'impact des fuites micro-ondes dans FoCS-2 : *Evaluation of microwave leakage and magnetic field inhomogeneity in the continuous fountain atomic clock FoCS-2* (A. Jallageas, L. Devenoges, M. Petersen, L.-G. Bernier, P. Thomann, T. Südmeyer et J. Morel).
 3. *SPS 2014* : Annual meeting of the Swiss Physical Society, Fribourg, Suisse, Juin 2014. Nous avons présenté un poster sur le comportement du champ magnétique ainsi que l'impact des fuites micro-ondes dans FoCS-2 : *Evaluation of microwave leakage and magnetic field inhomogeneity in the continuous fountain atomic clock FoCS-2* (A. Jallageas, L. Devenoges, M. Petersen, L.-G. Bernier, P. Thomann, T. Südmeyer et J. Morel).
 4. *EFTF 2015* : 29th European Frequency and Time Forum, Denver, USA, Avril 2015. Nous avons présenté un poster sur l'étude du déplacement de fréquence dû aux fuites micro-ondes dans FoCS-2 ainsi que les premiers résultats d'expériences sur la transport de signaux micro-ondes par voie optique : *Studies of electromagnetic frequency shift on FoCS-2* (A. Jallageas, L. Devenoges, M. Petersen, L.-G. Bernier, P. Thomann, T. Südmeyer et J. Morel).
 5. *FSM 2015* : 8th Symposium on Frequency Standards and Metrology, Potsdam, Allemagne, Octobre 2015. Nous avons présenté un poster sur l'état actuel de FoCS-2 ainsi qu'un premier budget d'incertitude : *Status and prospect of the Swiss Continuous CS fountain FoCS-2* (A. Jallageas, L. Devenoges, M. Petersen, J. Morel, L.-G. Bernier, P. Thomann et T. Südmeyer).
 6. *EFTF 2016* : 30th European Frequency and Time Forum, York, Angleterre, Avril 2016. Nous avons fait une présentation oral sur l'état actuel de FoCS-2 ainsi qu'un premier budget d'incertitude incluant les premiers résultats de l'étude sur les gradients de phase dans la : *First uncertainty evaluation of the FoCS-2 primary frequency standard* (A. Jallageas, L. Devenoges, M. Petersen, L.-G. Bernier, J. Morel, P. Thomann et T. Südmeyer).
 7. *SPS 2016* : Annual meeting of the Swiss Physical Society, Luzerne, Suisse, Août 2016. Nous avons fait une présentation oral sur l'état actuel de FoCS-2 ainsi qu'un premier budget d'incertitude incluant les premiers résultats de l'étude sur les gradients de phase dans la : *First uncertainty evaluation of the FoCS-2 primary frequency standard*

(A. Jallageas, L. Devenoges, M. Petersen, L.-G. Bernier, J. Morel, P. Thomann et T. Südmeyer).

Bibliographie

- [1] Conférence générale des poids et mesures. Comptes rendus des séances de la Treizième conférence générale des poids et mesures. Technical report, Bureau International des Poids et Mesures, 1969.
- [2] E. F. Arias and B. Guinot. Coordinated Universal Time UTC : Historical Background and Perspectives. Technical Report January 1955, Bureau International des Poids et Mesures, 2004.
- [3] C. Thomas and J. Azoubib. TAI computation : study of an alternative choice for implementing an upper limit of clock weights. *Metrologia*, 33(3) :227–240, 1996.
- [4] BIPM. Establishment of International Atomic Time and of Coordinated Universal Time. Technical Report July, Bureau International des Poids et Mesures, 2013.
- [5] W. M. Itano, L. L. Lewis, and D. J. Wineland. Shift of $2S_{1/2}$ hyperfine splittings due to blackbody radiation. *Phys. Rev. A*, 25(2) :1233–1235, 1982.
- [6] E. Simon, Ph. Laurent, and A. Clairon. Measurement of the Stark shift of the Cs hyperfine splitting in an atomic fountain. *Phys. Rev. A*, 57(1) :436–439, 1998.
- [7] M. Niering, R. Holzwarth, J. Reichert, P. Pokasov, Th. Udem, M. Weitz, T. W. Hänsch, P. Lemonde, G. Santarelli, M. Abgrall, Ph. Laurent, C. Salomon, and A. Clairon. Measurement of the Hydrogen $1S - 2S$ Transition Frequency by Phase Coherent Comparison with a Microwave Cesium Fountain Clock. *Phys. Rev. Lett.*, 84(24) :5496–5499, 2000.
- [8] J. Guéna, M. Abgrall, D. Rovera, Ph. Laurent, B. Chupin, M. Lours, G. Santarelli, P. Rosenbusch, M. E. Tobar, R. Li, K. Gibble, A. Clairon, and S. Bize. Progress in atomic fountains at LNE-SYRTE. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 59(3) :391–409, 2012.
- [9] M. Gharavipour, C. Affolderbach, S. Kang, T. Bandi, F. Gruet, M. Pelaton, and G. Miletì. High performance vapour-cell frequency standards. *J. Phys. Conf. Ser.*, 723(1) :012006, 2016.

- [10] J. Camparo. The rubidium atomic clock and basic research. *Phys. Today*, 60(11) :33–39, 2007.
- [11] L. De Sarlo, M. Favier, R. Tyumenev, and S. Bize. A mercury optical lattice clock at LNE-SYRTE. *J. Phys. Conf. Ser.*, 723(1) :012017, 2016.
- [12] H. Katori, M. Takamoto, V. G. Pal’chikov, and V. D. Ovsiannikov. Ultrastable Optical Clock with Neutral Atoms in an Engineered Light Shift Trap. *Phys. Rev. Lett.*, 91(17) :173005, 2003.
- [13] N. Nemitz, T. Ohkubo, M. Takamoto, I. Ushijima, M. Das, N. Ohmae, and H. Katori. Frequency ratio of Yb and Sr clocks with 5×10^{-17} uncertainty at 150 seconds averaging time. *Nat. Photonics*, 10(4) :258–261, 2016.
- [14] N. Huntemann, C. Sanner, B. Lipphardt, Chr. Tamm, and E. Peik. Single-Ion Atomic Clock with 3×10^{-18} Systematic Uncertainty. *Phys. Rev. Lett.*, 116(6) :063001, 2016.
- [15] Y. Huang, H. Guan, P. Liu, W. Bian, L. Ma, K. Liang, T. Li, and K. Gao. Frequency Comparison of Two Ca+40 Optical Clocks with an Uncertainty at the 10^{-17} Level. *Phys. Rev. Lett.*, 116(1) :013001, 2016.
- [16] D. Kleppner, H. M. Goldenberg, and N. F. Ramsey. Theory of the Hydrogen Maser. *Phys. Rev.*, 126(2) :603–615, 1962.
- [17] L.-G. Bernier and G. Schaller. A new system for generation of UTC(CH). In PTTISAM, editor, *Proc. 43rd Annu. Precise Time Time Interval Syst. Appl. Meet.*, pages 153–162, Long Beach, 2011.
- [18] F. Fang, M. Li, P. Lin, W. Chen, N. Liu, Y. Lin, P. Wang, K. Liu, R. Suo, and T. Li. NIM5 Cs fountain clock and its evaluation. *Metrologia*, 52(4) :454–468, 2015.
- [19] T. P. Heavner, E. A. Donley, F. Levi, G. Costanzo, T. E. Parker, J. H. Shirley, N. Ashby, S. E. Barlow, and S. R. Jefferts. First accuracy evaluation of NIST-F2. *Metrologia*, 51(3) :174–182, 2014.
- [20] K. Szymaniec, S. E. Park, G. Marra, and W. Chałupczak. First accuracy evaluation of the NPL-CsF2 primary frequency standard. *Metrologia*, 47(4) :363–376, 2010.
- [21] V. Gerginov, N. Nemitz, S. Weyers, R. Schröder, D. Griebisch, and R. Wynands. Uncertainty evaluation of the caesium fountain clock PTB-CSF2. *Metrologia*, 47(1) :65–79, 2010.
- [22] A. N. Luiten, A. G. Mann, M. E. Costa, and D. G. Blair. Power stabilized cryogenic sapphire oscillator. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 44(2) :132–135, 1995.
- [23] A. G. Mann, C. Sheng, and A. N. Luiten. Cryogenic sapphire oscillator with exceptionally high frequency stability. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 50(2) :519–521, 2001.

- [24] S. Weyers, B. Lipphardt, and H. Schnatz. Reaching the quantum limit in a fountain clock using a microwave oscillator phase locked to an ultrastable laser. *Phys. Rev. A*, 79(3) :031803, 2009.
- [25] B. Lipphardt, V. Gerginov, and S. Weyers. Optical Stabilization of a Microwave Oscillator for Fountain Clock Interrogation. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 2017.
- [26] D. W. Allan. Statistics of atomic frequency standards. *Proc. IEEE*, 54(2) :221–230, 1966.
- [27] C. Audoin and B. Guinot. *Les fondements de la mesure du temps : comment les fréquences atomiques reglent le monde*. Masson, 1998.
- [28] D. A. Howe, D. W. Allan, and J. A. Barnes. Properties of Signal Sources and Measurement Methods. In *Thirty Fifth Annu. Freq. Control Symp.*, pages 669–716. IEEE, 1981.
- [29] D. W. Allan. Time and Frequency (Time-Domain) Characterization , Estimation , and Prediction of Precision Clocks and Oscillators. *IEEE Trans. Ultrason. Ferro electr. Freq. Control.*, 34(6) :647–654, 1987.
- [30] P. Thomann and A. Joyet. Instabilité de fréquence dans une fontaine continue. Technical report, LTF, Neuchâtel, 2010.
- [31] N. F. Ramsey. A New Molecular Beam Resonance Method. *Phys. Rev.*, 76(7) :996–996, 1949.
- [32] N. F. Ramsey. A molecular beam resonance method with separated oscillating fields. *Phys. Rev.*, 78(6) :695–699, 1950.
- [33] J. Vanier and C. Audoin. *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards*, volume 1-2. Adam Hilger, Bristol and Philadelphia, 1989.
- [34] C. Audoin. Caesium Beam Frequency Standards : Classical and Optically Pumped. *Metrologia*, 29(2) :113–134, 1992.
- [35] A. Bauch, B. Fischer, T. Heindorff, and R. Schröder. Some results and an estimate of the current uncertainty of the PTBs reconstructed primary clock CS1. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 48(2) :508–511, 1999.
- [36] H. S. Lee, S. H. Yang, J. O. Kim, Y. B. Kim, K. J. Baek, C.-H. Oh, and P. S. Kim. Frequency stability of an optically pumped caesium-beam frequency standard at the KRISS. *Metrologia*, 35(1) :25–31, 1998.
- [37] A. Makdissi and E. de Clercq. Evaluation of the accuracy of the optically pumped caesium beam primary frequency standard of BNM-LPTF. *Metrologia*, 38(5) :409–425, 2003.
- [38] A. Bauch, T. Heindorff, R. Schröder, and B. Fischer. The PTB primary clock CS3 : type B evaluation of its standard uncertainty. *Metrologia*, 33(3) :249–259, 1996.
- [39] S. Chu. Nobel Lecture : The manipulation of neutral particles. *Rev. Mod. Phys.*, 70(3) :685–706, 1998.

- [40] C. N. Cohen-Tannoudji. Nobel Lecture : Manipulating atoms with photons. *Rev. Mod. Phys.*, 70(3) :707–719, 1998.
- [41] W. D. Phillips. Nobel Lecture : Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rev. Mod. Phys.*, 70(3) :721–741, 1998.
- [42] C. N. Cohen-Tannoudji and W. D. Phillips. New Mechanisms for Laser Cooling. *Phys. Today*, 43(10) :33–40, 1990.
- [43] A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati, and W. D. Phillips. Ramsey resonance in a Zacharias fountain. *Europhys. Lett.*, 16(2) :165–170, 1994.
- [44] C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Phillips, A. Clairon, and S. Guellati. Laser Cooling of Cesium Atoms Below 3 μK . *Europhys. Lett.*, 12(8) :683–688, 1990.
- [45] F. Levi, D. Calonico, L. Lorini, and A. Godone. IEN-CsF1 primary frequency standard at INRIM : accuracy evaluation and TAI calibrations. *Metrologia*, 43(6) :545–555, 2006.
- [46] F. Levi, D. Calonico, C. E. Calosso, A. Godone, S. Micalizio, and G. A. Costanzo. Accuracy evaluation of ITCsF2 : a nitrogen cooled caesium fountain. *Metrologia*, 51(3) :270–284, 2014.
- [47] E. Tiesinga, B. J. Verhaar, H. T. C. Stoof, and D. van Bragt. Spin-exchange frequency shift in a cesium atomic fountain. *Phys. Rev. A*, 45(5) :R2671–R2673, 1992.
- [48] S. Ghezali, Ph. Laurent, S. N. Lea, and A. Clairon. An experimental study of the spin-exchange frequency shift in a laser-cooled cesium fountain frequency standard. *Europhys. Lett.*, 36(1) :25–30, 1996.
- [49] C. Fertig and K. Gibble. Measurement and cancellation of the cold collision frequency shift in an 87Rb fountain clock. *Phys. Rev. Lett.*, 85(8) :1622–1625, 2000.
- [50] K. Szymaniec, W. Chałupczak, E. Tiesinga, C. J. Williams, S. Weyers, and R. Wynands. Cancellation of the Collisional Frequency Shift in Caesium Fountain Clocks. *Phys. Rev. Lett.*, 98(15) :153002, 2007.
- [51] G. J. Dick. Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards. In *19th PTTI Appl. Plan. Mtg.*, pages 133–147, 1987.
- [52] G. J. Dick, J. D. Prestage, C. A. Greenhall, and L. Maleki. Local oscillator induced degradation of medium-term stability in passive atomic frequency standards. In *Proc. 22nd Precise Time Time Interval Meet.*, pages 487–508, 1990.
- [53] G. Santarelli. Theoretical description and experimental evaluation of the effect of the interrogation oscillator frequency noise on the stability of a pulsed atomic frequency standard. In *10th Int. Conf. Eur. Freq. Time*, volume 1996, pages 66–71. IEEE, 1996.

- [54] B. Lipphardt, G. Grosche, U. Sterr, Chr. Tamm, S. Weyers, and H. Schnatz. The stability of an optical clock laser transferred to the interrogation oscillator for a Cs fountain. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 58(4) :1258–1262, 2009.
- [55] J. Millo, M. Abgrall, M. Lours, E. M. L. English, H. Jiang, J. Guéna, A. Clairon, M. E. Tobar, S. Bize, Y. Le Coq, and G. Santarelli. Ultralow noise microwave generation with fiber-based optical frequency comb and application to atomic fountain clock. *Appl. Phys. Lett.*, 94(14) :141105, 2009.
- [56] A. G. Mann, G. Santarelli, S. Chang, A. N. Luiten, Ph. Laurent, C. Salomon, D. G. Blair, and A. Clairon. A high stability atomic fountain clock using a cryogenic sapphire interrogation oscillator. In *Proc. 1998 IEEE Int. Freq. Control Symp.*, pages 13–17. IEEE, 2002.
- [57] N. Sagna, G. Dudley, and P. Thomann. The capture process in spherical magneto-optical traps : experiment and 1D magnetic field models. *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.*, 28 :3213–3224, 1995.
- [58] G. Dudley, N. Sagna, P. Thomann, E. Aucouturier, E. Petit, and N. Dimarcq. Generation of a continuous beam of cold cesium atoms. In *Proc. 5th Symp. Freq. Stand. Metrol*, pages 121–126, 1995.
- [59] G. Dudley. *Contribution à la réalisation d'un étalon de fréquence primaire basé sur le refroidissement d'atomes par faisceaux laser*. PhD thesis, Université de Neuchâtel, 1996.
- [60] N. Sagna. *Refroidissement d'atomes de césium : étude expérimentale et théorique sur les caractérisations du piégeage*. PhD thesis, Neuchâtel, 1996.
- [61] P. Berthoud, E. Fretel, and P. Thomann. Bright, slow, and continuous beam of laser-cooled cesium atoms. *Phys. Rev. A*, 60(6) :4241–4244, 1999.
- [62] G. Dudley, G. Mileti, A. Joyet, E. Fretel, P. Berthoud, and P. Thomann. An alternative cold cesium frequency standard : the continuous fountain. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 47(2) :438–442, 2000.
- [63] A. Joyet. *Aspects métrologiques d'une fontaine continue à atomes froids*. PhD thesis, Neuchâtel, 2003.
- [64] A. Joyet, G. Di Domenico, P. Thomann, and G. Dudley. An alternative approach of primary frequency standard. In *Proc. 22th Euro. Freq. Time Forum*, Toulouse, 2008.
- [65] G. Di Domenico. *Collimation d'un jet continu d'atomes de césium par refroidissement laser*. PhD thesis, Neuchâtel, 2004.

- [66] N. Castagna, J. Guéna, M. D. Plimmer, and P. Thomann. A novel simplified two-dimensional magneto-optical trap as an intense source of slow cesium atoms. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 34 :21–30, 2006.
- [67] N. Castagna. *An intense, highly collimated continuous cesium fountain*. PhD thesis, Neuchâtel, 2006.
- [68] G. Di Domenico, L. Devenoges, A. Joyet, A. Stefanov, and P. Thomann. Uncertainty evaluation of the continuous cesium fountain frequency standard FOCS-2. In *Jt. Conf. IEEE Int. Freq. Control Eur. Freq. Time Forum Proc.*, pages 1–5, San Francisco, 2011.
- [69] L. Devenoges. *Evaluation métrologique de l'étalon primaire de fréquence à atomes froids de césium FoCS-2*. PhD thesis, Neuchâtel, 2012.
- [70] A. Joyet, G. Mileti, G. Dudle, and P. Thomann. Theoretical study of the Dick effect in a continuously operated Ramsey resonator. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 50(1) :150–156, 2001.
- [71] L. Devenoges, A. Stefanov, A. Joyet, P. Thomann, and G. Di Domenico. Improvement of the frequency stability below the Dick limit with a continuous atomic fountain clock. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 59(2) :211–216, 2012.
- [72] G. Santarelli, C. Audoin, A. Makdissi, Ph. Laurent, G. J. Dick, and A. Clairon. Frequency stability degradation of an oscillator slaved to a periodically interrogated atomic resonator. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 45(4) :887–894, 1998.
- [73] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller, and J. T. M. Walraven. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Phys. Rev. A*, 58(5) :3891–3895, 1998.
- [74] J. Schoser, A. Batär, R. Löw, V. Schweikhard, A. Grabowski, Yu. B. Ovchinnikov, and T. Pfau. Intense source of cold Rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 66(2) :023410, 2002.
- [75] P. Berthoud, A. Joyet, G. Dudle, N. Sagna, and P. Thomann. A continuous beam of slow, cold cesium atoms magnetically extracted from a 2D magneto-optical trap. *Europhys. Lett.*, 41(2) :141–146, 1998.
- [76] G. Dobrev, V. Gerginov, and S. Weyers. Loading of a fountain clock with an enhanced Low-Velocity Intense Source of atoms. *Phys. Rev. A*, 93(4) :043423, 2016.
- [77] J. Q. Huang, X. S. Yan, C. F. Wu, J. W. Zhang, Y. Y. Feng, and L. J. Wang. Intense source of cold cesium atoms based on a two-dimensional magneto-optical trap with independent axial cooling and pushing. *ArXiv*, 2015.
- [78] P. Berthoud. *Développement d'une source continue d'atomes de césium refroidis par laser*. PhD thesis, Neuchâtel, 2000.

- [79] G. Di Domenico, N. Castagna, M. D. Plimmer, P. Thomann, A. V. Taichenachev, and V. I. Yudin. On the Stability of Optical Lattices. *Laser Phys.*, 15(12) :1674–1679, 2005.
- [80] G. Di Domenico, L. Devenoges, C. Dumas, and P. Thomann. Combined quantum-state preparation and laser cooling of a continuous beam of cold atoms. *Phys. Rev. A*, 82(5) :053417, 2010.
- [81] F. Füzési, A. Jornod, P. Thomann, M. D. Plimmer, G. Dudle, R. Moser, L. Sache, and H. Bleuler. An electrostatic glass actuator for ultrahigh vacuum : A rotating light trap for continuous beams of laser-cooled atoms. *Rev. Sci. Instrum.*, 78(10) :103–109, 2007.
- [82] L. Devenoges, L.-G. Bernier, J. Morel, G. Di Domenico, A. Jallageas, M. Petersen, and P. Thomann. POSTER - Design and realization of a low phase gradient microwave cavity for a continuous atomic fountain clock. Technical report, Laboratoire Temps-Fréquence, Neuchâtel, 2013.
- [83] A. Khursheed, G. Vecchi, and A. De Marchi. Spatial variations of field polarization and phase in microwave cavities : application to the cesium fountain cavity. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 43(2) :201–210, 1996.
- [84] R. Li and K. Gibble. Evaluating and Minimizing Distributed Cavity Phase Errors in Atomic Clocks. *Metrologia*, 47 :534–551, 2010.
- [85] C. Audoin, V. Giordano, N. Dimarcq, P. Cerez, P. Petit, and G. Théobald. Properties of an optically pumped cesium-beam frequency standard with Phase = π between the two oscillatory fields. *IEEE Trans. Ultrason. Ferro electr. Freq. Control.*, 43(4) :515–520, 1994.
- [86] S. Guérandel, V. Hermann, R. Barillet, P. Cerez, G. Théobald, C. Audoin, L. Chassagne, C. Sallot, and J. Delporte. Operation of a compact cesium beam tube : how to improve the stability towards the 10-12t-1/2 level. In *IEEE Int. Freq. Control Symp. PDA Exhib.*, pages 480–483, New Orleans, 2002.
- [87] S. Guerandel, E. de Clercq, R. Barillet, and C. Audoin. In-depth analysis of the frequency stability of optically pumped cesium beam frequency standards. In *IEEE Int. Freq. Control Symp. Jt. with 21st Eur. Freq. Time Forum*, pages 1050–1055, Geneva, 2007.
- [88] A. Hernandez, E. Martin, J. Margineda, and J. M. Zamarro. Resonant cavities for measuring the surface resistance of metals at X-band frequencies. *J. Phys. E.*, 19(3) :222–225, 1986.
- [89] L.-G. Bernier, G. Dudle, and C. Schlunegger. New Real Time UTC(CH) Generation Scheme at METAS : Recent Progress in Control and Calibration Methods. In *2007 IEEE Int. Freq. Control Symp. Jt. with 21st Eur. Freq. Time Forum*, pages 385–390, 2007.

- [90] B. Boussert, G. Theobald, P. C erez, and E. de Clercq. Frequency shifts in cesium beam clocks induced by microwave leakages. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 45(3) :728–738, 1998.
- [91] J. H. Shirley, F. Levi, T. P. Heavner, D. Calonico, D.-H. Yu, and S. R. Jefferts. Microwave leakage-induced frequency shifts in the primary frequency standards NIST-F1 and IEN-CSF1. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 53(12) :2376–2384, 2006.
- [92] S. Weyers, R. Schröder, and R. Wynands. Effects of microwave leakage in caesium clocks : theoretical and experimental. In *Proc. 20th Eur. Freq. Time Forum*, pages 173–180, Braunschweig, 2006.
- [93] BIPM. Uncertainty of measurement - Guide to the expression of uncertainty in measurement (GUM :1995) with minor corrections. Technical report, BIPM, Paris, 2008.
- [94] G. Santarelli, G. Governatori, D. Chambon, M. Lours, P. Rosenbusch, J. Guéna, F. Chapelet, S. Bize, M. E. Tobar, Ph. Laurent, T. Potier, and A. Clairon. Switching atomic fountain clock microwave interrogation signal and high-resolution phase measurements. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 56(7) :1319–1326, 2009.
- [95] J. H. Shirley. Some causes of resonant frequency shifts in atomic beam machines. I. Shifts due to other frequencies of excitation. *J. Appl. Phys.*, 34(4) :783–788, 1963.
- [96] J. H. Shirley, W. D. Lee, and R. E. Drullinger. Accuracy evaluation of the primary frequency standard NIST-7. *Metrologia*, 38(1) :427–458, 2001.
- [97] J. Wilhelm. *Elektromagnetische Vertr aglichkeit : (EMV)*. Expert-Verl, 1992.
- [98] N. Courjal and H. Porte. Method for measuring frequency chirping in external Mach-Zehnder modulators. In *Eur. Conf. Integr. Opt.*, pages 2–5, 2003.
- [99] C. E. Rogers III, J. L. Carini, J. A. Pechkis, and P. L. Gould. Characterization and compensation of the residual chirp in a Mach-Zehnder-type electro-optical intensity modulator. *Opt. Express*, 18(2) :1166, 2010.
- [100] M. Tr obs, S. Barke, J. Möbius, M. Engelbrecht, Th. Theeg, D. Kracht, B. Sheard, G. Heinzl, and K. Danzmann. Fiber modulators and fiber amplifiers for LISA. *J. Phys. Conf. Ser.*, 228 :012042, 2010.
- [101] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Appl. Phys. B Photophysics Laser Chem.*, 31(2) :97–105, 1983.
- [102] A. J. Seeds. Microwave photonics. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 50(3) :877–887, 2002.

-
- [103] D. Wake, C. R. Lima, and P. A. Davies. Optical generation of millimeter-wave signals for fiber-radio systems using a dual-mode DFB semiconductor laser. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 43(9) :2270–2276, 1995.
- [104] F. Kéfélian. *Corrélation du bruit de phase de lasers à réseau de Bragg par injection optique. Application à la génération et au transport sur fibre de signaux radiofréquence*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, 2005.
- [105] J. H. Shirley. Velocity distributions from the Fourier transforms of Ramsey line shapes. In *Proc. 43rd Annu. Symp. Freq. Control*, pages 162–167. IEEE, 1989.
- [106] A. Makdissi and E. de Clercq. A regularization approach for the determination of the time of flight distribution in the cesium beam standards. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 44(3) :637–642, 1997.
- [107] J. H. Shirley. Velocity distributions calculated from the Fourier transforms of Ramsey lineshapes. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 46(2) :117–121, 1997.
- [108] P. R. Bevington, D. K. Robinson, J. M. Blair, A. J. Mallinckrodt, and S. McKay. *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*. McGraw-Hill Higher Education, 1993.
- [109] A. Jallageas, L. Devenoges, M. Petersen, J. Morel, L.-G. Bernier, P. Thomann, and T. Südmeyer. First uncertainty evaluation of the FoCS-2 primary frequency standard. *to be Publ.*, 2017.
- [110] L. Devenoges, G. Di Domenico, A. Stefanov, A. Jallageas, J. Morel, T. Südmeyer, and P. Thomann. Measurement of the magnetic field profile in the atomic fountain clock FoCS-2 using Zeeman spectroscopy. *Accept. pour Publ. dans Metrol.*, 2017.
- [111] J. H. Shirley and S. R. Jefferts. Low frequency Majorana transitions and magnetic field inhomogeneity. In *IEEE Int. Freq. Control Symp. PDA Exhib. Jointly with 17th Eur. Freq. Time Forum, 2003. Proc. 2003*, pages 1072–1075, Tampa, 2003.
- [112] G. Di Domenico, L. Devenoges, A. Stefanov, A. Joyet, and P. Thomann. Fourier analysis of Ramsey fringes observed in a continuous atomic fountain for in situ magnetometry. *Eur. J. Phys. Phys.*, 56(110011) :1–10, 2011.
- [113] S. Bize, Y. Sortais, C. Mandache, A. Clairon, and C. Salomon. Cavity frequency pulling in cold atom fountains. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 50(2) :503–506, 2001.

- [114] J. Guéna, R. Li, K. Gibble, S. Bize, and A. Clairon. Evaluation of Doppler Shifts to Improve the Accuracy of Primary Atomic Fountain Clocks. *Phys. Rev. Lett.*, 106(13) :130801, 2011.
- [115] S. Weyers, V. Gerginov, N. Nemitz, R. Li, and K. Gibble. Distributed cavity phase frequency shifts of the caesium fountain PTB-CSF2. *Metrologia*, 49(1) :82–87, 2012.
- [116] K. Gibble. Ramsey spectroscopy, matter-wave interferometry, and the microwave-lensing frequency shift. *Phys. Rev. A*, 90(1) :015601, 2014.
- [117] S. R. Jefferts, T. P. Heavner, S. E. Barlow, and N. Ashby. Comment on “Ramsey spectroscopy, matter-wave interferometry, and the microwave-lensing frequency shift”. *Phys. Rev. A*, 91(6) :067601, 2015.
- [118] A. Joyet. Tirage par la cavité actif (dû aux atomes dans la cavité). Technical report, Laboratoire Temps-Fréquence, Neuchâtel, 2011.
- [119] R. Li, K. Gibble, and K. Szymaniec. Improved accuracy of the NPL-CsF2 primary frequency standard : evaluation of distributed cavity phase and microwave lensing frequency shifts. *Metrologia*, 48(5) :283, 2011.
- [120] R. Li and K. Gibble. Distributed cavity phase and the associated power dependence. In *Proc. 2005 IEEE Int. Freq. Control Symp. Expo. 2005.*, pages 99–104. IEEE, 2005.
- [121] K. Szymaniec, W. Chalupczak, S. Weyers, and R. Wynands. Prospects of operating a caesium fountain clock at zero collisional frequency shift. *Appl. Phys. B*, 89(2) :187–193, 2007.
- [122] Y. Sortais, S. Bize, C. Nicolas, A. Clairon, and C. Salomon. Cold Collision Frequency Shifts in a Rb atomic fountain. *Phys. Rev. Lett.*, 85(15) :3117–3120, 2000.
- [123] E. Majorana. Atomic orientati in campo magnetico variabile. *Nuovo Cim.*, pages 44–50, 1932.
- [124] A. Bauch and T. Heindorff. Experimental Studies on Majorana Transitions in a Cs Atomic Beam Frequency Standard. In *39th Annu. Symp. Freq. Control*, pages 8–12. IEEE, 1985.
- [125] R. Wynands, R. Schröder, and S. Weyers. Majorana transitions in an atomic fountain clock. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 56(2) :660–663, 2007.
- [126] A. Joyet. Résumé de l’estimation du Rabi pulling dû aux transitions $m=1$. Technical report, Laboratoire Temps-Fréquence, Neuchâtel, 2011.
- [127] H. S. Lee, T. Y. Kwon, H.-S. Kang, Y.-H. Park, C.-H. Oh, S. E. Park, H. Cho, and V. G. Minogin. Comparison of the Rabi and Ramsey pulling in an optically pumped caesium-beam standard. *Metrologia*, 40(5) :224–231, 2003.

- [128] V. Gerginov, N. Nemitz, and S. Weyers. Initial atomic coherences and Ramsey frequency pulling in fountain clocks. *Phys. Rev. A*, 90(3) :033829, 2014.
- [129] G. Petit and P. Wolf. Relativistic theory for time comparisons : a review. *Metrologia*, 42(3) :138–144, 2005.
- [130] M. Petersen. Note concerning the gravitational red shift on FoCS2. Technical report, LTF, Neuchâtel, 2015.
- [131] BIPM. Practical realization of the definition of the unit of time. Technical report, BIPM, Paris, 2013.
- [132] A. Bauch, B. Fischer, T. Heindorff, and R. Schröder. Performance of the PTB reconstructed primary clock CS1 and an estimate of its current uncertainty. *Metrologia*, 35(6) :829–845, 1998.
- [133] R. Augustin, A. Bauch, and R. Schröder. Shift of the caesium hyperfine transition frequency due to blackbody radiation experimental verification and related studies. In *11th Eur. Freq. Time Forum*, pages 47–52, Neuchâtel, 1997.
- [134] J.-L. Robyr, P. Knowles, and A. Weis. CPT-pump-probe measurement of the Cs clock transition DC Stark shift. In *Freq. Control Eur. Freq. Time Forum 2011 Jt. Conf. IEEE Int.*, pages 1–4, San Francisco, 2011.
- [135] P. Rosenbusch, S. Zhang, and A. Clairon. Blackbody radiation shift in primary frequency standards. In *Proc. IEEE Int. Freq. Control Symp. 21st Eur. Freq. Time Forum*, pages 1060–1063, Geneva, 2007.
- [136] E. J. Angstrom, V. A. Dzuba, and V. V. Flambaum. Frequency shift of hyperfine transitions due to blackbody radiation. *Phys. Rev. A*, 74(2) :023405, 2006.
- [137] C. Audoin, M. Jardino, L. S. Cutler, and R. F. Lacey. Frequency Offset Due to Spectral Impurities in Cesium-Beam Frequency Standards. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 27(4) :325–329, 1978.
- [138] F. Levi, J. H. Shirley, T. P. Heavner, D.-H. Yu, and S. R. Jefferts. Power dependence of the frequency bias caused by spurious components in the microwave spectrum in atomic fountains. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 53(9) :1584–1589, 2006.
- [139] P. Peterman, K. Gibble, Ph. Laurent, and C. Salomon. Microwave lensing frequency shift of the PHARAO laser-cooled microgravity atomic clock. *Metrologia*, 53(2) :899–907, 2016.
- [140] Kurt Gibble. Scattering of Cold-Atom Coherences by Hot Atoms : Frequency Shifts from Background-Gas Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 110(18) :180802, 2013.
- [141] J. H. Shirley, W. D. Lee, G. D. Rovera, and R. E. Drullinger. Rabi pedestal shifts as a diagnostic tool in primary frequency standards. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 44(2) :136–139, 1995.

-
- [142] L. S. Cutler, C. A. Flory, R. P. Giffard, and A. De Marchi. Frequency pulling by hyperfine sigma transitions in cesium beam atomic frequency standards. *J. Appl. Phys.*, 69(5) :2780–2792, 1991.
- [143] L. Devenoges, G. Di Domenico, A. Jallageas, M. Petersen, L.-G. Bernier, P. Thomann, and J. Morel. Design and Realization of a Low Phase Gradient Microwave Cavity for a Continuous Atomic Fountain Clock. In *Eur. Freq. Time Forum 2013*, 2013.
- [144] A. Jallageas, L. Devenoges, M. Petersen, J. Morel, L.-G. Bernier, P. Thomann, and T. Südmeyer. Status and prospect of the Swiss continuous Cs fountain FoCS-2. *J. Phys. Conf. Ser.*, 723 :012010, 2016.