



HAL
open science

Études d'effets systématiques au niveau de 10^{-1} sur des horloges à réseau optique strontium et applications métrologiques

Yannick Foucault

► **To cite this version:**

Yannick Foucault. Études d'effets systématiques au niveau de 10^{-1} sur des horloges à réseau optique strontium et applications métrologiques. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris sciences et lettres, 2022. Français. NNT : 2022UPSLO018 . tel-04513196

HAL Id: tel-04513196

<https://theses.hal.science/tel-04513196>

Submitted on 20 Mar 2024

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PSL

Préparée à l'Observatoire de Paris

**Étude d'effets systématiques sur une horloge à réseau
optique au strontium pour des acquisitions de 10^{-18}
d'inexactitude**

Soutenue par

Yannick FOUCAULT

Le 19 décembre 2022

École doctorale n°564

Physique en Île de France

Spécialité

**Physique (milieux dilués et
optique)**

Composition du jury :

Marie-Christine ANGININ Professeur des universités, Observa- toire de Paris - Sorbonne Université	<i>Présidente</i>
François BONDU Directeur de recherche, Institut Foton	<i>Rapporteur</i>
Andrea BERTOLDI Ingénieur de recherche, LP2N	<i>Rapporteur</i>
Clément LACROUTE Chargé de recherche, FEMTO-ST	<i>Examineur</i>
Sébastien BIZE Directeur de recherche, LNE-SYRTE	<i>Directeur</i>
Jérôme LODEWYCK Chargé de recherche, LNE-SYRTE	<i>Invité</i>

Table des matières

Introduction	6
1 Les horloges atomiques	6
1.1 Évolution de la métrologie des temps et fréquences vers les références atomiques	7
1.2 Intérêts et applications des horloges optiques	8
1.3 Facteurs de mérite d'une horloge	9
i. Exactitude	9
ii. Stabilité	10
2 Les horloges optiques	10
2.1 Transition vers le domaine optique	11
2.2 Relativité du référentiel de mesure	11
2.3 Sources d'inexactitude sur la spectroscopie optique	12
i. Interactions entre les atomes et le champ de piégeage	12
ii. Interactions avec les champs électromagnétiques environnementaux	12
iii. Collisions atomiques	13
I Principe de fonctionnement des horloges à réseau optique au strontium 87	14
I.1 Structure atomique de l'atome de strontium 87 de référence	14
I.2 Spectroscopie de la transition d'horloge	16
I.2.1 Interrogation d'atomes libres	16
I.2.2 Interrogation d'atomes dans le régime de Lamb-Dicke	17
i. Réalisation expérimentale du confinement par un réseau optique	18
I.3 Description de la séquence d'horloge	19
I.3.1 Production du jet atomique de strontium 87	19
i. Asservissement en fréquence d'un esclave pour le faisceau du ralentisseur Zeeman	20
ii. Remplacement des optiques libres par des optiques fibrées	21
I.3.2 Chargement des atomes dans le réseau optique	22
i. Protocole de chargement	22
ii. Production et distribution d'un faisceau à 461 nm	22
I.3.3 Transfert des atomes vers le réseau optique et préparation atomique	26
i. Distribution fibrée des drains et repompeurs	26
ii. Refroidissement sub-Doppler des atomes dans le réseau optique	28
iii. Pompage optique vers les sous-niveaux Zeeman extrémaux	29
I.3.4 Interrogation de l'ensemble atomique par le laser d'horloge	29
i. Cavité ultrastable et distribution d'horloge	29
ii. Protocole d'interrogation d'horloge	29
I.3.5 Détection de l'état de l'ensemble atomique soumis au laser d'horloge	30
I.3.6 Intégration d'horloge	30
I.4 Vers un système plus robuste et autonome	31

II Effets systématiques	32
II.1 Protocoles d'investigation des effets systématiques et d'automatisation	32
II.1.1 Protocole d'investigation	32
II.1.2 Vers une automatisation des mesures d'effets systématiques	33
II.2 Bilan d'inexactitude des horloges en place	33
II.2.1 Déplacement dû au rayonnement du corps noir de l'environnement thermique	34
II.2.2 Déplacement induit par les collisions avec les atomes du gaz résiduel	34
II.2.3 AOM phase chirp	35
II.2.4 Déplacement dû au spectre du réseau optique	36
II.2.5 Déplacement dû à la densité d'atomes dans le réseau	36
II.2.6 Déplacement par traction de la transition d'horloge (line pulling)	38
II.2.7 Déplacement dû aux interactions avec les charges statiques	38
II.2.8 Déplacement lumineux dû au laser d'horloge	39
II.2.9 Déplacement par décalage gravitationnel vers le rouge	39
II.3 Déplacement par effet Zeeman	39
II.3.1 Modèle quadratique du déplacement de fréquence	40
i. Déplacement linéaire	41
ii. Déplacement quadratique	41
II.3.2 Correction des effets Zeeman linéaire et quadratique	41
i. Protocole d'interrogation d'horloge	41
ii. Correction des déplacements Zeeman	42
II.3.3 Incertitude de la correction	43
i. Calibration du ratio des effets linéaire et quadratique par mesures différentielles	43
ii. Comparaison avec la littérature	43
iii. Choix du champ de biais opérationnel	43
iv. Outil de diagnostic	45
II.3.4 Calibration de la norme et de l'orientation du champ de biais	45
i. Configuration expérimentale	45
ii. Correction en temps réel du champ résiduel vertical	45
iii. Automatisation de la calibration des bobines	47
II.4 Déplacement par effet AC-Stark du réseau optique	49
II.4.1 Principe du piège dipolaire	50
II.4.2 Réalisation expérimentale du réseau optique	50
i. Cas du réseau unidimensionnel en cavité	52
II.4.3 Modélisation des interactions entre le réseau optique et les atomes	53
i. Polarizabilité dipolaire électrique	54
ii. Autres interactions	55
iii. Modèle complet des interactions lumineuses envisagées	56
II.4.4 Distribution thermique des atomes piégés	56
i. Déplacement de fréquence au sein d'un réseau optique unidimensionnel	56
ii. Calibration de la profondeur de piège et thermométrie par spectroscopie des bandes latérales	58
II.4.5 Profil de la transition d'horloge	59
i. Distribution des états motionnels	60
ii. Distribution de probabilité	60
II.4.6 Mesure de la polarizabilité scalaire insensible à la température par spectroscopie de la porteuse	61
II.4.7 Mesure de la sensibilité géométrique de l'hyperpolarizabilité	61
i. Protocole de mesure des coefficients atomiques	62
ii. Analyse des données issues des mesures différentielles	63
II.4.8 Mesures de l'inexactitude induite par le réseau optique	67

III Production d'un jet atomique par une source effusive de strontium	68
III.1 Conception d'une source effusive de strontium	68
III.1.1 Modèle précédemment en place sur les horloges du SYRTE	68
III.1.2 Mise en place d'un modèle amélioré	69
III.2 Détermination de la température du jet atomique issu du four	71
III.2.1 Mesure des résistances des sondes et éléments chauffant	71
III.2.2 Comparaison de l'émission du four avec le diagramme de phase du strontium	71
III.2.3 Détermination à partir de la vélocimétrie Doppler longitudinale	74
III.3 Caractérisation du jet atomique de strontium	76
III.3.1 Intensité du flux d'atome	76
III.3.2 Divergence du jet d'atomes	78
III.4 Installation et utilisation du four en conditions nominales	79
IV Nouvel environnement ultra-haut vide pour une exactitude sub-10⁻¹⁸	81
IV.1 Déplacement de fréquence induit par rayonnement du corps noir	81
IV.1.1 Modèle de déplacement	81
IV.1.2 Solutions expérimentales pour contraindre l'inexactitude due au rayonnement thermique	82
i. Interrogation d'horloge en milieu cryogénique	82
ii. Interrogation d'horloge à température ambiante	83
iii. Contrôle de la température	83
iv. Cas des systèmes en place <i>SrB</i> et <i>Sr2</i>	83
IV.2 Conception d'un nouvel environnement ultra-haut vide	84
IV.2.1 Contrôle passif de l'homogénéité de température	85
i. Géométrie et matériaux de l'environnement atomique immédiat	85
ii. Découplage thermique de l'environnement atomique et des charges thermiques proches	86
iii. Inclusion dans une seconde enceinte à vide primaire	86
iv. Échantillonnage de la distribution thermique par un ensemble de sondes <i>PT100</i>	87
v. Présence du four	87
IV.2.2 Insertion d'électrodes pour le paramétrage du champ électrique lors de l'interrogation d'horloge	87
IV.2.3 Cavité optique doublement résonnante à 813 nm et 461 nm	88
IV.2.4 Collimateurs fibrés pour la réalisation du Piège Magnéto-Optique à 461 nm	89
IV.3 Assemblage et caractérisation de l'enceinte ultravide	90
IV.3.1 Assemblages communs aux deux versions	90
i. Collage des raccords ultravide <i>CF16</i>	91
ii. Collage des électrodes au travers de l'enceinte ultravide	92
iii. Assemblage de la cavité optique	92
IV.3.2 Assemblage étanche des accès optiques	93
i. Montage des hublots collés	93
ii. Montage des hublots par un ensemble joint indium + contre-bride en titane	95
IV.3.3 Mise sous vide et caractérisation du gaz résiduel	95
i. Système de vide	95
ii. Pression à l'intérieur de la chambre	96
iii. Étuvage de l'enceinte à vide	96
iv. Détection de fuites	97
v. Analyse des gaz résiduels	98
vi. Conclusion sur le vide final	98
IV.4 Bobinage et caractérisation des bobines du piège magnéto-optique	99
IV.5 Couplage des faisceaux à 813 nm et 461 nm dans la cavité et caractérisation	100
IV.5.1 Breadboard	100
IV.5.2 Comportement dynamique de la cavité optique	100
i. Réponse dynamique des miroirs de la cavité	101
ii. Stabilité mécanique de la cavité	101

IV.5.3	Qualités optiques de la cavité doublement résonnante	101
i.	Injection du laser à 813 nm	101
ii.	Injection du laser à 461 nm	102
iii.	Conclusion sur la cavité	102
IV.5.4	Assemblage des collimateurs	102
IV.5.5	Installation du système fibré sur l'enceinte de <i>Sr2</i>	103
IV.5.6	Amélioration du rapport signal sur bruit du signal atomique	103
i.	Profil transverse et polarisation des faisceaux collimatés	103
ii.	Mise en place d'une sonde pour contrôler la polarisation des faisceaux	104
V	Campagnes métrologiques locales et internationales	105
V.1	Asservissement en fréquence du laser d'horloge sur la transition atomique	106
V.1.1	Production d'un laser ultrastable : asservissement sur un oscillateur local	106
i.	Asservissement sur une cavité ultrastable	106
ii.	Asservissement sur un trou spectral brûlé	106
iii.	Distribution du laser ultrastable	108
V.1.2	Acquisition du signal d'horloge : asservissement du laser sur la référence atomique	108
i.	Dynamique de la cavité ultrastable	108
ii.	Le signal d'horloge	110
V.2	Comparaisons locales des horloges au SYRTE	110
V.2.1	Investigation d'effets systématiques par comparaisons entre configurations d'horloge	110
i.	Mesures différentielles : des comparaisons auto-référencées	110
ii.	Mesures dans le référentiel d'une seconde horloge	111
V.2.2	Comparaisons d'horloges optiques	111
i.	Mesure de l'écart de fréquence entre les horloges strontium <i>SrB-Sr2</i>	112
ii.	Mesure de rapports de fréquences optiques : Sr/Hg	112
iii.	Comparaisons libres de l'effet Dick par des mesures synchrones	113
V.2.3	Comparaisons de fréquence des horloges strontium et micro-ondes	116
V.3	Comparaisons internationales	117
V.3.1	Comparaisons internationales par satellites	118
i.	Par les satellites des réseaux système de positionnement par satellites (GNSS) selon la technique Integer Precise Point Positioning (IPPP)	118
ii.	Par un satellite en orbite géostationnaire selon la technique Two-Way Satellite Time and Frequency Transfer (TWSTFT)	120
V.3.2	Comparaisons internationales via le réseau de liens fibrés d'échelle continentale	120
i.	Campagne d'avril-mai 2018	121
ii.	Campagne de juin 2019	121
iii.	Campagne de mars 2020	122
iv.	Campagne de décembre 2021	123
v.	Campagne de mars 2022	123
V.3.3	Utilisation du réseau d'horloge comme détecteur	123
V.4	Opérations métrologiques en vue de contributions à l'élaboration d'une échelle de temps commune	124
V.4.1	Les différentes échelles de temps communes	124
V.4.2	Réalisation du Temps Atomique International à partir des fréquences synthétisées par les laboratoires métrologiques	125
V.4.3	Contributions des horloges strontium du SYstèmes de Référence Temps-Espace (SYRTE) au pilotage du Temps Atomique International (TAI)	126
i.	Contribution de décembre 2018	126
ii.	Contribution de juin-juillet 2021	127
iii.	Contribution de mars 2022	127
V.4.4	Vers de contributions pilotantes régulières d'horloges optique	129

Conclusion	130
Bibliographie	131

Introduction

Ces deux dernières décennies, les horloges optiques se sont développées et présentent des performances qui surpassent déjà les horloges micro-ondes. Le LNE-SYRTE, à l'Observatoire de Paris, acteur historique du domaine de la métrologie des temps et fréquence, a pris part à l'essor de ces instruments et dispose aujourd'hui de trois horloges à réseau optique opérationnelles : une au mercure et deux au strontium. Ces dernières, *SrB* et *Sr2*, feront l'objet de ce manuscrit, en particulier *Sr2* sur laquelle j'ai principalement travaillé.

Nous décrirons dans un premier temps **les acquisitions des horloges à réseau optique au strontium dans le chapitre I**, puis nous établirons **leur bilan d'inexactitude dans le chapitre II**, aujourd'hui compatible avec des acquisitions de 2×10^{-17} d'inexactitude pour les deux horloges. Nous y proposons de nouvelles mesures des coefficients de polarisabilité et d'hyerpolarisabilité du ^{87}Sr . J'ai contribué à mener les mesures différentielles du déplacement lumineux, dont j'ai réalisé l'analyse de données. Nous décrirons également un protocole permettant d'évaluer rapidement le déplacement lumineux, grâce à l'utilisation de coefficients normalisés, insensibles aux distributions thermiques des atomes interrogés. Cette étude des effets systématiques participera à réduire le bilan d'exactitude à 10^{-18} , un ordre de grandeur meilleur que le bilan actuel.

Parmi les sources d'inexactitude importantes figure également la contribution du rayonnement thermique de l'environnement expérimentale. Durant ma thèse j'ai pris part à l'assemblage d'une nouvelle enceinte à vide, permettant la spectroscopie de la transition d'horloge à température ambiante. **Le chapitre IV portera sur la production d'un environnement à l'inhomogénéité thermique réduite**. La conductivité améliorée de cette chambre expérimentale conçue en cuivre ainsi que le découplage des charges thermiques nécessaires à l'horloge contribuent ainsi à une thermalisation rapide, et donc à une meilleure évaluation du rayonnement thermique reçu par les atomes, avec une inexactitude attendue de quelques 10^{-18} également. Nous décrirons également **l'installation et la caractérisation d'une source effusive de strontium dans le chapitre III**.

Les activités de comparaisons d'instruments sont par ailleurs au cœur de la métrologie. Nous présenterons dans le **chapitre V des résultats de comparaison de nos horloges strontium, compatibles avec leur budget d'inexactitude de 2×10^{-17}** , aussi bien face à d'autres réalisations du strontium que face à d'autres espèces atomiques. Mon travail a porté sur la préparation et l'opération des deux horloges strontium dans le cadre d'acquisition longues, jusqu'à plusieurs semaines. La diversité des horloges impliquées, des techniques et des protocoles de transfert de fréquences employés témoignent de la richesse de la spectroscopie du domaine optique aujourd'hui. Ces acquisitions incluent en particulier les premières contributions d'une horloge optique au pilotage en temps réel du TAI, ouvrant la voie à des contributions régulières d'horloges optiques.

Je décrirais d'abord brièvement dans cette introduction l'état de l'art des horloges optiques et leurs limitations ainsi que les enjeux et applications de la synthèse et de la dissémination de fréquences optiques. Pour ce faire, nous présenterons les outils couramment utilisés pour mesurer et comparer les performances, et utilisés pour caractériser les horloges atomiques.

1 Les horloges atomiques

Une horloge est un instrument qui permet de produire une réalisation de temps ou de fréquence asservie sur un phénomène périodique de référence. Ces instruments se caractérisent par la nature de l'oscillateur de référence de fréquence ν_{ref} , et par l'oscillateur local qui supporte la réalisation ν_{loc} . Dans le cas d'une horloge atomique et ainsi que représenté schématiquement sur la figure 1, c'est une transition électronique réalisée par un atome entre son état



FIGURE 1 – Fonctionnement schématique d’une horloge atomique. La fréquence de l’oscillateur local ν_{loc} est stabilisée sur la fréquence ν_{ref} d’un oscillateur de référence, une transition atomique. C’est l’interrogation des atomes qui permet de produire un signal d’erreur, afin de corriger l’instabilité de l’oscillateur local par rapport à la réalisation atomique.

fondamental d’énergie E_f et un état excité d’énergie E_e qui est utilisée pour stabiliser une onde électromagnétique sur la fréquence ν_{ref} satisfaisant la condition de résonance :

$$\nu_{ref} = \frac{E_e - E_f}{h}, \quad (1)$$

où h est la constante de Planck.

1.1 Évolution de la métrologie des temps et fréquences vers les références atomiques

Tout phénomène oscillatoire peut être utilisé comme référence pour une réalisation d’horloge. La période de rotation de la Terre a par exemple longtemps été utilisée comme référence pour définir la seconde, en fixant la durée d’un jour solaire terrestre moyen égale à 86 400 s, et réalisée à partir de l’observation du Soleil dans le référentiel terrestre. Bien que cette définition soit en accord avec la notion commune du temps et de sa mesure, elle présente le désavantage de lier l’unité de temps à un référentiel arbitraire, non universel. La période de rotation de la Terre présente par ailleurs des fluctuations dues à ses interactions gravitationnelles, à sa dynamique interne [1, 2], mises en évidence par la comparaison avec des horloges produisant des réalisations de moindre instabilité.

Pour ces raisons, la question d’une redéfinition de l’unité de temps du système international d’unités (SI) en le référant à un autre oscillateur a émergé au milieu du $xx^{\text{ème}}$ siècle, pendant lequel on passe d’une définition basée sur des observations astronomiques à l’adoption d’une définition basée des observations atomiques [3]. C’est alors sur l’universalité de la structure d’un atome *isolé et au repos* que reposent la stabilité et la reproductibilité de la fréquence synthétisée par ce type d’horloges.

C’est à la transition entre les deux niveaux de la structure hyperfine de l’état fondamental de l’atome de ^{133}Cs non perturbé que se réfère la définition de la seconde du système international d’unités depuis 1967, quand la fréquence de résonance $\Delta\nu_{Cs}$ a été fixée à exactement 9 192 631 770 Hz lors de la 13^{ème} Conférence Générale des Poids et Mesures (CGPM) [3], liée aux autres unités du système SI comme le reporte la figure 3b. On observe sur la figure 2 que les performances des étalons primaires, c’est-à-dire les horloges qui réalisent la fréquence du ^{133}Cs , n’ont eu de cesse de s’améliorer depuis, en présentant une réduction de l’incertitude fractionnaire de fréquence de près d’un ordre de grandeur chaque décennie, jusqu’à atteindre aujourd’hui 2×10^{-16} avec les horloges à fontaine atomique [4, 5, 6].

Des horloges s’appuyant sur l’interrogation d’autres espèces atomiques se sont également développées, parmi lesquelles le ^{87}Rb [4] dans le domaine micro-ondes également, ou encore les Al^+ [8], Ca [9], Ca^+ [10], Cd [11], Hg [12], Hg^+ [13], In^+ [14], Lu^+ [15], Sr [16], Sr^+ [17], Yb [18], Yb^+ [19] dans le domaine optique. On observe le développement rapide de ces instruments ces deux dernières décennies sur la figure 2, et certaines horloges présentent des performances qui égalent voire surpassent de plusieurs ordres de grandeur les fontaines à césium et en proposant une incertitude fractionnaire pouvant atteindre 10^{-18} [8].

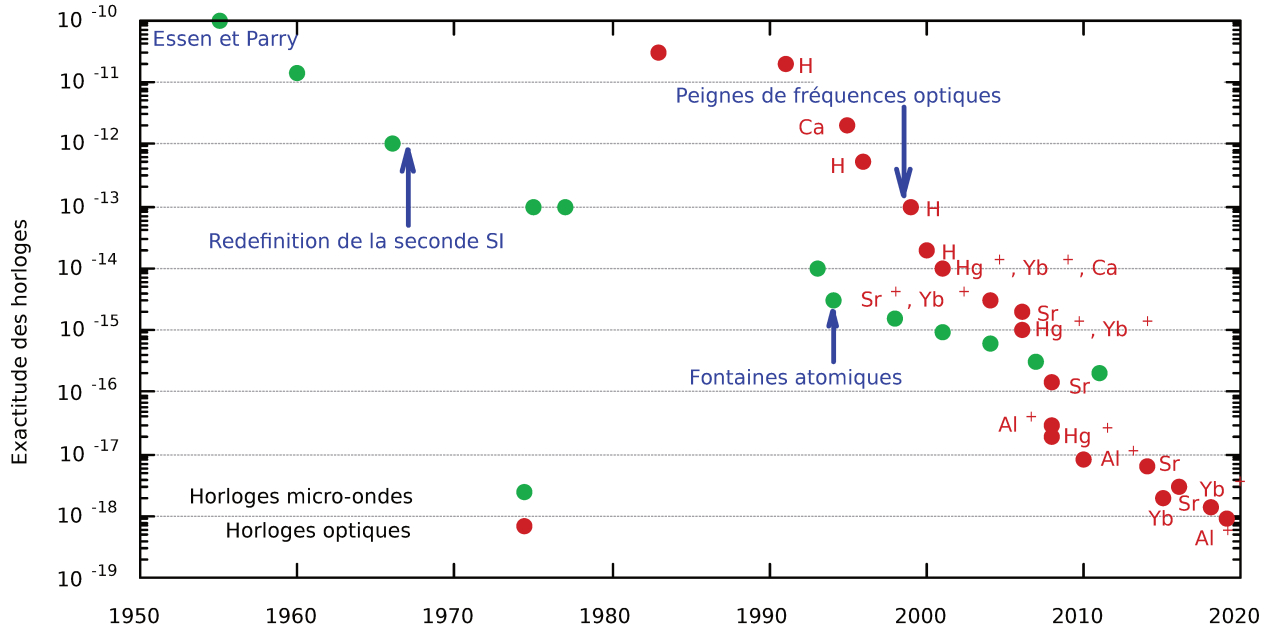
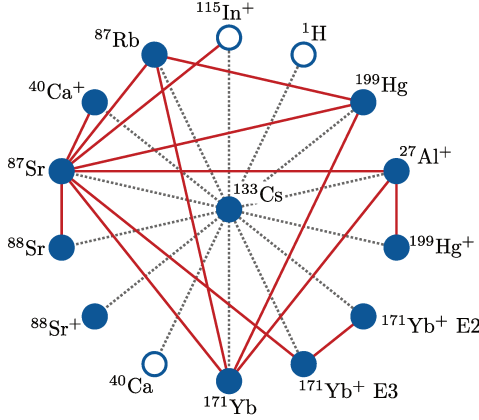


FIGURE 2 – Évolution de l’exactitude des fréquences réalisées par les horloges depuis la première horloge césium en 1955 [7]. On observe l’avènement des horloges optiques ces deux dernières décennies, qui dépasse désormais l’état de l’art des horloges micro-ondes. En bleu quelques évènements marquants de la métrologie des temps et fréquences. Le peigne de fréquences optiques constitue une avancée importante pour l’émergence des horloges optiques, en témoigne la multiplication des résultats qui ont suivi.

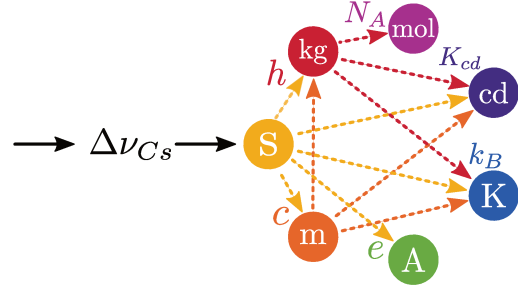
1.2 Intérêts et applications des horloges optiques

Une horloge réalisant la fréquence de transition $\Delta\nu_X$ d’une espèce atomique X et pour laquelle le rapport $\eta_{X,Cs} = \Delta\nu_X / \Delta\nu_{Cs}$ avec le ^{133}Cs a été établi lors de mesures préalables permet de réaliser la fréquence $\Delta\nu_{Cs}$ [20]. En plus du ^{133}Cs il existe ainsi de multiples représentations secondaires de la seconde du système SI, comme le montre la figure 3a où les réalisations approuvées par le Comité Consultatif du Temps et des Fréquences (CCTF) en 2021 sont représentées. Leur fréquence ont toutes été mesurées contre le césium en premier lieu, afin de produire un rapport recommandé $\eta_{X,Cs}^0$ approuvé par le CCTF [21]. C’est le cas du ^{87}Sr qui fait l’objet de ce manuscrit et dont on présentera **les premières contributions en temps réel au TAI dans le chapitre V**. On observe sur cette même figure des rapports de fréquences établis avec une meilleure inexactitude que les meilleures réalisations de la fréquence du césium. La collection de ces rapports entre étalons secondaires forme plusieurs systèmes clos plus contraignants que l’ensemble des ratios individuels contre le ^{133}Cs , et tendent à démontrer les limites de la définition actuelle. Une nouvelle définition incluant les horloges optiques est ainsi à l’étude et envisagée dans les années à venir [22]. La dissémination d’un étalon secondaire vers d’autres laboratoires et équipements scientifiques, par exemple pour des mesures spectroscopiques ultra haute résolution a ainsi déjà été démontrée [23].

Une autre application de ces horloges est la géodésie chronométrique, c’est-à-dire la réalisation de mesures du potentiel gravitationnel par une horloge. Le déplacement des fréquences d’horloge dans un champ de pesanteur prédit par la relativité générale a déjà largement été observé, avec une valeur fractionnaire de 10^{-16} m^{-1} pour une horloge au sol. Les horloges optiques atteignant 10^{-18} d’incertitude permettent ainsi de mieux résoudre la contribution potentiel de pesanteur, offrant donc un nouvel outil pour réaliser des mesures géodésiques. Le développement d’horloges fixes en réseau permet de former un référentiel sur le géoïde, et également d’horloges transportables qui permettent de multiplier les lieux de références [24, 25, 26, 27]. Le développement d’une horloge à réseau optique ytterbium transportable a ainsi été initié ces dernières années au SYRTE. Ce type d’horloge permet également de réaliser des mesures différentielles du déplacement induit par la gravitation en les déplaçant verticalement [28, 29].



(a) Espèces atomiques dont l'utilisation en tant référence de fréquence est approuvée par le CCTF [21]. Le rapport de leur fréquence d'horloge contre celle du ^{133}Cs a été mesuré au préalable ce que représentent les traits pointillés. Les espèces représentées en bleu plein peuvent être utilisées comme étalons secondaires car leur rapport est suffisamment bien connu. Les liens en rouge correspondent à des mesures de ratios directement entre des étalons secondaires.



(b) Interdépendances entre les unités du système international d'unités depuis 2018. Chaque unité est produite à partir d'une ou plusieurs réalisations des constantes : la fréquence de transition du ^{133}Cs $\Delta\nu_{\text{Cs}}$, la vitesse de la lumière c , la constante de Planck h , la charge élémentaire e , la constante de Boltzmann k_B , le nombre d'Avogadro N_A . Les autres espèces atomiques en bleu sur la figure de gauche peuvent également réaliser $\Delta\nu_{\text{Cs}}$ et donc la seconde, par ailleurs liée à la plupart des autres unités du système.

FIGURE 3 – Les réalisations des unités du SI s'appuient sur des réalisations de constantes physiques. Pour la seconde, il s'agit de fréquence de transition d'espèce atomique présentant une transition d'horloge connue.

La modélisation du déplacement de la fréquence d'horloge dans l'environnement expérimental permet de résoudre des perturbations avec une grande sensibilité, dépendant de l'espèce atomique utilisée pour stabilité le laser. Le développement de ces horloges offre ainsi une résolution inédite, et la mise en réseau de plusieurs horloges différentes leur confère une sensibilité différentielle. Ces instruments permettent ainsi l'observation et la vérification de phénomènes prévus par la physique fondamentale, telles que l'observation d'objets encore non-détectés comme de la matière noire [30, 31, 32, 33], la variation des constantes fondamentales [34, 35, 36], des violations de l'invariance de Lorentz [37], du principe d'équivalence [38, 39]. Beaucoup de ces tests sont réalisées à partir de données de comparaisons d'horloges, telles que celles présentées au chapitre V.

1.3 Facteurs de mérite d'une horloge

La spectroscopie de la transition d'horloge permet la synthèse d'une fréquence $\nu(t)$ satisfaisant la condition de résonance en chaque instant t de l'acquisition. L'instrument produit pour ce faire un signal de correction permettant de corriger les fluctuations de l'oscillateur local. D'autre part, les atomes adressés lors de l'interrogation d'horloge ne réunissent pas parfaitement les conditions d'isolement et de repos, la fréquence effectivement réalisée par l'horloge s'exprime plutôt :

$$\nu(t) = \nu_0 [1 + \epsilon + y(t)], \quad (2)$$

où ν_0 est la fréquence de la transition d'horloge de l'expression 1, ϵ le biais systématique fractionnaire, et $y(t)$ les fluctuations fractionnaires. Étant donnée une horloge, on va alors chercher à caractériser ces deux derniers termes, afin de mesurer ou estimer la capacité de l'appareil expérimental à restituer fidèlement la fréquence de référence ν_0 .

i. Exactitude

Pendant une acquisition de durée τ l'horloge réalise en moyenne la fréquence $\langle \nu \rangle_\tau$, dont le biais fractionnaire ϵ par rapport à la fréquence d'horloge ν_0 est donné par l'expression 2 :

$$\epsilon = \frac{\langle \nu \rangle_\tau - \nu_0}{\nu_0}$$

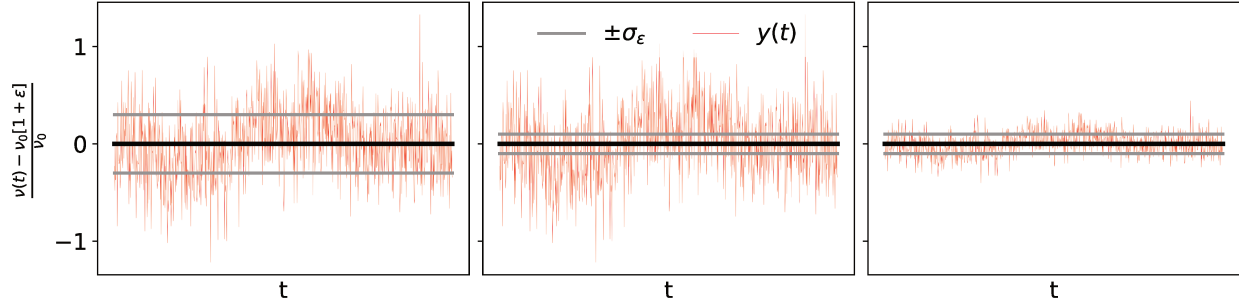


FIGURE 4 – Trois réalisations de fréquences fractionnaires $[\nu(t) - \nu_0]/\nu_0$ distribuées autour du biais ϵ connu avec l’inexactitude σ_ϵ . La dispersion des points dénote l’instabilité de la réalisation, compatible avec l’inexactitude de l’horloge tant qu’ils sont dans le cercle. À gauche l’acquisition la plus inexacte et instable et à droite la moins inexacte et la moins stable. Au milieu une situation intermédiaire.

L’inexactitude σ_ϵ de l’horloge consiste en l’incertitude σ_ϵ sur le biais ϵ . Sa détermination requiert d’étudier chaque source de déplacement de la fréquence d’horloge, et l’inexactitude avec laquelle il a été mesuré ou estimé en fonction des paramètres expérimentaux de l’acquisition. La recherche des effets systématiques se doit d’être la plus exhaustive possible, ce qui fera l’objet du **chapitre II** de ce manuscrit. Les conditions dans lesquelles l’instrument présente le budget d’inexactitude le plus petit seront désignées dans la suite comme les conditions nominales d’acquisition. Cette inexactitude est représentée sur la figure 4 par la dimension de l’intervalle autour de la fréquence moyenne.

ii. Stabilité

Une seconde qualité de l’horloge est sa capacité à délivrer une même fréquence en chaque instant t de l’acquisition, pendant laquelle le laser présente les fluctuations correspondant à la partie dynamique de l’expression 2 :

$$y(t) = \frac{\nu(t) - \nu_0 [1 + \epsilon]}{\nu_0}.$$

L’instabilité $\sigma_y(\tau)$ donne une estimation de la distribution des fluctuations $y(t)$ observée en fonction de la durée τ de l’acquisition. On observe pour cela l’évolution de la variance des fluctuations $\bar{y}_k = \langle y \rangle_\tau$ réalisées en moyenne sur chaque k -ième sous-échantillon de durée τ . On utilise pour ce faire la variance d’Allan [40], pour laquelle les sous-échantillons sont les multiples $\tau = 2^n \tau_0$ du temps d’échantillonnage τ_0 , soit un point par octave intégré à partir de l’instabilité initiale $\sigma_y(\tau_0)$ du laser d’interrogation. On peut voir sur la figure 4 l’influence de l’échantillonnage τ .

Les résultats des mesures d’horloge, notamment dans le **chapitre II** qui présente le budget d’inexactitude de l’horloge strontium et le **chapitre V** sur les comparaisons métrologiques locales et internationales, proposent ainsi souvent ces deux données : le bilan d’exactitude de l’instrument, et la variance d’Allan de l’acquisition.

2 Les horloges optiques

Les horloges optiques sont des horloges atomiques pour lesquelles la transition d’horloge de l’atome de référence résonne à une fréquence ν_0 du domaine optique. Dans ce contexte, l’oscillateur local consiste en un laser ultrastable, qui porte le signal d’horloge et est utilisé pour sonder la transition d’horloge. Ce sont les fluctuations de ce laser qui sont alors corrigées à la fréquence d’échantillonnage de l’horloge. L’état de l’art consiste à produire le laser à partir d’une cavité ultrastable, c’est-à-dire une cavité Fabry-Perot présentant une excellente stabilité mécanique et capable de filtrer le bruit des fluctuations du laser jusqu’à quelque 10^{-16} voire 10^{-17} d’instabilité fractionnaire à une seconde [41].



FIGURE 5 – Schéma des deux types de pièges mis en œuvre pour confiner les particules préalablement à leur interrogation avec le laser ultrastable.

À gauche, les atomes sont piégés dans un réseau optique à une dimension en cavité : ils peuplent les maxima d'intensité du laser de piégeage, ce qui fait que chaque demi-longueur d'onde correspond à un site de piégeage dans lequel un ou plusieurs atomes sont confinés.

À droite les ions sont piégés dans un piège de Paul : la géométrie des deux électrodes parcourues par le champ radio-fréquences permet de produire un piège quadrupolaire anisotrope peuplé de plusieurs ions qui sont séparés par leur propre répulsion coulombienne.

2.1 Transition vers le domaine optique

Le passage d'un signal micro-onde vers un signal optique s'accompagne du développement de nouveaux équipements nécessaire à l'élaboration de liens et de chaîne de fréquence. Nous verrons dans le chapitre sur les comparaisons l'émergence des comparaisons tout optique au travers d'un réseau de fibres optiques compensées continental et permettant le transfert de fréquence avec une stabilité aussi basse quelque 10^{-19} après quelques jours d'intégration [42], mais également par liaisons satellites déjà largement employé pour les transferts micro-ondes, avec une instabilité du 10^{-18} [43].

D'autre part il est nécessaire de disposer d'outils permettant d'établir des chaînes de fréquences entre les différentes réalisations d'horloge, notamment vers le ^{133}Cs , ce que permettent les peignes de fréquences optiques qui ont largement contribué au développement des horloges optiques comme le montre l'évolution de leur performance figure 2. Les peignes permettent d'établir des chaînes de fréquences entre les lasers d'horloge de plusieurs espèces atomiques sur une large gamme de fréquence, couvrant tout le domaine de l'optique et également vers le domaine des micro-ondes où se trouve la fréquence d'horloge du ^{133}Cs [4], et assurent ainsi la continuité entre les échelles de temps micro-ondes et optique.

Avec les horloges c'est donc tout un écosystème permettant la réalisation, la dissémination et la conversion des fréquences du domaine optique qui se met en place. On abordera ici la réalisation de la spectroscopie dans le domaine optique, et les principales limitations que présentent les systèmes actuels.

2.2 Relativité du référentiel de mesure

Une source importante d'inexactitude provient du déplacement de la résonance des atomes en mouvement dans le laser d'horloge. La distribution de vitesse des atomes de masse M et de température T non nulle conduit à un élargissement Doppler de la transition $\Delta\nu/\nu_0 \propto \sqrt{T/M}$. L'interrogation d'atomes froids ne suffit toutefois pas à supprimer cet élargissement, qui représente une fraction de l'ordre de 10^{-11} de la transition d'horloge d'un atome de même masse que le ^{133}Cs refroidi à 10^{-6} K. Indépendamment de la quantité de mouvement des atomes, l'excitation de l'atome par l'absorption du photon d'horloge implique également un transfert d'énergie de recul, autre source de déplacement. Le déplacement fractionnaire observé $\Delta\nu/\nu_0 \propto \nu_0$ de 1.5×10^{-16} sur la transition d'horloge micro-onde du ^{133}Cs passe ainsi à quelque 10^{-11} dans le domaine optique.

Afin d'adresser ces contributions cinétiques, l'état de l'art de la spectroscopie micro-onde emploie des atomes froids, lancés et soumis à deux impulsions Ramsey à leur aller puis à leur retour dans une cavité d'interrogation. L'expansion thermique du nuage lors de sa chute et le gradient de phase de la micro-onde ne permettent toutefois pas de supprimer complètement l'effet Doppler [44].

Dans le domaine optique la contribution de ces sources d'inexactitude est plus critique. La spectroscopie optique ultra-précise libre de l'effet Doppler et du recul requiert donc de mettre en place des conditions expérimentales

plus contraignantes en conséquence. La plupart des horloges optiques s'appuient ainsi aujourd'hui sur l'interrogation d'atomes en espace confiné plutôt qu'en espace libre.

Dans un piège électromagnétique, les atomes ne sont toujours pas exactement au repos, mais peuplent les états d'énergie du piège, qu'il est possible de résoudre. On note sur le graphe précédent 3a, l'utilisation d'espèces atomiques neutres ou ioniques comme référence pour les horloges atomiques. Selon que les particules soient chargées ou non, le type de piège diffère largement et on distingue donc les horloges à ions des horloges à réseau optique, tous deux schématisés sur la figure 5. Les horloges à ions ont l'avantage d'être moins soumises à leur environnement et présentent un meilleur budget d'inexactitude que les horloges à atomes neutres. Ces dernières permettent en revanche un peuplement plus important du piège, qui doit contribuer à réduire l'instabilité à court terme, bien qu'elle soit aujourd'hui dominée par l'instabilité du laser ultrastable. La mise en place d'un réseau optique sera abordée dans le **chapitre I** sur la préparation et l'interrogation des atomes.

2.3 Sources d'inexactitude sur la spectroscopie optique

Durant ma thèse, j'ai pu travailler sur l'étude de certaines contributions au budget d'inexactitude, dans l'objectif de le réduire au 10^{-18} , qu'on présente ici.

i. Interactions entre les atomes et le champ de piégeage

La présence du piège constitue elle-même une source d'inexactitude sur la transition d'horloge. Deux stratégies permettent d'en réduire l'inexactitude : soit en réduisant la profondeur de piège et donc l'importance de leur influence sur la transition d'horloge, soit en paramétrant le piège de manière à réduire la sensibilité de la transition d'horloge à sa présence.

L'étude de ces interactions et leur modélisation conditionnent ainsi la réalisation de la spectroscopie atomique. Les horloges à réseau optique ont ainsi largement bénéficié de l'existence de paramètres expérimentaux supprimant les déplacements différentiels des états d'horloge, avec le concept de longueur d'onde magique [45, 46]. Le déplacement ne peut toutefois être strictement supprimé du fait d'interaction d'ordre supérieur, en particulier pour les espèces atomiques de spin nucléaire élevée [47, 48, 49, 50]. On présentera dans le chapitre II des mesures de déplacement lumineux avec les coefficients de polarisabilités et d'hyperpolarisabilité du strontium ^{87}Sr . J'ai pour cela participé à des mesures différentielles de ce déplacement lumineux et analysé les données obtenues, pour optimiser les coefficients du modèle qui sera développé dans ce même chapitre.

Outre la sensibilité différentielle des états d'horloge au champ de piégeage, la distribution des atomes dans ses états motionnels est également une source d'inexactitude sur le déplacement lumineux. Si les coefficients atomiques différentiels induisent une distribution différentielle des états motionnels entre les états d'horloges, l'anharmonicité du piège induit quant à elle une distribution non linéaire au sein de chaque état d'horloge. La spectroscopie de la transition d'horloge est alors fortement impactée par l'état motionnel de l'ensemble atomique. Toujours dans le chapitre II, on présente un protocole de mesure des coefficients normalisés pour lesquels cette dépendance avec la distribution des atomes dans le réseau est supprimée.

Plutôt que de supprimer la sensibilité avec la distribution thermique, il est également possible d'en résoudre l'effet sur la transition d'horloge. L'utilisation du laser d'horloge pour poursuivre le refroidissement jusqu'à quelque dizaine de nanokelvin des atomes par bandes latérales résolues selon les trois dimensions a ainsi été démontré dans le cas de l'ytterbium, rendant possible l'interrogation d'horloge dans piège aussi peu profond que quelques énergie de recul [51]. À ces faibles profondeurs durant l'interrogation d'horloge, les états motionnels présentent toutefois une structure de bande plus complexe et élargie, favorisant les transitions d'états motionnels [52].

ii. Interactions avec les champs électromagnétiques environnementaux

L'environnement électromagnétique des atomes ne se limite pas au piège dans lequel ils sont confinés, mais inclut également des champs statiques, sources d'inexactitude sur la transition d'horloge.

En présence d'un champ magnétique statique la transition d'horloge est ainsi déplacée par effet Zeeman, qu'on exprime selon une expansion polynomiale de l'amplitude du champ magnétique. La spectroscopie de la transition d'horloge est en général réalisée en présence d'un champ magnétique de biais afin de définir l'axe de quantification et

ainsi adresser la transition naturelle $\Delta m_F = 0$. Pour des espèces atomiques dont le moment angulaire total F est demi-entier, comme le ^{87}Sr , ce déplacement est corrigé par l'interrogation alternative de deux sous-niveaux Zeeman m_F opposés, et constitue alors un échantillonnage des fluctuations dues au temps de cycle de l'horloge. Dans le cas du ^{87}Sr , la séparation des 10 sous-niveaux m_F représente ainsi $11 \text{ Hz } \mu\text{T}^{-1}$ [53], contre $0.021 \text{ Hz } \mu\text{T}^{-1}$ dans le cas du ^{171}Yb qui n'en a que deux [54], au détriment de la résolution sur la norme du champ magnétique, et donc sur la correction de l'effet quadratique. On note en revanche l'avantage de voir le déplacement lumineux tensoriel s'annuler [54].

De la même manière, les champs électriques déplacent la transition par effet Stark. Pour les atomes dans le réseau optique la présence de champ statique représente un déplacement important de la transition, dont la contribution atteint facilement 10^{-16} dans le cas du strontium. Le système expérimental en configuration nominale ne présente pas de charges électriques. Le système expérimental de température non nulle constitue toutefois une source de rayonnement en direction des atomes interrogés, par rayonnement du corps noir. Ce rayonnement très désaccordé par rapport à la transition d'horloge est assimilable à un champ électrique statique avec une correction dynamique. C'est cette correction qui est souvent moins bien connue et qui contribue à dégrader l'exactitude de l'horloge. Le strontium, ou encore l'ytterbium présentent ainsi une inexactitude induite par le rayonnement au corps noir près d'un ordre de grandeur au dessus de celle du calcium ou du magnésium [55, 56].

L'évaluation du rayonnement reçu par les atomes nécessite de maîtriser la distribution thermique de l'environnement expérimental. Pour cela, deux solutions sont aujourd'hui développées : l'interrogation en environnement cryogénique [57], et la production d'un environnement thermique homogène à température ambiante [58]. Cette dernière est celle adoptée au SYRTE, et je présenterai dans le chapitre IV le travail que j'ai mené dans le cadre de la réalisation d'une chambre expérimentale ultravide en cuivre, dont l'inhomogénéité thermique attendue est de quelques 10 mK qui est compatible avec une inexactitude sur la fréquence d'horloge de 10^{-18} .

iii. Collisions atomiques

Les atomes interrogés sont également soumis aux collisions. Selon les atomes impliqués dans le processus collisionnel, on distingue alors plusieurs cas. La présence de gaz résiduels dans l'enceinte à vide, qui va pouvoir interagir avec les atomes, peut dégrader les performances de l'horloge de deux façons. D'une part, par l'expulsion des atomes du piège, qui conduit à dégrader le temps de vie et donc la durée d'interaction entre les atomes et le laser d'horloge. D'autre part, selon des collisions, qui conduisent à déplacer la résonance d'horloge. La densité des atomes dans le piège va elle aussi pouvoir induire un déplacement de la transition du fait de l'interaction entre les atomes de l'ensemble atomique piégé [59].

Outre ces bruits fondamentaux directement induits par la sensibilité des atomes à leur environnement, la réalisation de la transition d'horloge est également soumise aux limitations techniques des instruments nécessaires pour mettre en place ces conditions d'interrogation. Les bruits de phase des lasers, ou leurs bruits de fréquence conduisent par exemple ainsi à accroître l'inexactitude de l'horloge dont on donnera le bilan complet dans le **chapitre II** sur les effets systématiques. Nous aborderons dans le chapitre suivant le détail des opérations séquentielles des horloges à réseau optique au strontium du SYRTE, et les solutions techniques mises en place pour répondre aux obstacles techniques et réaliser la transition d'horloge dans l'environnement décrit précédemment.

Chapitre I

Principe de fonctionnement des horloges à réseau optique au strontium 87

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons à la description et au fonctionnement des systèmes expérimentaux développés au SYRTE afin de produire une référence de fréquence dont l'instabilité et l'inexactitude relatives atteignent quelques 10^{-17} à partir de la spectroscopie ultra-haute résolution de l'atome de strontium ^{87}Sr . La réalisation de cet étalon de fréquence repose sur l'interrogation d'un *oscillateur de référence*, la transition $|^1S_0\rangle \rightarrow |^3P_0\rangle$ du ^{87}Sr isolé et au repos par un laser stabilisé sur un *oscillateur local*, la cavité ultrastable, ainsi que représentés sur la figure I.1. La transition se trouvant dans le domaine visible du spectre électromagnétique, à 698 nm, on parle d'horloge optique.

I.1 Structure atomique de l'atome de strontium 87 de référence

La fréquence de transition ν_0 est liée par la relation de Planck à la différence d'énergie $\Delta E = h\nu_0$ entre les états fondamental $|f\rangle$ et excité $|e\rangle$ des atomes sondés. La structure atomique du ^{87}Sr est représentée sur la figure I.2. La spectroscopie de la transition d'horloge a par ailleurs lieu dans l'environnement expérimental du laboratoire, en présence duquel la structure de l'atome de référence est modifiée. La sensibilité des atomes aux conditions expérimentales fera l'objet du chapitre II.

Le strontium est un atome de choix pour la réalisation d'une horloge optique. Sa structure atomique comprend en effet une transition avec un grand facteur de qualité $\nu_0/\Delta\nu = 4.29 \times 10^{17}$. Cela est dû au caractère doublement interdit de la transition, puisque le moment cinétique orbital total $\Delta J = 0$ et le spin $\Delta S = 0$ sont tous deux conservés entre les deux états 1S_0 et 3P_0 . La transition atomique n'est ainsi autorisée que grâce aux interactions hyperfines qui introduisent un couplage entre les états d'horloge pour les isotopes fermioniques [53].

La structure du strontium dispose par ailleurs de deux autres transitions particulièrement utiles au confinement et à la préparation des atomes. La première selon $|^1S_0\rangle \rightarrow |^1P_1\rangle$ est résonante à 461 nm et dispose d'une largeur de 32 MHz, ce qui permet de collecter les atomes sur une large plage de capture. Le triplet métastable 3P permet une seconde transition plus étroite, $|^1S_0\rangle \rightarrow |^3P_1\rangle$, résonante à 689 nm et large de 7.6 kHz, qui est exploitée pour refroidir davantage les atomes et préparer leur état magnétique préalablement à l'interrogation d'horloge.

La polarisabilité différentielle entre les deux états de la transition d'horloge présente une annulation à la longueur d'onde dite magique de 813 nm [60]. C'est cette propriété qui est exploitée pour maintenir les atomes de strontium dans un piège dipolaire tout en réduisant le déplacement lumineux qu'il induit sur la transition d'horloge comme nous le développerons par la suite.

D'autre part, en accord avec le principe de Pauli, les atomes fermioniques d'un même site et d'un même état interne peuplent nécessairement deux états motionnels distincts. Les collisions en onde s dans l'ensemble atomique sont alors exclues, ce qui réduit le déplacement de fréquence associé aux collisions froides [61, 59].

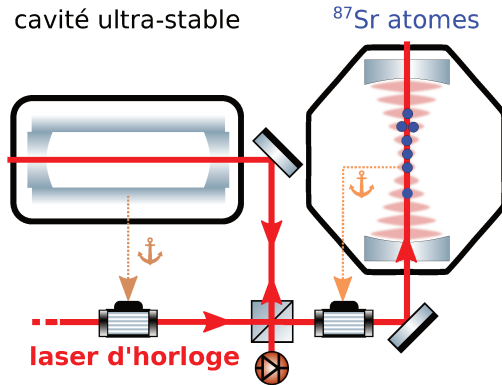


FIGURE I.1 – Représentation schématique du système expérimental. L'oscillateur de référence correspond à la transition d'horloge entre l'état fondamental 1S_0 et l'état excité 3P_0 de l'atome de ^{87}Sr confiné dans le réseau optique. L'oscillateur local correspond à la cavité ultrastable horizontale, sur laquelle est asservie le laser interrogeant les atomes du réseau.

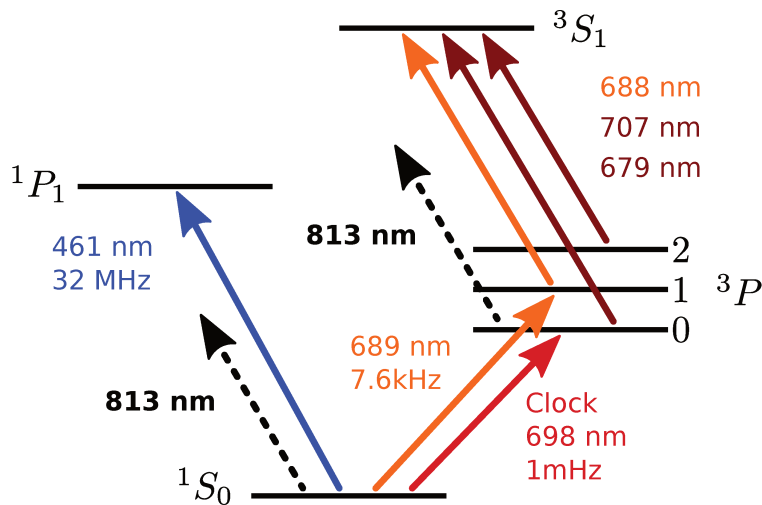


FIGURE I.2 – Représentation schématique de la structure atomique du ^{87}Sr avec les longueurs d'onde et largeurs naturelles des transitions employées pour le fonctionnement de l'horloge. Le laser à 813 nm correspond au réseau optique et n'adresse pas de transition déterminée, mais induit un déplacement lumineux sur les deux états atomique dont ceux de la transition d'horloge.

I.2 Spectroscopie de la transition d'horloge

L'énergie totale des atomes observés dans le référentiel de la mesure se décompose entre leur énergie E^{int} déterminée par leur structure interne et en leur énergie cinétique E^{ext} . Le transfert d'énergie vers l'atome durant son interaction avec le laser d'horloge se décompose de la même manière :

$$\Delta E = \Delta E^{int} + \Delta E^{ext}. \quad (I.1)$$

Tout l'enjeu de la mesure est alors de pouvoir distinguer les deux contributions, de manière à isoler le changement d'état interne selon la transition d'horloge. Ainsi, la réalisation de la condition de résonance entre le laser et la transition d'horloge requiert non seulement une préparation des atomes dans l'état fondamental 1S_0 , mais aussi leur confinement au sein d'un environnement expérimental contrôlé et reproductible préalablement à l'interrogation d'horloge, pour réaliser une fréquence conformément à l'équation 2 de l'introduction :

$$\nu(t) = \nu_0 [1 + \epsilon + y(t)].$$

I.2.1 Interrogation d'atomes libres

Durant leur interaction avec le laser d'horloge, les atomes de masse M_{Sr} et de quantité de mouvement initiale \mathbf{p} dans le référentiel du laboratoire absorbent les photons d'impulsion \mathbf{k} . Du fait de la conservation de la quantité de mouvement lors de cet échange, les atomes acquièrent l'énergie associée au changement d'état interne mais également une énergie cinétique qui s'exprime selon :

$$\Delta E^{ext} = \frac{(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k})^2}{2 \cdot M_{Sr}} - \frac{\mathbf{p}^2}{2 \cdot M_{Sr}} = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2 \cdot M_{Sr}} + \frac{\hbar \mathbf{p} \cdot \mathbf{k}}{M_{Sr}}. \quad (I.2)$$

Le bilan d'énergie totale pour l'atome absorbant un photon du laser de fréquence $\nu = \omega/2\pi$ est alors :

$$\begin{cases} \Delta E = \Delta E^{int} + \Delta E^{ext}, \\ \hbar\omega = \hbar\omega_0 + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2 \cdot M_{Sr}} + \frac{\hbar \mathbf{p} \cdot \mathbf{k}}{M_{Sr}}, \end{cases} \quad (I.3)$$

où le premier terme de la seconde équation correspond au gain d'énergie interne avec $\nu_0 = \omega_0/2\pi$ la fréquence naturelle de la transition d'horloge, le second à l'Énergie de Recul (E_R) reçue par l'atome durant le processus, et le dernier à l'effet Doppler du premier ordre. Par la suite, les grandeurs d'énergie ou équivalentes seront mesurées en énergie de recul E_R reçu par les atomes lors de l'absorption d'un photon du réseau optique à 813 nm. La dépendance avec la quantité de mouvement \mathbf{p} du dernier terme conduit à l'élargissement Doppler de la transition d'horloge selon la distribution de vitesse de l'ensemble atomique interrogé. Dans le cas le moins favorable où les atomes se déplacent selon l'axe du vecteur d'onde d'horloge, sa contribution relative s'exprime :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{\hbar |\mathbf{p}| |\mathbf{k}|}{M_{Sr}} \Big/ \hbar\omega_0, \quad (I.4)$$

si de plus on considère la quantité de mouvement moyenne \bar{p} de la distribution thermique des atomes interrogés à la température T :

$$\bar{p} = \sqrt{M_{Sr} k_B T}, \quad (I.5)$$

la contribution relative du terme Doppler par rapport à la différence d'énergie interne s'exprime :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{k_B T}{M_{Sr}}}. \quad (I.6)$$

Pour des températures atomiques de l'ordre de 10 μK à 1 μK , telles qu'effectivement réalisées lors de la préparation atomique qu'on décrira dans la prochaine section, l'élargissement relatif de la transition d'horloge est alors respectivement $\Delta\nu/\nu_0 = 10^{-10}$ à 3×10^{-11} , bien au-delà de la finesse théorique de la transition d'horloge $\Delta\nu/\nu_0 = 2 \cdot 10^{-18}$. Il apparaît ainsi que le refroidissement des atomes seul ne peut suffire pour réaliser la spectroscopie de la transition d'horloge avec une incertitude dans le 10^{-18} par un schéma d'interrogation à photon unique d'atomes libres.

I.2.2 Interrogation d'atomes dans le régime de Lamb-Dicke

Afin d'adresser le problème de l'élargissement spectral par effet Doppler décrit précédemment, il est possible de réaliser l'interrogation d'atomes confinés dans un piège électromagnétique. Dans ce cas, la quantité de mouvement des atomes ne suit plus une distribution thermique continue, puisque seules les classes de vitesse en résonance avec le piège sont accessibles aux atomes : c'est le régime de Lamb Dicke [62, 63]. Le comportement dynamique des atomes dans le piège peut alors être modélisé par l'oscillateur harmonique quantique. Dans ce cas, ils peuplent des états énergie E_n^{ext} indexés sur les entiers n et donnés selon :

$$\begin{cases} E_n^{ext} = \left(n + \frac{N}{2}\right) \hbar\Omega \\ \Omega \propto \sigma \end{cases} \quad (I.7)$$

où N est la dimension du piège ($N=\{1, 2, 3\}$ pour des pièges 1D, 2D ou 3D), Ω sa fréquence d'oscillation fondamentale et σ sa grandeur caractéristique. Les états d'énergie des atomes piégés sont alors pleinement décrits par les nombres quantiques associés aux états interne et externe d'énergie. Les changements d'énergie externe se réduisent alors à ceux correspondant aux transitions d'état motionnel $|n\rangle \rightarrow |n + \Delta n\rangle$. Dans le cas où ces états sont résolus, la spectroscopie de la transition d'horloge comprend alors des bandes latérales étroites associées à chaque réalisation des transitions $|f; n\rangle \rightarrow |e; n + \Delta n\rangle$ plutôt qu'une unique bande élargie par l'effet Doppler. Les termes Doppler et de recul du bilan d'énergie de l'équation I.3 sont alors remplacés par la contribution discrète :

$$\hbar\omega = \hbar\omega_0 + \Delta n\hbar\Omega, \quad (I.8)$$

et on identifie les bandes spectrales correspondant à :

- $\Delta n = 0$: la porteuse de la transition d'horloge, pour laquelle l'état motionnel est conservé, il s'agit de la transition de référence que l'on souhaite mesurer
- $\Delta n < 0$: les bandes latérales « rouges », où l'absorption d'un photon d'horloge est associée avec une perte d'énergie motionnelle dans le piège
- $\Delta n > 0$: les bandes latérales « bleues », où l'absorption d'un photon d'horloge est associée avec une gain d'énergie motionnelle par l'atome

Le cas où le piège permettant de confiner les atomes est anisotrope conduit à lever la dégénérescence des états motionnels selon ses différents axes propres i . L'état motionnel $|n\rangle$ recoupe alors un ensemble d'états motionnels orthogonaux $|n_i\rangle$ sur lesquels peuvent être réalisées des transitions $|n_i\rangle \rightarrow |n_i + \Delta n_i\rangle$. L'équation I.3 devient alors :

$$\omega = \omega_0 + \sum_i \Delta n_i \Omega_i. \quad (I.9)$$

La distribution des atomes dans les états motionnels du piège $|n_i\rangle$ d'énergie E_{n_i} fera l'objet d'un développement plus complet dans le chapitre II, où l'on présentera deux méthodes de thermométrie par spectroscopie de la transition d'horloge. La fréquence d'oscillation du piège présente également une dépendance avec la profondeur du piège U_0 exprimée en E_R et liée à la densité optique du laser. Pour un piège unidimensionnel produit par un laser de rayon w_0 et de nombre d'onde k , ces fréquences s'expriment selon :

$$\begin{cases} \Omega_z \simeq \frac{2\sqrt{U_0 E_R}}{\hbar} \\ \Omega_r \simeq \frac{2\sqrt{U_0 E_R}}{\hbar} \frac{\sqrt{2}}{w_0 k} \end{cases} \quad (I.10)$$

Le paramètre de Lamb-Dicke η permet quant à lui de mesurer le déplacement de fréquence associé au terme de recul pour l'absorption d'un photon du réseau relativement au déplacement de fréquence induit par une transition d'état motionnel $|n\rangle \rightarrow |n \pm 1\rangle$:

$$\eta = \sqrt{\frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2 \cdot M_{Sr}}} / \hbar\Omega, \quad (I.11)$$

et le régime de Lamb-Dicke correspond au cas où :

$$\sqrt{n}\eta \ll 1, \quad (\text{I.12})$$

c'est-à-dire au cas dans lequel l'absorption d'énergie de recul est largement insuffisante pour induire un changement d'état motionnel. Afin de pouvoir mesurer la fréquence d'horloge ω_0 en l'absence du terme de recul, on veillera donc à réaliser la spectroscopie dans un piège suffisamment profond, pour vérifier la condition de l'équation I.12. Dans ce cas, la spectroscopie permet d'adresser uniquement le terme propre à la structure atomique de référence du bilan d'énergie I.3 en adressant la transition pour laquelle l'état motionnel est conservé, et donc de déterminer la fréquence ω_0 de la résonance atomique.

Le cas du piège a une dimension sera traité par la suite. Dans ce cas, deux nombres quantiques $|n\rangle = |n_z, n_r\rangle$ suffisent à décrire l'état motionnel des atomes, les deux dimensions transverses étant dégénérées. Pour une profondeur de piège de quelques dizaines de reculs, et compte tenues des fréquences d'oscillation du piège données dans les équations I.10 à cette profondeur, la condition du régime de Lamb-Dicke est satisfaite uniquement selon l'axe du piège.

i. Réalisation expérimentale du confinement par un réseau optique

Dans les cas des atomes neutres tels que le ^{87}Sr , le confinement des atomes est assuré par un réseau optique. Le réseau en place sur les horloges décrites ici est un réseau à une dimension en cavité. Nous présenterons les outils expérimentaux en permettant la réalisation, et aborderons dans le chapitre II d'autres géométries de réseau optique mises pouvant être mises en œuvre.

Production du réseau optique Le réseau optique est un élément clé de ces horloges puisqu'il permet de réaliser la spectroscopie pour des atomes confinés comme schématisé sur la figure I.1. Il consiste en une onde électromagnétique stationnaire produite à partir d'un laser, dont chaque maxima d'intensité constitue un piège dipolaire, séparés par la demi-longueur d'onde du laser de piégeage à 813 nm soit quelques 10^3 sites/mm. Sur le système expérimental décrit ici, le réseau optique est peuplé par quelques 10^4 atomes, dans de multiples sites de piégeage au sein desquels ils seront préparés, interrogés et détectés.

La production de cette onde stationnaire requiert l'utilisation de deux lasers contra-propageants, ou d'un seul en résonance avec une cavité optique comme ici. Dans ce second cas, le système bénéficie de l'effet amplificateur de la cavité, permettant d'accroître l'intensité optique de la source à l'intérieur de la cavité. Cette solution permet de mettre en œuvre de grandes profondeurs de piège, jusqu'à $2 \times 10^3 E_R$ sur le système en place. D'autre part, ce réseau est orienté selon l'axe du champ de pesanteur, de manière à lever la dégénérescence entre les sites de piégeage, et d'éviter l'interaction entre atomes de sites voisins.

Une section du chapitre sur les effets systématiques II sera dédiée aux interactions entre les atomes et la lumière du piège. Y seront détaillés les paramètres expérimentaux contribuant à réduire l'inexactitude induite par la présence du piège, en premier lieu desquels figure la longueur d'onde magique [46]. La mise en place d'un réseau à cette longueur d'onde, de 813 nm pour le ^{87}Sr , permet de fortement annuler le déplacement différentiel des états d'horloge induit par le piège.

Source laser S'il est ainsi nécessaire de verrouiller le laser du réseau sur la longueur d'onde magique pour obtenir le déplacement lumineux minimal, il doit également être stabilisé en fréquence. En effet, du fait de l'effet amplificateur de la cavité optique, le bruit de fréquence du laser sur lequel la longueur de la cavité est asservie induit un bruit d'amplitude sur la profondeur du piège. Une conséquence est de fournir aux atomes du piège l'énergie nécessaire pour réaliser des transitions d'état motionnel, jusqu'à les en y expulser par chauffage paramétrique.

Le laser de piégeage, produit par un laser titane:saphir, est pour cela stabilisé en fréquence par verrouillage sur une cavité optique doublement résonnante dont le rôle est de transférer la pureté spectrale d'un laser à 689 nm vers le réseau optique à 813 nm. Ce laser à 689 nm est lui-même verrouillé sur une cavité ultrastable qui présente une faible dérive, de l'ordre du kilohertz par jour, par ailleurs régulièrement corrigée via la spectroscopie de la transition d'inter-combinaison. C'est ainsi que le bruit d'amplitude sur la profondeur de piège est dominé par le bruit mécanique propre à la cavité du réseau à l'intérieur de la chambre expérimentale. On présentera une nouvelle chambre ultra-vide dans le chapitre IV, dont la conception propose une cavité optique de stabilité accrue pour la réalisation du réseau optique.

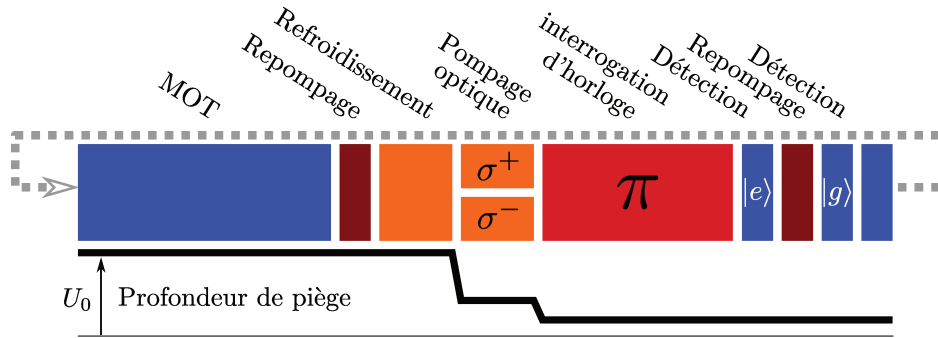


FIGURE I.3 – Schéma de la séquence d’horloge avec les différentes étapes de préparation, interrogation et détection. Le réseau optique est présent durant tout le cycle d’horloge, et sa profondeur est réduite au fur et à mesure du refroidissement des atomes qu’il contient afin de minimiser le déplacement lumineux qu’il induit sur la transition d’horloge. L’interrogation d’horloge est réalisée à l’issue de la préparation atomique, qui inclut le refroidissement et la polarisation du spin. 180 ms sont dédiés à l’interrogation d’horloge dans la séquence de 860 ms, soit environ 20 %.

I.3 Description de la séquence d’horloge

Dans cette section, nous décrivons le protocole mis en œuvre pour réaliser la spectroscopie fine de la transition d’horloge d’un ensemble atomique de ^{87}Sr confiné au sein d’un réseau optique à l’intérieur d’une chambre expérimentale sous ultravide. L’acquisition d’horloge est réalisée selon une séquence, qui inclut la préparation des atomes, leur interaction avec le laser d’horloge et enfin leur détection, et est schématisée sur la figure I.3. C’est la qualité et la reproductibilité de cette préparation atomique qui conditionne la pureté spectrale de la transition d’horloge ainsi réalisée. L’horloge sur laquelle j’ai travaillé durant ma thèse était déjà opérationnelle, et son fonctionnement a déjà été documenté par le passé [64, 65]. On s’attachera donc ici à mettre en évidence les modifications visant à améliorer ce système expérimental qui ont été mises en place durant ma thèse.

Les atomes de ^{87}Sr à interroger sont issus de l’effusion d’un mélange d’isotopes de strontium pur distribués selon leur abondance naturelle et comprenant donc majoritairement les ^{86}Sr , ^{87}Sr et ^{88}Sr avec respectivement 9.9 %, 7.0 % et 82.6 % [66]. S’agissant de fermion interrogé en espace confiné, ils disposent à la fois d’une sous-structures magnétique et mot ionnelle. La résolution de ces sous-états permet l’observation d’un ensemble de bandes spectrales étroites plutôt qu’une unique bande élargie, à la faveur de la spectroscopie précise de la transition d’horloge. La transition d’horloge $|^1S_0\rangle \rightarrow |^3P_0\rangle$ sur les états d’horloges est alors séparée en transitions $|^1S_0; m_F^f; n_z^f; n_r^f\rangle \rightarrow |^3P_0; m_F^e; n_z^e; n_r^e\rangle$. Dans le cas où la levée de dégénérescence est insuffisante pour résoudre ces bandes, on observe un élargissement de la transition. Il convient donc mener une préparation des atomes pour purifier l’état initial avant l’interrogation par le laser d’horloge.

Cette préparation inclut nécessairement un transport des atomes du lieu de leur effusion vers le lieu du confinement. Il est ainsi possible de distribuer la réalisation du protocole de préparation atomique temporellement ou spatialement. Dans le premier cas, les atomes sont transportés vers une chambre expérimentale où sont réalisées alternativement chacune des étapes de préparation, d’interrogation et de détection. Cette horloge séquentielle présente alors un temps mort durant lequel le laser d’horloge n’interagit pas avec les atomes, qu’il convient de minimiser. Dans le second cas, les atomes sont préparés tout le long du chemin de la source vers le laser d’horloge, qui interagit donc continuellement avec les atomes [67]. Il s’agit ainsi d’une solution permettant de supprimer le temps mort de l’horloge. Les systèmes opérationnels existants correspondent au premier cas, qui sera celui décrit dans ce manuscrit.

I.3.1 Production du jet atomique de strontium 87

Les atomes de strontium sont issus d’une source effusive chauffée à $T = 630\text{ K}$ et disposent ainsi d’une énergie cinétique moyenne de l’ordre de $10^{10} E_R$. Comme représenté schématiquement sur la figure I.4, le jet atomique issu du four est alors décéléré par un ralentisseur Zeeman dont le faisceau pousseur adresse la transition $|^1S_0\rangle \rightarrow |^1P_1\rangle$ à 461 nm, afin de réduire la largeur de la distribution de vitesse, et donc améliorer le taux de capture d’un Piège Magnéto-

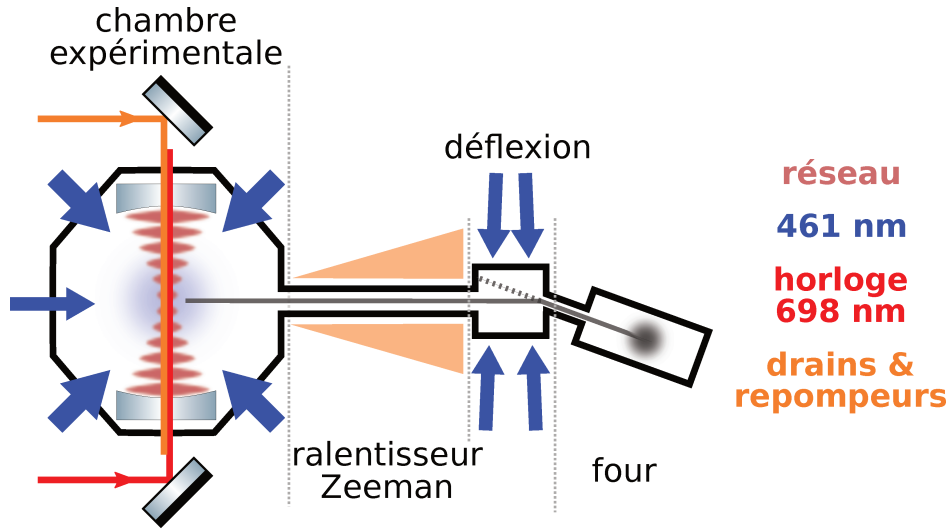


FIGURE I.4 – Schéma du système expérimental. Le four à droite produit l’effusion d’un jet d’atomes de strontium dont l’orientation est légèrement désaxée par rapport à la chambre expérimentale. Le remplissage du piège optique requiert la déflexion du jet atomique par des faisceaux à 461 nm. La suite des opérations d’horloge se passe dans la chambre expérimentale de gauche, où le MOT est centré sur le réseau optique. Le réseau est également superposé avec les faisceaux de drains et de repompage. De cette manière, les atomes les plus froids du MOT sont ceux en présence du piège dipolaire et sont drainés vers les états métastables dans lesquels ils sont insensibles aux faisceaux du MOT. À l’issue de la phase de chargement, les faisceaux à 461 nm sont éteints et les atomes désormais piégés dans le réseau sont repompés dans l’état fondamental 1S_0 .

Optique selon la même transition, dont la plage de capture n’excède pas $10^4 E_R$. Le centre de ce Piège Magnéto-Optique (MOT) est superposé à un réseau optique à 813 nm d’une profondeur allant jusqu’à environ $2 \times 10^3 E_R$, vers lequel les atomes les plus froids sont alors transférés.

Le jet atomique initial est par ailleurs légèrement désaxé par rapport à l’axe du ralentisseur Zeeman, de sorte qu’il est nécessaire de le dévier vers la chambre expérimentale, où se situent les pièges optiques. Cette fonction est assurée par un laser de déflexion, adressant lui aussi les atomes selon la transition $|^1S_0\rangle \rightarrow |^1P_1\rangle$, ainsi que représenté sur la figure I.4. Le jet atomique est défléchi uniquement lors de la phase de chargement, ce système constitue donc un obturateur atomique contrôlé optiquement. Cela permet de réduire les collisions entre les atomes de ^{87}Sr froids peuplant le piège et les atomes de ^{87}Sr chauds issus du four. En outre, ce dispositif permet d’éviter l’exposition directe des atomes interrogés au rayonnement thermique du four.

Bien que le flux d’atomes émergeant du four ne soit pas constitué uniquement de l’isotope de travail ^{87}Sr , le décalage isotopique de la transition $|^1S_0\rangle \rightarrow |^1P_1\rangle$ permet d’adresser spécifiquement l’un des isotopes. Outre sa fonction d’obturateur, ce système constitue également un filtre de masse, permettant de réduire le faisceau atomique aux seuls atomes de ^{87}Sr .

i. Asservissement en fréquence d’un esclave pour le faisceau du ralentisseur Zeeman

Le ralentisseur Zeeman se compose d’un faisceau pousseur adressant la transition $|^1S_0\rangle \rightarrow |^1P_1\rangle$, dont la résonance est déplacée par effet Zeeman en présence d’une bobine produisant le gradient de champ magnétique $\mathbf{B}(z)$. Cette bobine est conçue de manière à ce qu’en chaque position z des trajectoires atomiques, la somme des déplacements par effet Doppler $\Delta\nu^{(Doppler)} \propto \mathbf{p}(z)$ des atomes de quantité de mouvement $\mathbf{p}(z)$ et par effet Zeeman $\Delta\nu^{(Zeeman)} \propto |\mathbf{B}(z)|$ soit constante. L’énergie de recul absorbée par les atomes à résonance permet ainsi de les ralentir. Le faisceau pousseur utilisé pour ce faire est issu d’une source laser dédiée, consistant en une diode laser à 461 nm est asservie par injection d’un laser maître pour produire la puissance optique nécessaire au faisceau du ralentisseur Zeeman, de l’ordre de 80 mW.

Automatisation du verrouillage de la fréquence de l’esclave Ce verrouillage par injection est sensible aux fluctuations thermiques de l’environnement expérimental, qui induit un déplacement de sa fréquence par rapport aux atomes, au détriment de l’efficacité du ralentisseur Zeeman. Le verrouillage du courant de la diode de l’esclave permet de réduire ces fluctuations et est réalisé par un micro-contrôleur *Arduino*, qui inclut également une fonction de re-verrouillage automatique. Les variations thermiques ayant pour effet de déplacer le courant correspondant à la fréquence cible, l’algorithme a été amélioré afin de balayer une plus grande gamme de courant de la diode esclave, et donc de fréquence. La modulation de courant de la diode conduit toutefois à modifier son équilibre thermique, le point de fonctionnement obtenu lors du balayage diffère alors du point de fonctionnement en régime stationnaire. Afin de contrecarrer cet effet, le balayage est désormais réalisé en plusieurs itérations en resserrant la plage de balayage autour du point de fonctionnement. De cette manière, le laser tend à se thermaliser au fur et à mesure des itérations, et le choix du point de fonctionnement durant le balayage ne diffère plus de celui du régime stationnaire. Le système de verrouillage dispose ainsi d’une plus large gamme de capture, et peut retrouver le point de fonctionnement de manière autonome.

Mesure du déplacement de l’esclave et production du signal d’erreur La corrélation qui existe entre le mode spatial de l’esclave et sa fréquence était auparavant utilisée pour produire le signal d’erreur, par la mesure des variations de la puissance lumineuse d’une fuite du laser vers une photo-diode, représentée en jaune sur la figure I.5. Toutefois, si le mode spatial est sensible à la fréquence d’opération de la diode esclave, il dépend également de la température environnementale. Cela introduit des fluctuations indépendantes de la fréquence du laser sur le signal d’erreur, et dégrade alors la qualité de l’asservissement ainsi réalisé. Les dysfonctionnements observés sur la climatisation du laboratoire qui ont eu lieu en 2020 ont conduit au verrouillage erratique de ce laser par ce système.

Dans ce contexte, un nouveau verrouillage a été mis en place, afin d’obtenir un signal d’erreur insensible à l’instabilité thermique de l’environnement expérimental. Désormais, c’est la fréquence de la diode esclave qui est adressée directement plutôt qu’au travers de sa corrélation avec le mode spatial. On verrouille pour ce faire l’écart de fréquence entre l’esclave et le maître [68]. Suite à son double passage dans le Modulateur Acousto-Optique (AOM), le faisceau Zeeman est décalé de deux fois 101 MHz par rapport au maître issu de la cavité de doublage, tel que schématisé sur la figure I.5. La mesure du battement entre les deux lasers par une photo-diode rapide, représentée en vert sur la figure I.5, et l’utilisation d’un convertisseur fréquence-tension, permet alors de mesurer l’écart de fréquence entre l’esclave et maître, qu’on utilise alors pour produire un signal d’erreur et asservir l’esclave selon le même protocole que décrit précédemment. Ce nouveau système participe ainsi à améliorer la robustesse de l’horloge, nécessaire pour la réalisation d’opérations d’horloge de longues durées, telles que celles qui sont réalisées dans le cadre des campagnes métrologiques que l’on abordera dans le chapitre V.

ii. Remplacement des optiques libres par des optiques fibrées

Le signal d’erreur précédemment utilisé a démontré ses limites du fait de fluctuations de mode transverse indépendante de la fréquence. Si la fréquence est désormais stabilisée par un autre système, les défauts du mode transverse émit par la diode ne sont pas pour autant supprimés, et persistent sur le faisceau pousseur du ralentisseur Zeeman. Les optiques de mises en forme et de transport du faisceau jusqu’aux atomes ont ainsi été installées pour optimiser l’efficacité du ralentisseur au début de l’installation de l’horloge. Au fil des années, l’état du faisceau source a cependant pu varier, et donc l’efficacité du ralentisseur avec lui.

Afin d’améliorer encore la robustesse de l’horloge, et réduire la corrélation entre le mode d’émission de la diode laser et le faisceau effectivement perçu par les atomes, une fibre optique a donc été installée entre la diode et les atomes, et permet ainsi de filtrer le mode spatial du laser. Cette opération a été réalisée dans le cadre du développement de la nouvelle enceinte à vide qui sera abordée dans le chapitre IV, et dont la conception inclut des collimateurs fibrés enfermés dans un bouclier thermique, notamment pour le ralentisseur Zeeman. Avec l’installation de cette fibre, l’horloge est ainsi prête à accueillir le collimateur associé.

Finalement, le travail sur l’horloge *Sr2* va se poursuivre avec l’enceinte actuelle, sur laquelle a tout de même été installé une fibre. Dans cette nouvelle configuration, c’est ainsi à la fois la fréquence du faisceau et son mode spatiale qui ont été améliorés durablement, et réduisent le travail nécessaire pour préparer le système.

I.3.2 Chargement des atomes dans le réseau optique

i. Protocole de chargement

Bien que le ralentisseur Zeeman permette de réduire la vitesse des atomes issus du four, ils conservent une énergie cinétique résiduelle trop importante pour rejoindre le réseau optique. Afin de dissiper cette énergie et d'immobiliser les atomes à l'endroit du réseau, ils sont chargés dans un Piège Magnéto-Optique 3D qui lui est superposé. Tout comme la déflection et le ralentisseur, ce MOT adresse la transition $|^1S_0\rangle \rightarrow |^1P_1\rangle$ et bénéficie ainsi de la large plage de capture garantie par sa largeur naturelle de 32 MHz. Cette première étape de piégeage permet de refroidir les atomes jusqu'à 3 mK soit $2 \times 10^4 E_R$. Les faisceaux du MOT sont en revanche susceptibles d'induire le chauffage paramétrique des atomes jusqu'à les expulser du réseau optique. Pour améliorer le transfert des atomes froids du MOT vers le réseau, ce dernier est également superposé avec des faisceaux à 689 nm et 688 nm qui permettent de drainer les atomes vers les états métastables 3P_0 et 3P_2 où ils ne résonnent plus avec le faisceau à 461 nm, et desquels ils seront repompés vers l'état fondamental à l'issue des 500 ms de chargement.

Trois paires de bobines de compensation orthogonales sont également disposées autour de la chambre expérimentale. En configuration Helmholtz, elles permettent de déplacer le lieu d'annulation du potentiel magnétique, et donc du milieu du piège, de manière à ajuster finement sa superposition avec le réseau optique et ainsi optimiser le transfert des atomes du MOT vers ce dernier. Un protocole de calibration automatique du champ magnétique produit par ces bobines sera décrit dans le chapitre II.

ii. Production et distribution d'un faisceau à 461 nm

Tout comme pour le faisceau pousseur du ralentisseur Zeeman précédemment évoqué, les faisceaux du MOT ont bénéficié de l'installation de coupleurs fibrés. Cette amélioration s'inscrit également dans le projet de la nouvelle enceinte ultravide. La mise en place de ces optiques fibrés est en revanche plus avancée ici, puisqu'un collimateur fibré a été assemblé et installé pour chacun des trois faisceaux du MOT, offrant un gain de compacité, de robustesse et d'aisance de préparation, favorable à la réalisation d'acquisition d'horloge longues et régulières. Les optiques de rétro-réflexion ont quant à elles été conservées.

Distribution du laser Les trois collimateurs sont connectés à un unique coupleur fibré fourni par *Evanescent Optics Inc*, disposant d'une entrée et trois sorties telles que représentées sur la figure I.5. Les trois paires de faisceaux du MOT sont ainsi produites à partir de l'injection d'une unique fibre optique. Les faisceaux bénéficient alors eux aussi du filtrage spatial apporté par l'utilisation de cette fibre optique, qui permet de supprimer les corrélations entre leur mode transverse et leur front d'onde d'avec la source à 461 nm entrant dans la fibre. La dégradation des faisceaux observés entre l'installation des optiques en espace libre précédents et leur remplacement par les optiques fibrés témoignent de cette sensibilité, et le nouveau système adresse ce problème de vieillissement.

La distribution de puissance entre les trois sorties fibrées est par ailleurs déterminées par le coupleur, sans possibilité de le changer, et ce de manière inégale (26 %, 35 % et 39 % plutôt que trois tiers), pour 66 % de la puissance d'entrée couplée dans le diviseur. L'impact de cette distribution inégale n'a pas été observé, probablement compensé par l'alignement et la polarisation. D'autre part, bien que le système fibré liant la source laser aux collimateurs soit à maintient de polarisation, on a constaté que la polarisation en sortie des fibres était très sensible à la polarisation d'entrée et aux contraintes thermiques et mécaniques subies par la fibre. Cela induit des fluctuations de polarisation (au point de passer d'une polarisation linéaire à celle orthogonale) sur les faisceaux du MOT ainsi produits, occasionnant de grandes fluctuations sur sa forme et son nombre d'atomes, voire son dépeuplement total.

Nous avons finalement observé la présence de poussière et de colle, probablement fixés à l'installation des collimateurs d'entrée et de sortie, et qui dégradaient le passage du laser. Leur nettoyage a permis de rectifier les fluctuations de polarisation. Les systèmes optiques étant fermés à l'environnement extérieur, nous avons pu observer leur fonctionnement sur plus d'un an maintenant, sans que le problème ne se représente.

L'installation de ce nouveau système présente l'avantage de simplifier l'alignement et la mise en route du système précédents toutes interrogations d'horloge. Il est également nettement plus compact, et simplifie le système. La taille importante, 2" de diamètre, des optiques libres précédemment installées était une source d'encombrement sur le système, contraignant notamment la position de la caméra observant les atomes. Le gain de place a ainsi permis de

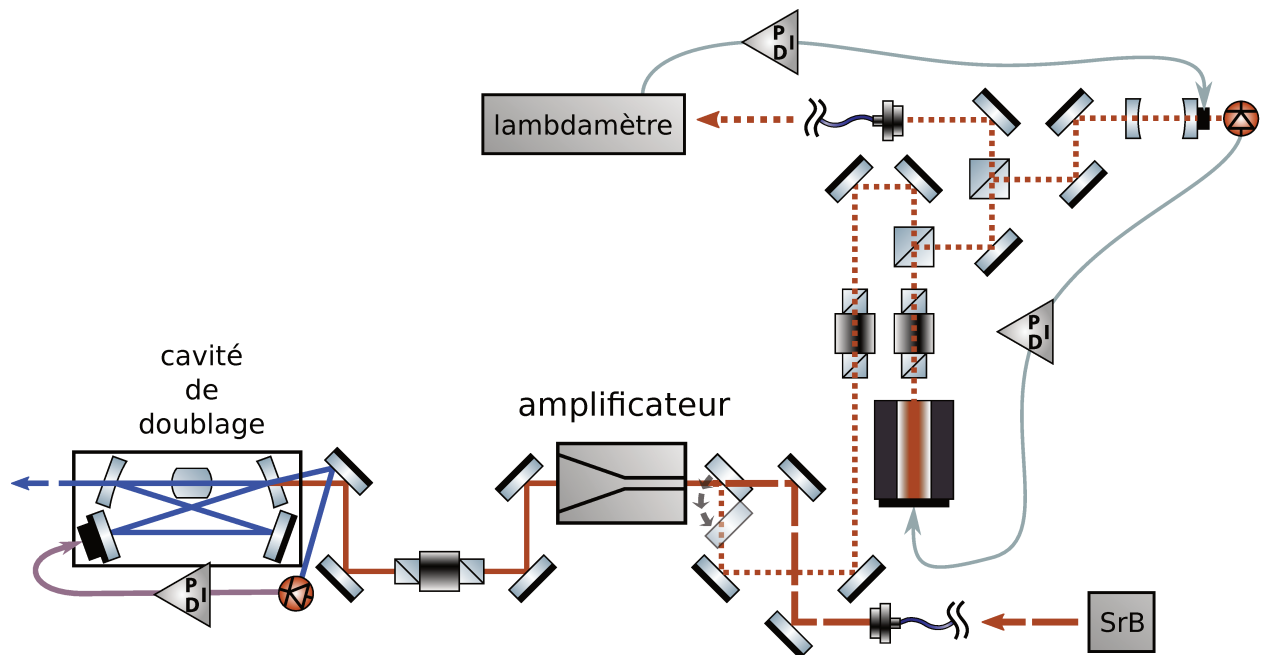


FIGURE I.6 – Schéma de distribution des lasers à 922 nm utilisés comme source pour les faisceaux à 461 nm. À droite, les deux sources infrarouges en marron. L'ancienne source commune aux deux horloges provient du banc optique de *SrB* est représentée en traits tirés. La nouvelle source consiste en la diode Laser à Rétroaction Répartie (DFB) et est représentée en traits pointillés. Son courant de consigne est asservi sur le flanc d'une résonance de la cavité optique en haut à droite, dont la longueur est asservie sur le lambda-mètre. Le laser est ainsi stabilisé et centré sur la fréquence de travail par ce double asservissement. Quelle que soit la source utilisée, elle est ensuite amplifiée et doublée.

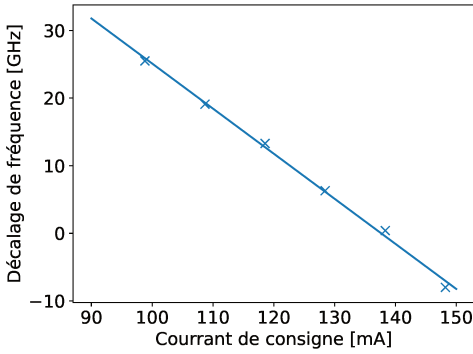
pouvoir déplacer cette caméra, pour une position permettant d'observer un plus grand angle solide en direction des atomes. On constate ainsi un gain d'un facteur 3 sur l'amplitude du signal atomique.

Installation d'une nouvelle source à 922 nm Les deux horloges à réseau optique au strontium développées au SYRTE sont partiellement corrélées et partagent une partie du système expérimental. En effet, la plupart des faisceaux utilisés sur ces systèmes sont issus de sources communes distribuées vers les deux horloges, ce qui permet d'éviter d'avoir à produire l'intégralité du système en double. La contrepartie est que les deux horloges ne sont pas parfaitement indépendantes et leurs réalisations peuvent être soumises aux mêmes biais, alors imperceptibles dans le cadre de comparaisons locales. D'autre part, cela conduit à disposer d'une moindre flexibilité sur le paramétrage des horloges, et leur disponibilité puisque des opérations sur l'une peut se faire au détriment de l'autre.

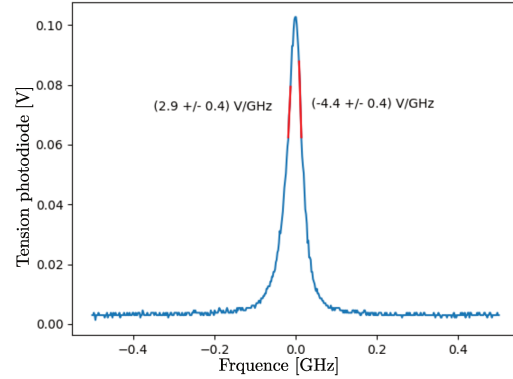
En ce qui concerne le laser à 461 nm, il est issu d'une même source qui consiste en une cavité Diode Laser à Cavité Étendue (ECDL) à 922 nm distribuée vers chacune des horloges. Chacune dispose alors d'un étage d'amplification par un tapered amplifieur (TA), puis d'une cavité de doublage. L'asservissement en fréquence de la source commune à 922 nm est réalisé par la mesure d'un lambda-mètre (*HighFinesse U2*), régulièrement calibré sur le laser d'horloge.

Une nouvelle source à 922 nm a été mise en place sur l'horloge *Sr2*, afin de découpler les deux systèmes. Cette source consiste en un laser DFB (*eagleyard Photonics GmbH*) et a été installée durant mon travail à l'observatoire afin de remplacer la source commune. Si l'objet de cette nouvelle source est de découpler les deux horloges, elle doit toutefois permettre de conserver les performances précédentes en termes de stabilité de fréquence et de puissance fournie.

On peut noter un avantage pratique au découplage des deux lasers. L'isotope de travail ^{87}Sr est moins abondant que le ^{88}Sr . Il est ainsi plus aisé de réaliser une partie de la préparation du système avec cet autre isotope pour lequel les signaux dépendant du nombre d'atomes sont plus importants. On cherche alors à déplacer la fréquence de la source



(a) Sensibilité de la fréquence au courant d'alimentation autour du point de fonctionnement, c'est à dire dont la fréquence double est celle nécessaire au fonctionnement de l'horloge. Ce dernier est choisi de manière à être proche de la résonance du strontium par la température de la diode laser.



(b) Résonance du laser avec la cavité Fabry Perot observée en transmission sur une photodiode afin de réaliser le signal d'erreur pour stabiliser la fréquence du laser. La longueur de la cavité est asservie de manière à être centrée sur la fréquence de travail par sa mesure sur le lambdamètre

FIGURE I.7

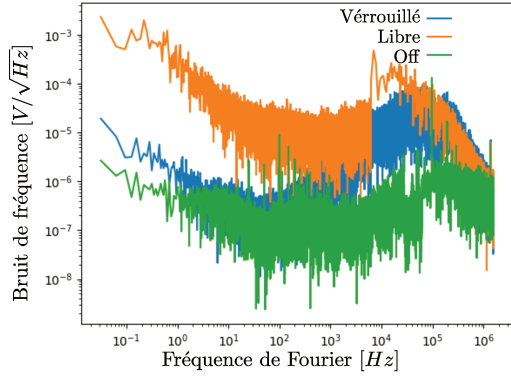
commune de plusieurs dizaines de MHz par rapport à la configuration nominale. Dans le cas d'une source commune, une telle action affecte les deux systèmes.

Stabilisation de fréquence Dans le cadre du fonctionnement de l'horloge, la fréquence d'émission du laser doit également être stabilisée relativement à la fréquence de résonance de la transition $|^1S_0\rangle \rightarrow |^1P_1\rangle$ du ^{87}Sr . Cette fréquence dépend du courant et démontre une sensibilité $-0.67(1) \text{ GHz mA}^{-1}$ au voisinage du point de fonctionnement comme le montre la calibration de la figure I.7a. La spectroscopie du laser par un lambdamètre est utilisée pour asservir le courant de consigne du laser. Ce même lambdamètre est plus largement utilisé pour mesurer les fréquences de chaque laser utile aux deux horloges. Un commutateur optique permet pour cela d'alternier entre les différents lasers à adresser au lambdamètre, dont les fréquences ne sont mesurées que de manière intermittente. La nouvelle source laser à 922 nm doit donc disposer d'une stabilité suffisante pour éviter de se désaccorder entre chaque mesure, condition non réalisée par la diode DFB libre, contrairement au laser en cavité étendue précédemment utilisé et partagé par les deux horloges.

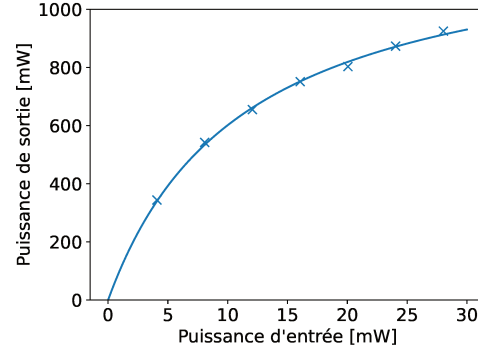
Afin de stabiliser davantage le nouveau laser, une cavité Fabry-Perot a donc été ajoutée au système pour faire tampon. La fréquence d'émission de la diode DFB est alors asservie en verrouillant d'abord la longueur de la cavité optique de manière à avoir une résonance à la longueur d'onde désirée, puis en verrouillant le courant de la diode sur le flanc de cette résonance. La résonance du laser avec la cavité est présentée sur la figure I.7b, qui permet de déterminer la sensibilité en fréquence avec la tension de consigne.

Puissance d'entrée de la cavité de doublage Il a été constaté que cette diode DFB était plus sensible aux réflexions arrières du TA que l'ancienne source qui était transmise par fibre et bénéficiait ainsi d'un meilleur découplage. Cette sensibilité s'est traduite par l'apparition de sauts de mode sur le laser observables uniquement à l'activation du TA. Afin de minimiser cet effet, deux isolateurs optiques ont été ajoutés pour atténuer la puissance rétro-réfléchie, de -30 dB chacun.

Ceci étant fait, le système présente de bonnes performances, produisant prêt de 100 mW à l'entrée du TA, qu'il amplifie jusqu'à 1.25 W ainsi que le montre la figure I.8b, soit équivalent à l'ancien laser et donc suffisant pour retrouver la puissance de 461 nm nécessaire au fonctionnement de l'horloge, ainsi que le montre la figure I.8b. Le bruit de puissance est quant à lui représenté sur la figure I.8a et permet de mettre en évidence la correction du bruit d'amplitude du laser transmis par la cavité Fabry-Perot utilisée pour verrouiller le laser, et donc son bruit de fréquence, dans les cas où la rétroaction sur son courant est active/inactive.



(a) Bruit du laser avec et sans l'activation du verrouillage sur la résonance de la cavité Fabry Perot. Le bruit "off" correspond au plancher de bruit du détecteur lorsque le laser est hors de la résonance. À résonance, on constate une nette amélioration du bruit de fréquence, en particulier jusqu'à 1 kHz où la densité spectrale de puissance correspond à celle du photo-détecteur. On est limité au-delà par la bande passante de l'asservissement qui ne permet pas de corriger l'instabilité du laser.



(b) Amplification de la puissance de la diode DFB par le TA. La saturation est estimée à 1280 mW, et on parvient à obtenir 1250 mW

FIGURE I.8 – Stabilité de fréquence et puissance du laser à 922 nm générée par l'ensemble formé par la DFB et le TA

I.3.3 Transfert des atomes vers le réseau optique et préparation atomique

Pour améliorer davantage le transfert des atomes dans le réseau, plusieurs solutions expérimentales ont été développées sur ces systèmes. Une première communément utilisée consiste à utiliser un second MOT, selon la transition $|^1S_0\rangle \rightarrow |^3P_1\rangle$, dont la plus grande finesse permet de refroidir davantage les atomes, et donc de les maintenir dans le piège [69, 70]. En effet, la température limite des atomes dans le MOT étant exprimée :

$$T = \frac{h\Gamma}{2k_B}, \quad (\text{I.13})$$

la mise en place du second MOT selon une transition plus fine permet de mieux confiner les atomes sur le réseau.

Une autre méthode choisie au SYRTE consiste à drainer les atomes se trouvant dans le réseau vers des états métastables 3P_0 et 3P_2 pendant le chargement du MOT, de manière à les rendre transparents aux faisceaux du premier piège et éviter leur expulsion du piège dipolaire. Pour cela, une paire de faisceaux drains, selon les transitions $|^1S_0\rangle \rightarrow |^3P_1\rangle$ et $|^3P_1\rangle \rightarrow |^3S_1\rangle$, respectivement à 689 nm et 688 nm, permettent d'exciter les atomes vers l'état 3S_1 duquel ils retombent dans les états métastables. L'avantage de cette méthode est de pouvoir adresser uniquement les atomes déjà présents dans le réseau, tout en continuant son chargement. En effet, les faisceaux de drains étant superposés au réseau, seuls les atomes déjà dans le piège dipolaire sont transférés vers ces états métastables. Cette fonction est réalisée de manière optimale lorsque que la superposition des faisceaux de drains et du réseau est maximale, et est donc très sensible à l'alignement, et au profil des faisceaux. De la même manière que les faisceaux du MOT, la propagation des faisceaux de drains était auparavant réalisée en espace libre, et leur superposition avec le réseau employait des filtres interférentiels et des lames dichroïques.

i. Distribution fibrée des drains et repompeurs

Toujours dans le but de réduire la sensibilité à l'alignement et d'augmenter la robustesse de l'horloge, ce système a été changé pour un système fibré. Les drains ainsi que les repompeurs ont ainsi été rassemblés dans une même fibre. Pour cela des coupleurs fibrés et des commutateurs optiques fibrés ont été installés comme schématisé sur la figure I.9. Ces faisceaux combinés dans une seule et même fibre sont par la suite injectés dans la fibre Large Aire

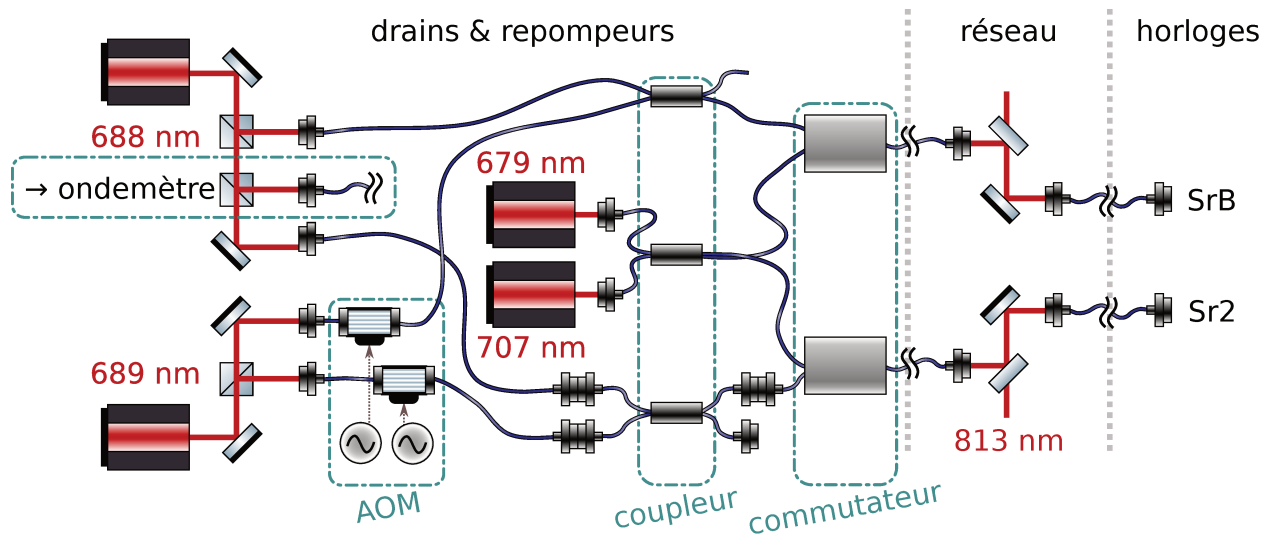


FIGURE I.9 – Schéma de la distribution fibrée amenant les faisceaux de drains, repompeurs et du réseau aux l’horloge. Des coupleurs fibrés sont utilisés pour combiner les sources et partager la puissance optique entre les deux systèmes. La combinaison des repompeurs, 679 nm et 707 nm, est réalisée immédiatement après les sources puis partagée entre les deux horloges.

Les drains, 689 nm et 688 nm, sont quant à eux séparés en espace libre afin d’en produire deux combinaisons différentes, dédiées à chacune des horloges. L’utilisation d’AOM fibrés sur chaque bras de 689 nm en amont du couplage avec le 688 nm permet d’en modifier la fréquence indépendamment sur les deux systèmes.

Les faisceaux combinés sont alors envoyés sur des commutateurs optiques fibrés, de manière à drainer ou repomper les atomes en accord avec les séquences d’opération des horloges.

Les sorties de chacun des commutateurs rejoignent alors la boîte distribution du réseau optique, avec lequel elles sont combinées en espace libre puis envoyées vers les horloges via les fibres à LMA du réseau optique.

λ [nm]	688	689	707	679
<i>SrB</i> Puissance [μ W]	19.8	128	136	285
<i>Sr2</i> Puissance [μ W]	21	115	900	214

TABLE I.1 – Table des puissances relevées au sortir des fibres LMA arrivant sur chacune des horloges

Modale (LMA) qui amène désormais non seulement le laser du réseau à la chambre expérimentale mais également les drains et repompeurs. La superposition des cinq faisceaux est alors améliorée, et surtout parfaitement reproductible. Outre le gain d’efficacité pour les opérations d’horloge, ce nouveau système constitue également un gain en termes de compacité comparé au système en espace libre. En effet, l’intégralité du système est disposé sur une table optique dédiée installée à proximité des quatre sources lasers à 679 nm, 688 nm, 689 nm et 707 nm, combinés puis amenés sur la table du réseau, et à nouveau combinés avec ce dernier puis transféré vers chaque horloge via les fibres LMA déjà en place.

Les commutateurs fibrés *Agiltron*® incluent un miroir mobile intégré (MEMS), assurant le passage des drains ou des repompeurs dans les fibres jusqu’aux atomes. Ils ont finalement été retirés et cette fonction est désormais réalisé en espace libre suite à des problèmes rencontrés sur les exemplaires de chacune des horloges. Pour l’une, c’est l’amplitude de déplacement du miroir interne qui s’est dégradé, ne permettant plus la commutation entre les deux fibres d’entrée. Pour l’autre, c’est le temps de réponse qui s’est dégradé pour atteindre 50 ms. Cette dégradation a été observée au bout de quelques 10^7 commutations.

ii. Refroidissement sub-Doppler des atomes dans le réseau optique

À l'issue de la phase de chargement, la distribution des atomes dans le réseau optique suit leur distribution thermique, et est donc déterminé par la température du MOT duquel ils ont été transférés, au minimum à la température Doppler :

$$T_{Doppler}^{461} = \frac{\hbar\Gamma^{461}}{2k_B} \simeq 760 \mu\text{K}, \quad (\text{I.14})$$

en pratique, la température réalisée est de 3 mK.

Bien que le réseau soit paramétré de manière à réduire le déplacement lumineux différentiel entre les états de la transition d'horloge, un déplacement résiduel subsiste et dépend de l'état motionnel adressé par le laser d'horloge comme nous verrons dans le modèle du déplacement lumineux donné au chapitre II. En conséquence, l'interrogation d'horloge de l'ensemble atomique dans le réseau conduit à l'observation d'une résonance élargie ou déplacée. Les atomes étant distribués dans les états motionnels selon leur distribution thermique, leur refroidissement permet de réduire leur dispersion dans ces états, et donc d'améliorer la résolution de la spectroscopie de la transition d'horloge.

Pour ce faire, une seconde étape de refroidissement est réalisée selon la transition plus fine $|^1S_0\rangle \rightarrow |^3P_1\rangle$. Dans le cas du réseau à une dimension discuté ici, le confinement des atomes est plus lâche dans le plan transverse que selon l'axe du réseau. Ce sont donc également deux techniques de refroidissement qui sont mises en place.

Dans le cas de cette transition dont la finesse est aussi basse que 7.6 kHz le transfert d'énergie cinétique du bilan I.3 est dominée par l'énergie de recul lié à l'absorption du photon :

$$T_{Doppler}^{689} = \frac{\hbar\Gamma^{689}}{2k_B} \simeq 0.18 \mu\text{K}. \quad (\text{I.15})$$

Comme discuté dans la section précédente, les atomes dans le piège voient leur état d'énergie motionnelle quantifié. La condition pour pouvoir les résoudre est que la largeur de bande Γ soit suffisamment fine pour séparer deux bandes distantes de Ω : $\Gamma \ll \Omega$. La finesse de la transition $|^1S_0\rangle \rightarrow |^3P_1\rangle$, $\Gamma = 7.6$ kHz permet ainsi de satisfaire cette condition, et donc de résoudre les bandes latérales longitudinales du piège. Cette propriété est mise à profit pour refroidir les atomes. Pour cela, on utilise un laser résonnant avec la première bande latérale rouge, de manière à diminuer l'état motionnel des atomes du piège. Les atomes émettant spontanément selon la porteuse, et cette transition étant réalisée de manière cyclante, les atomes tendent à être projetés vers l'état motionnel fondamental, selon les équations bilan I.16. Cependant, l'isotope utilisé étant fermionique, il ne peut y avoir plus d'un atome de même état au même endroit en vertu du principe de Pauli. La présence de plusieurs atomes par site est possible à la seule condition qu'ils peuplent des états motionnels différents, ou de manière équivalente la présence d'atomes dans des états motionnels plus élevés. L'efficacité du refroidissement est donc limitée par la densité atomique dans le réseau.

$$\begin{array}{ccc}
 & |^3P_1; n-1\rangle & \\
 \nearrow & & \searrow \\
 |^1S_0; n\rangle & & |^1S_0; n-1\rangle \implies |^1S_0; n=0\rangle \\
 \nwarrow & & \swarrow \\
 & n := n-1 & \\
 & \text{si } n > 0 &
 \end{array} \quad (\text{I.16})$$

Dans le plan transverse, le confinement est plus lâche et ne permet pas de résoudre les bandes latérales motionnelles, le refroidissement consiste alors en un refroidissement Doppler. Celui-ci est réalisé expérimentalement en superposant deux faisceaux de polarisations circulaires orthogonales, dont les fréquences sont légèrement décalées de $\delta\nu$. De cette manière, la phase entre les deux faisceaux oscille, la combinaison des deux faisceaux voit donc sa polarisation osciller elle aussi à la fréquence $\delta\nu$.

Après le refroidissement, la profondeur du piège est diminuée, de sorte que les atomes les plus chauds s'échappent du piège et sortent du système d'intérêt en allant se fixer sur une paroi de l'enceinte ultravide. De cette manière, seuls les atomes les plus froids sont conservés et interagiront avec le laser d'horloge.

iii. Pompage optique vers les sous-niveaux Zeeman extrêmes

L'isotope utilisé étant un fermion de spin nucléaire $I = 9/2$, l'état de l'ensemble atomique préparé selon la discussion précédente consiste en un mélange des sous-niveaux Zeeman $m_F = -9/2, \dots, +9/2$. La présence de champs résiduels dans l'environnement du laboratoire conduit à une dégénérescence imparfaite de la structure hyperfine, et donc à un élargissement de la transition de référence due à leur séparation par effet Zeeman, selon un modèle qui sera discuté dans le chapitre II. L'interrogation d'horloge est donc réalisée en présence d'un champ magnétique de biais, dont la stabilité de l'amplitude et de l'orientation est contrôlée, afin de paramétrer la séparation des sous-niveaux.

$$\begin{array}{ccc}
 & |^3P_1; m_F = p \pm 1\rangle & \\
 \sigma_{\pm} \nearrow & & \searrow \\
 |^1S_0; m_F = p\rangle & & |^1S_0; m_F = p \pm 1\rangle \implies |^1S_0; m_F = \pm 9/2\rangle \\
 \nwarrow & & \swarrow \\
 & p := p \pm 1 & \\
 & \text{si } p \neq \pm 9/2 &
 \end{array} \quad (\text{I.17})$$

L'interrogation d'horloge est réalisée par un laser polarisé linéairement, ce qui permet la conservation de l'état magnétique durant l'interaction. La présence du champ de biais permet ainsi d'adresser les 10 sous-niveaux sélectivement. Afin d'améliorer le contraste de la probabilité de transition, c'est tout l'ensemble atomique qui est projeté vers un seul de ces sous-états. Pour ce faire, une étape de pompage optique est réalisée alternativement vers l'un des sous-niveaux extrêmes $m_F = \pm 9/2$.

Ce pompage optique est effectué selon la même transition que le refroidissement discuté précédemment, $|^1S_0\rangle \rightarrow |^3P_1\rangle$, et utilise pour cela l'un des faisceaux à 689 nm, orienté selon le champ de biais. La polarisation circulaire σ^{\pm} du faisceau permet d'adresser les transitions $|^1S_0; m_F = p\rangle \rightarrow |^3P_1; m_F = p \pm 1\rangle$, et de projeter les atomes sur les états extrêmes $|m_F = \pm 9/2\rangle$ dans lesquels ils seront interrogés par le laser d'horloge.

L'interrogation alternative des atomes dans chacun de ces deux états permet par la suite de corriger le biais induit par l'effet Zeeman et déterminer la fréquence de référence ν_0 .

I.3.4 Interrogation de l'ensemble atomique par le laser d'horloge

i. Cavité ultrastable et distribution d'horloge

L'oscillateur local consiste en une cavité ultrastable, utilisée pour stabiliser le laser en vue de l'interrogation d'horloge. Les deux horloges à réseau optique au strontium du SYRTE partagent cette source, et en produisent chacune une correction indépendante. Cette cavité optique est constituée d'un espaceur en Ultra Low Expansion glass (ULE), dont la rigidité permet de fixer la longueur de la cavité optique. Maintenu sous vide, elle dispose de plusieurs boucliers thermiques imbriqués, et la température du premier d'entre eux est stabilisée au niveau de 1 mK. De plus, la cavité est placée sur une plate-forme anti-vibrations afin de l'isoler mécaniquement du reste de l'environnement expérimental.

Elle dispose alors d'une stabilité de fréquence présentant un bruit de scintillation de l'ordre de 7×10^{-16} dû à l'agitation thermique du revêtement des miroirs [71]. La cohérence à court terme du laser ainsi stabilisé permet d'interagir de manière cohérente avec les atomes de strontium pour une durée jusqu'à 200 ms, et donc d'en réaliser la spectroscopie précise. Bien que cette cavité soit stable à court terme, ses variations de températures sont à l'origine de dilatations résiduelles, modifiant la longueur optique. On observe par conséquent une dérive du laser d'horloge, qu'il convient de corriger en l'asservissant sur une référence plus stable, la transition d'horloge des atomes de ^{87}Sr préparés selon le protocole précédemment décrit.

ii. Protocole d'interrogation d'horloge

À l'issue de la séquence d'horloge, le système expérimental doit permettre de mesurer le déplacement du laser d'horloge par rapport à la fréquence satisfaisant la condition de résonance atomique. Pour ce faire, l'interrogation est réalisée à mi-hauteur de la résonance d'horloge, où la sensibilité du contraste est linéaire avec le désaccord, et ce de manière successive entre les flancs droit et gauche. Le déplacement du laser d'horloge autour du centre de la résonance est produit par un AOM utilisé en double passage. Un schéma d'horloge plus complet, permettant de corriger

le déplacement par effets Zeeman linéaire et quadratique sera décrit dans l'étude sur les effets systématiques II, en modifiant cette description que par l'interrogation de deux sous-états. L'interrogation d'horloge requiert alors quatre cycles glissants.

L'interrogation consiste par ailleurs en une interrogation Rabi, qui vise donc à inverser le peuplement des états d'horloges 1S_0 et 3P_0 par l'ensemble atomique en le soumettant à une unique impulsion π d'une durée de 180 ms et 200 ms correspondant respectivement à une largeur de raie de 5 Hz et 3 Hz dans les conditions optimales d'interrogations. Seule la moitié des atomes sont effectivement attendus dans l'état excité puisque le laser est désaccordé pour adresser l'un des flancs à mi-hauteur de la résonance.

I.3.5 Détection de l'état de l'ensemble atomique soumis au laser d'horloge

Après avoir été soumis au laser d'horloge, l'ensemble atomique est dans un état que l'on cherche à déterminer. Pour cela, la séquence d'horloge se conclut par une détection par fluorescence en soumettant l'ensemble atomique au laser à 461 nm, qui adresse donc les atomes restés dans l'état fondamental 1S_0 . Une caméra CCD à multiplication d'électrons (EMCCD) permet de mesurer la puissance de la fluorescence émise dans l'angle solide qu'elle capture, et ainsi de déterminer une grandeur dépendante du nombre d'atomes à l'origine de l'émission. En outre, l'interaction des atomes avec ce faisceau de détection conduit à leur réchauffement et à leur expulsion du réseau optique.

Le schéma de détection consiste alors à capturer quatre images après l'interaction avec le laser d'horloge. L'intégration du nombre de coups sur une région d'intérêt centrée sur l'ensemble atomique et définie au préalable permet de déterminer le nombre de coups N_i de la i -ème image.

- La première image est utilisée afin de décharger le détecteur. Elle est capturée lorsque le laser de détection est éteint, et aucune information n'en est extraite.
- La quatrième image est capturée en présence du laser sonde, en fin de détection, lorsque plus aucun atome ne peuple le piège. Elle est utilisée afin de supprimer le fond des images mesurées, et correspond à N_4 coups sur la caméra
- La seconde image permet de collecter la fluorescence des $N_f = N_2 - N_4$ atomes restés dans l'état fondamental après l'interaction avec le laser d'horloge. Les atomes de l'état excité sont dans ce cas transparents au laser sonde, et ne sont pas détectés.
- La troisième image permet de collecter la fluorescence des $N_e = N_3 - N_4$ atomes de l'état excité après les avoir repompés dans l'état fondamental

À l'issue de ce schéma de détection, on détermine la probabilité de transition réalisée par le laser d'horloge de fréquence ν :

$$\mathcal{P} = \frac{N_e}{N_f + N_e} = \frac{N_3 - N_4}{N_2 + N_3 - 2 \cdot N_4}, \quad (\text{I.18})$$

égale à la moitié du contraste de la transition dans le cas où le laser d'horloge adresse exactement le milieu du flanc de la résonance atomique

I.3.6 Intégration d'horloge

Le cycle d'horloge se termine à l'issue de la détection de l'état, et recommence en appliquant le signal d'erreur produit pour corriger le laser d'horloge de manière à conserver la condition de résonance atomique satisfaite. La stabilité à court terme est celle de l'oscillateur local, 7×10^{-16} et s'intègre comme $\tau^{1/2}$, ce qui permet d'atteindre une résolution statistique dans le bas 10^{-17} en quelques heures, et donc d'atteindre le plancher du bilan d'inexactitude.

L'objectif des opérations d'horloge détermine en fait la durée d'intégration, qui peut s'étaler sur plusieurs jours. Nous présenterons dans la suite des mesures d'horloge menées selon différentes séquences afin d'observer et modéliser la sensibilité de la fréquence d'horloge aux conditions de sa réalisation, comme nous verrons dans le chapitre II. Nous présenterons également des opérations métrologiques, plus longues, qui visent à comparer des réalisations simultanées en établissant des liens entre les horloges. Il est alors utile de poursuivre l'intégration pour acquérir suffisamment de données pour obtenir la résolution optimale des autres horloges et des liens en présence. Dans le chapitre V, nous décrirons les multiples types de comparaisons auxquelles ont pris part les horloges strontium du SYRTE durant ma thèse.

I.4 Vers un système plus robuste et autonome

Nous avons présenté dans ce chapitre le fonctionnement de l'horloge, en mettant en avant certaines améliorations techniques qui ont été mises en œuvre durant ma thèse. Certaines de ces modifications permettent d'accroître l'autonomie du système ou d'un de ses sous-systèmes.

La réalisation de la préparation des atomes préalablement à l'interrogation avec le laser d'horloge nécessite par exemple d'asservir toutes les sources laser utilisées sur les transitions atomiques qu'elles adressent. À mon arrivée, les lasers à 461 nm, 688 nm et 689 nm étaient ainsi stabilisés en fréquence en utilisant des signaux de spectroscopie par absorption saturée d'atomes émis par un four dédié, et leur fréquence était ensuite mesurée par le lambda-mètre contre le peigne de fréquences optiques. Cette mesure est désormais directement utilisée pour stabiliser les lasers, ce qui permet de se soustraire à l'utilisation d'un four supplémentaire. D'autre part, la mesure du lambda-mètre contre le peigne permet de corriger sa dérive. Les déplacements relatifs appliqués aux lasers n'étant plus soumis à la dérive, il n'est pas nécessaire de scanner leur valeur pour retrouver leur point de fonctionnement optimal, ce qui optimise la préparation du système, puisqu'il n'est plus nécessaire de balayer les fréquences de chaque source en présence des atomes de l'horloge pour retrouver leur point de fonctionnement optimal.

Nous verrons dans le chapitre V le protocole mis en place pour corriger en permanence la dérive de la cavité du laser ultrastable avec le signal du maser ou d'une des deux horloges strontium, qui permet là encore d'optimiser la préparation du système et dont le bénéfice se propage à tous les autres lasers mesurés par ce même lambda-mètre.

Les injections des drains et des repompeurs dans la fibre du réseau ajoutent elles aussi fortement à la robustesse du système. La superposition des faisceaux étaient en effet autrefois réalisées en espace libre, et donc soumises au déplacement des sources. Les positions relatives des faisceaux au niveau des atomes sont désormais déterminées par la dispersion de la fibre optique uniquement, plus reproductible et optimale que d'aligner chaque faisceau un à un à la main. D'autre part, l'utilisation de fibre optique permet de découpler les différentes parties du banc, et de réduire la dépendance entre les propriétés du laser au niveau des atomes et au niveau de la source. L'utilisation de collimateurs fibrés pour le MOT et le pousseur du ralentisseur Zeeman présente le même avantage.

Les points abordés précédemment permettent de réduire l'espace des paramètres dont dépend le fonctionnement de l'horloge, en réduisant les couplages entre sous-systèmes ou en améliorant la correction de leur dérive. Tout ceci contribue à améliorer la robustesse du système et permet d'observer rapidement la transition d'horloge afin d'en réaliser la spectroscopie précise. Toutefois, afin de pouvoir présenter les résultats des acquisitions, il est nécessaire de mettre à jour et confirmer le bilan d'inexactitude du système, en effectuant des opérations dédiées de manière régulière qu'on abordera plus en détail dans le chapitre II. Là encore, la mise en place d'algorithmes permettant de piloter l'horloge afin d'interrompre puis reprendre une acquisition le temps d'un diagnostic améliore son autonomie, et donc la robustesse globale du système qui peut se substituer partiellement à l'opérateur.

Le système amélioré dispose d'une meilleure robustesse, grâce à une préparation plus stable, reproductible ou rapide. Sa préparation moins laborieuse et l'amélioration de son autonomie permettent aux horloges d'être plus disponibles pour des acquisitions régulières et longues. Nous verrons dans le chapitre V l'intérêt de ces mesures, qui ont effectivement vocation à prendre plus d'importance à court terme.

Chapitre II

Effets systématiques

Dans le chapitre précédent, nous avons décrit le système expérimental et ses opérations permettant d’asservir le laser d’horloge sur la transition d’horloge du ^{87}Sr . Le protocole de préparation des atomes vise ainsi à l’immobilisation et à la préparation d’un ensemble atomique dans un état pur, au sein d’un environnement contrôlé et stable.

Cependant, la structure des atomes interrogés telle qu’elle est réalisée à l’issue de cette préparation diffère en pratique de la structure de référence, ainsi que schématisé sur la figure II.1. Les interactions des atomes avec l’environnement expérimental introduisent des déplacements de leurs états d’énergie interne, dont les états de transition d’horloge. La stabilité de la fréquence réalisée est alors contrainte par la reproductibilité de l’environnement de la mesure soumis à de multiples sources de fluctuations, ainsi que représenté sur la figure II.2. Dans le cadre d’une mesure d’exactitude, il est en outre nécessaire de quantifier les contributions de chaque source de déplacement de la transition d’horloge, de manière à les corriger et produire une référence non biaisée.

Ces effets systématiques sont étudiés aussi bien théoriquement qu’expérimentalement, afin d’élaborer ou d’affiner les modèles d’interactions entre l’atome et l’environnement. Au début de ma thèse, le bilan d’exactitude de l’horloge strontium $Sr2$ était dans le haut 10^{-17} , dominé principalement par le rayonnement du corps noir et les collisions. Le travail réalisé a permis d’améliorer ce budget et d’atteindre quelque 2×10^{-17} , et j’ai également contribué à la mise en place d’outils expérimentaux compatibles avec des opérations d’horloges dans le 10^{-18} à court terme.

II.1 Protocoles d’investigation des effets systématiques et d’automatisation

Les opérations d’horloge peuvent être menées pour répondre à différents objectifs. L’inexactitude de la fréquence réalisée est alors annoncée compte tenu du point de fonctionnement lors de la mesure. Ainsi, dans le cadre d’une comparaison entre deux horloges optiques, on cherchera à atteindre l’inexactitude optimale en réalisant les opérations au point de fonctionnement pour lequel le budget d’inexactitude est le plus contraint.

II.1.1 Protocole d’investigation

La détermination d’un point de fonctionnement optimal consiste à chercher un ensemble de paramètres expérimentaux qui minimise le bilan d’inexactitude, en réalisant les conditions de mesure les plus reproductibles et la structure atomique la moins sensibles à leur fluctuations.

Les travaux expérimentaux permettent l’exploration de la sensibilité du détecteur en place, pour déterminer ou améliorer un modèle de déplacement de fréquence. On observe pour ce faire le déplacement de fréquence induit par la modification d’une grandeur expérimental choisie. Cela implique de pouvoir reproduire et modifier les paramètres du système hors des conditions d’opérations courantes, ce qui ajoute à la complexité du système : un effort supplémentaire est par exemple nécessaire afin produire des lasers/champs magnétiques plus intenses. L’utilisation de modèles disponibles dans la littérature permet également d’évaluer l’inexactitude d’une source. C’est ici le cas pour l’incertitude du déplacement par rayonnement du corps noir qui est calculée à partir d’un modèle et de la distribution de température mesurée plutôt que par des mesures systématiques [57].

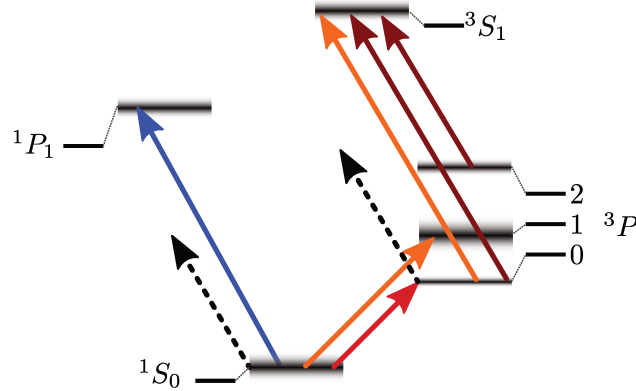


FIGURE II.1 – Structure de l’atome de ^{87}Sr telle qu’elle est réalisée lors de l’interrogation d’horloge. Les niveaux d’énergies sont déplacés et élargis par rapport à la structure d’un atome isolé. La conséquence est de dégrader l’exactitude avec laquelle va pouvoir être menée la spectroscopie de la transition d’horloge $|^1S_0\rangle \rightarrow |^3P_0\rangle$.

Dans le cas où cette source de déplacement peut être modifiée par la consigne et à l’échelle du temps de cycle, il est possible de réaliser des mesures différentielles, c’est-à-dire auto-référencées, en bénéficiant de la stabilité court terme de l’oscillateur local pour comparer plusieurs séquences. Dans le cas contraire, par exemple lorsque l’on modifie la composition de gaz dans la chambre expérimentale, il est nécessaire d’utiliser une seconde horloge comme pivot entre les différents points de mesure.

II.1.2 Vers une automatisation des mesures d’effets systématiques

Les horloges optiques ont vocation à être utilisées à des fins métrologiques, ce qui implique de les faire opérer sur des périodes de plusieurs jours, avec les temps morts les plus réduits possible. Dans le même temps, ces opérations métrologiques requièrent de vérifier régulièrement la bonne marche du système, et implique donc des interruptions afin de réaliser des mesures d’effets systématiques. L’importance de l’espace des paramètres de certains déplacements de fréquence, et le temps d’intégration nécessaire pour les résoudre statistiquement est toutefois en contradiction avec la conduite de mesures métrologiques de moindre temps mort. Pour cette raison, il est nécessaire de développer de nouveaux protocoles de vérification, permettant d’accéder rapidement à l’observation de grandeurs caractéristiques de la bonne marche du système.

L’automatisation de ces mesures régulières contribue également à optimiser l’horloge, qui est alors capable de basculer en autonomie entre les mesures métrologiques et les mesures d’effets systématiques. Des outils algorithmiques sont développés en ce sens, de manière à interrompre puis reprendre une opération nominale d’horloge le temps d’une mesure d’effets systématiques automatiquement. Un tel fonctionnement figure parmi les améliorations à apporter avant de pouvoir participer plus couramment à l’élaboration du TAI dont nous discuterons dans le chapitre V.

II.2 Bilan d’inexactitude des horloges en place

Quelle que soit la résolution statistique du système expérimental, l’incertitude systématique en constitue le plancher, et en contraint donc les performances. Certains effets peuvent ainsi échapper à la sensibilité du système ou n’ont tout simplement pas été envisagés et observés. Il est nécessaire de tenir à jour un bilan exhaustif des sources de déplacement et de leur contribution, qui font état des performances de l’horloge au fur et à mesure de son développement. Le tableau II.1 donne le budget d’incertitude de l’horloge, qui consiste en une liste des effets systématiques, leur contribution au déplacement de la fréquence d’horloge ainsi que l’inexactitude qu’ils induisent.

En dépit de la nécessité d’exhaustivité nécessaire au fonctionnement du système expérimental, on se focalisera dans ce manuscrit sur les effets systématiques qui ont plus particulièrement été étudiés durant mon travail de thèse. On s’attachera tout de même dans un premier temps à décrire succinctement chaque effet inclus dans la table II.1, et

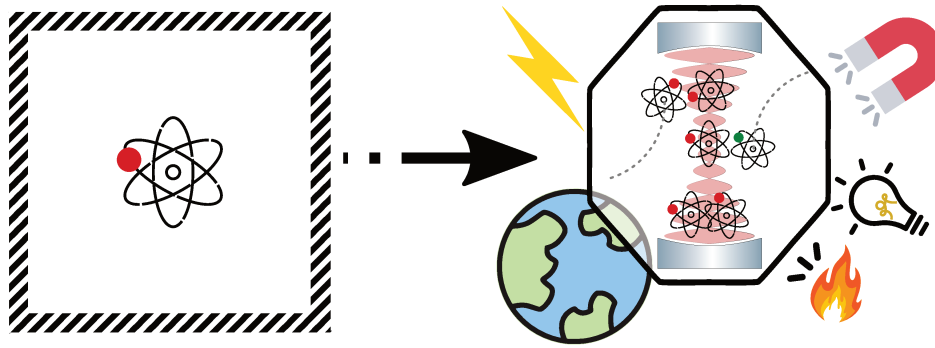


FIGURE II.2 – À gauche représentation schématique d'un atome de référence isolé, cas idéal et hypothétique. À droite, les atomes effectivement interrogés par l'horloge, les interactions entre les atomes et l'environnement expérimental induisent une modification de leur structure. L'étude des effets systématiques a pour objet de déterminer un point de fonctionnement compatible avec une moindre sensibilité de l'horloge à son environnement, et de déduire la fréquence d'horloge de l'atome isolé à partir de la fréquence réalisée.

la manière dont ils ont été mesurés ou évalués, et les éventuelles voies d'amélioration pour diminuer davantage leur contribution à l'inexactitude. Dans un second temps, on abordera deux de ces effets : l'interaction entre les atomes et l'environnement magnétique de la mesure, au travers de l'effet Zeeman dont on décrira un modèle du second ordre dans la section II.3, puis le déplacement lumineux induit par le réseau optique sur les atomes, au travers de l'effet AC-Stark dans la section II.4.

On peut d'ores et déjà constater que le budget d'incertitude donné en table II.1 est dominé par l'incertitude sur le rayonnement du corps noir, avec presque un ordre de grandeur de plus que tous les autres. L'amélioration des horloges est ainsi largement conditionnée par le traitement de cette source, et c'est la raison pour laquelle une nouvelle chambre expérimentale a été conçue. L'assemblage de cette chambre faisant intégralement l'objet du chapitre IV, cet effet ne sera qu'évoqué ici.

II.2.1 Déplacement dû au rayonnement du corps noir de l'environnement thermique

L'environnement thermique des atomes interrogés induit un déplacement de la transition d'horloge par le rayonnement du corps noir. Cette contribution au budget d'incertitude sera traitée dans le chapitre sur la production de la nouvelle enceinte à vide IV, dont l'une des principales caractéristiques est d'améliorer l'homogénéité thermique. Le déplacement est en effet évalué en fonction de la température et des matériau rayonnant sur les atomes. L'inexactitude de température se propage ainsi sur la fréquence d'horloge et dégrade le bilan de l'horloge, ce qui en fait la contribution la plus limitante à ce jour comme on peut le voir sur la table II.1.

II.2.2 Déplacement induit par les collisions avec les atomes du gaz résiduel

L'interaction longue des atomes avec le laser d'horloge est possible car ils sont maintenus immobiles dans le piège optique. Pour cela, il est nécessaire de travailler en milieu diffus, dans un ultra-haut vide dont les pressions sont de l'ordre de 10^{-10} mbar. Dans ce milieu, les atomes de strontium peuplant le réseau sont tout de même soumis à des interactions avec le gaz restant dans la chambre expérimentale. Le résultat de ces interactions dépend alors de la quantité d'énergie transférée par l'atome résiduel incident à l'atome de strontium piégé :

- La première possibilité est que l'atome de gaz résiduel fournisse suffisamment d'énergie à l'atome piégé pour le libérer du réseau optique, ainsi que schématisé en haut sur la figure II.3. La conséquence de leur expulsion est donc de dégrader le temps de vie des atomes dans le piège, et donc l'amplitude du signal atomique. La durée de la séquence d'horloge étant de 860 ms dont 180 ms d'interrogation et 25 ms de détection, et le temps de vie dans le piège de l'ordre de 10 s pour les deux états, l'influence de ce type de collisions sur la fréquence de la transition d'horloge est négligeable.

TABLE II.1 – Budget d’incertitude des horloges à réseau optique du SYRTE. L’effet accompagné d’un astérisque * a été mesuré sur $Sr2$ uniquement. À ces sources d’incertitudes, il est nécessaire d’ajouter le déplacement gravitationnel vers le rouge.

Effet systématique	Correction[10^{-18}]	Inexactitude [10^{-18}]
Rayonnement du corps noir	5208	12
Effet Zeeman quadratique	738.7	5
Déplacement lumineux du réseau	-3.4	3
Spectre du réseau	0	1
Gaz résiduels*	3	0.4
Densité du réseau optique	0	3
Traction de résonance	0	0.8
Charges statiques	0	1.3
Déplacement lumineux horloge	0.4	0.4
AOM phase chirp	-2	2
Total	5944.7	14

- La seconde possibilité est que le transfert d’énergie ne conduise pas à l’expulsion de l’atome du piège comme schématisé sur la figure II.3. L’atome demeurant dans le piège voit en revanche son état interne modifié. L’importance de ces collisions se mesure alors par la modification induite sur l’état global de l’ensemble atomique au moment de la détection. En effet, les atomes de strontium de l’état fondamental et de l’état excité ne disposant pas de la même structure, leur interaction avec les atomes résiduels diffère également. Les collisions sont la cause d’un déphasage sur la phase de Rabi de l’interrogation d’horloge, et introduisent un biais sur la fréquence de la transition d’horloge.

Deux types de mesures ont été menées pour évaluer l’influence du gaz résiduel sur les horloges du SYRTE.

- La première consiste en des mesures différentielles entre les deux horloges $Sr2$ et SrB lorsqu’un gaz résiduel est introduit dans l’une des deux chambres. On observe alors le déplacement de fréquences en fonction de la pression partielle de gaz. Étant donné le temps nécessaire à stabiliser la pression dans la chambre, ces mesures requièrent l’utilisation d’une seconde horloge permettant la réalisation d’une référence commune.
- La seconde mesure exploite la différence de temps de vie des états fondamental et excité de la transition d’horloge. On constate en effet que le ratio des temps de vie dans le piège est sensible à la composition du gaz résiduel dans la chambre. L’objectif est alors d’établir un modèle permettant de déduire le déplacement de la transition d’une mesure du ratio de temps de vie.

II.2.3 AOM phase chirp

Le changement de point de fonctionnement des AOM durant la séquence d’horloge, en particulier les variations d’amplitude des radio-fréquences, modifie l’équilibre thermodynamique du modulateur, dont l’efficacité de diffraction peut dépendre de la température. Dans le cas de l’AOM qui contrôle les corrections en puissance et en fréquence du laser d’horloge, cette thermalisation induit un bruit de phase nuisible à la précision avec laquelle est appliquée la correction et constitue donc une source d’incertitude. Pour cette raison, deux solutions sont en place sur les horloges actuelles.

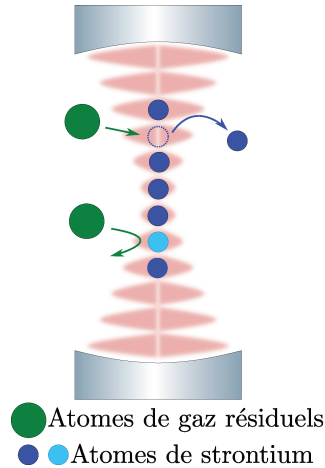


FIGURE II.3 – Représentation des deux types de collisions pouvant survenir. En haut, un atome de strontium est expulsé du réseau optique à la suite d’une collision avec un atome de gaz résiduel. En bas, l’atome de gaz résiduel transmet une quantité d’énergie insuffisante pour que l’atome de strontium soit libéré du piège. Son état interne est en revanche modifié, symbolisé ici par son changement de couleur, et introduit donc un biais sur la détection qui s’ensuit.

- Sur $Sr2$ la puissance du signal de modulation radiofréquence est extrêmement faible, avec plusieurs étages d’atténuateur après la DDS. L’efficacité de diffraction de l’AOM est alors très faible, mais permet d’amoinrir la thermalisation entre les états passant et bloquant le laser d’horloge.
- Sur SrB , c’est la fréquence de modulation de l’AOM qui est modifiée de manière à déplacer le laser hors de la chambre expérimentale durant les étapes de préparation et de détection, permettant d’éviter le changement de puissance dans l’AOM et donc sa thermalisation [72].

II.2.4 Déplacement dû au spectre du réseau optique

Si la source laser utilisée pour réaliser le réseau optique produit principalement des photons par émission stimulée à la longueur d’onde magique, de l’émission spontanée subsiste dans la cavité du laser. Bien que les atomes interagissent majoritairement avec la lumière issue du pic d’émission, il est nécessaire de prendre en compte les interactions avec le bruit d’émission, car les interactions lumineuses sont aussi plus intenses loin de la longueur d’onde magique [20]. Des travaux antérieurs sur ces horloges ont permis de démontrer la contribution marginale des interactions entre les atomes et le bruit d’émission sur les systèmes actuels [64].

II.2.5 Déplacement dû à la densité d’atomes dans le réseau

Comme nous l’avons discuté dans le paragraphe précédent, les atomes du gaz résiduel de la chambre expérimentale sont susceptibles d’interagir avec les atomes de strontium piégés. De la même manière, il est possible d’observer des interactions entre les atomes froids eux-mêmes. Bien qu’il s’agisse de fermions, et que le respect du principe de Pauli exclut la possibilité que les atomes peuplent une même combinaison d’état interne et d’état motionnel, la polarisation de spin de l’ensemble peut conduire à des interactions entre atomes voisins en onde p , susceptibles de déplacer de la transition d’horloge [73, 74, 59].

La densité d’atomes dans les sites de piégeage étant liée à leur profondeur et au nombre d’atomes total dans le réseau, nous avons pu observer le déplacement de la fréquence d’horloge en paramétrant la densité du piège. Les mesures différentielles menées en modifiant le temps de chargement du piège ont ainsi permis d’observer le déplacement de la fréquence d’horloge avec le peuplement du réseau optique, en particulier dans le cas de piège profond.

En revanche, aux profondeurs de piège nominales, de l’ordre de $80 E_R$, la contribution de cet effet ne limite pas encore les opérations d’horloge puisqu’elle n’excède pas 2×10^{-17} . Si le choix de cette profondeur est plutôt guidé par

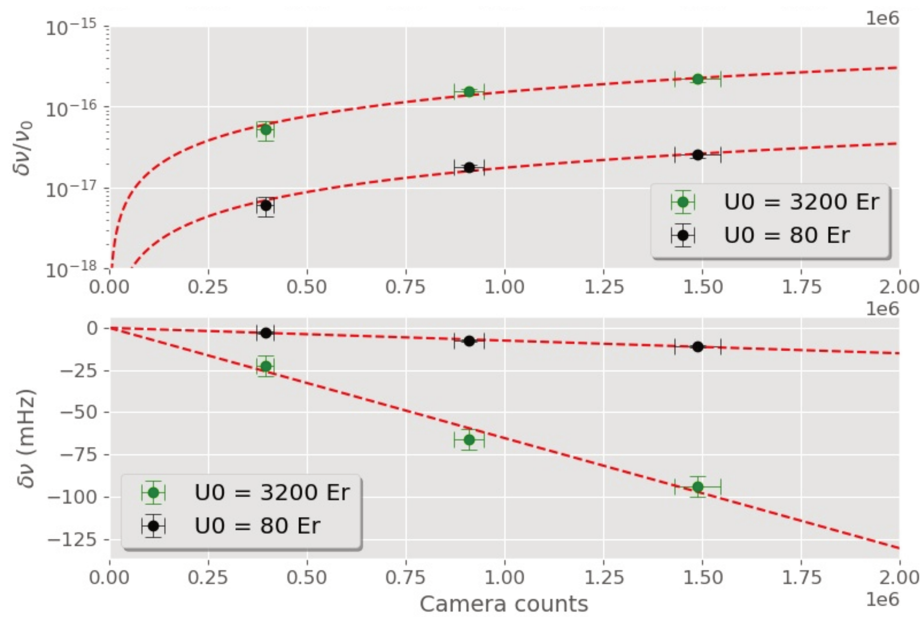


FIGURE II.4 – Évolution des déplacements de fréquence fractionnaire et absolu en fonction du nombre de coups sur la caméra, donc du nombre d’atomes à une échelle arbitraire. L’utilisation d’un piège plus profond et donc plus volumineux permet de modifier plus significativement l’impact du déplacement par densité. Ces résultats montrent qu’à la profondeur de piège nominale de $80 E_R$, le déplacement ne limite pour le moment pas le fonctionnement des horloges.

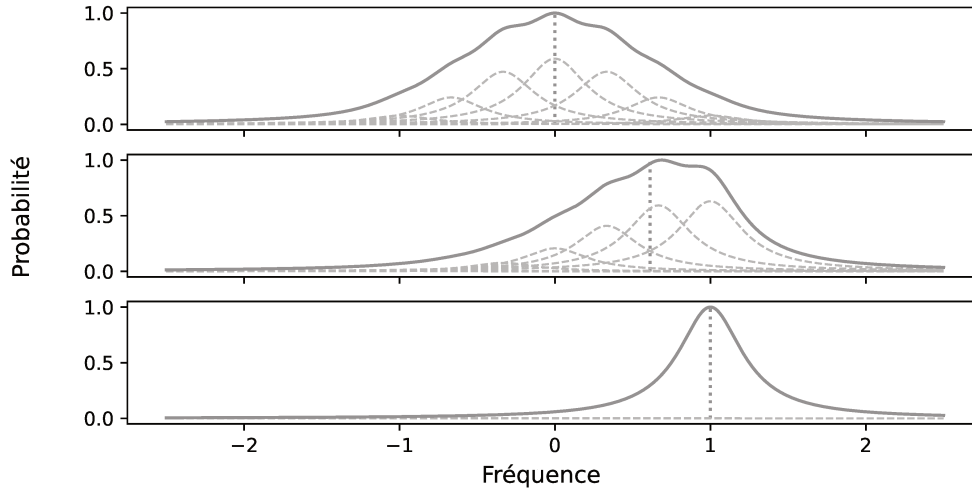


FIGURE II.5 – Représentation schématique de la traction de la résonance : lors de l’observation simultanée de plusieurs bandes spectrales non-résolues, une unique bande est visible et présente un profil élargi. Dans le cas d’une distribution asymétrique dans les sous-états, qui correspond au second cas de la figure, cela induit une distorsion de la bande. La projection dans l’ensemble atomique dans un unique sous-état correspond au dernier cas, où la résonance est plus étroite.

la réduction des interactions lumineuses entre les atomes et le réseau optique comme nous le verrons dans la section II.4, il est important de vérifier que ce choix convient également pour ne pas souffrir du déplacement dû à la densité du piège.

Une piste permettant de réduire davantage le déplacement dû à la densité des atomes dans les sites est actuellement en train d’être explorée sur l’une des horloges strontium. Celle-ci consiste à injecter dans la cavité du réseau un laser mis en forme par un modulateur spatial de lumière. L’idée est alors de remplacer le mode transverse TEM_{00} de la cavité par un mode de Laguerre-Gauss de moment azimutal élevé, afin de multiplier le nombre de sites de piégeage à chaque demi-longueur d’onde [75].

II.2.6 Déplacement par traction de la transition d’horloge (line pulling)

La transition d’horloge correspond à la transition sur les états internes 1S_0 et 3P_0 isolés. Cependant, les atomes sont interrogés en présence du champ électromagnétique du réseau, du champ magnétique de biais, qui conduisent à séparer ces niveaux internes en plusieurs sous-niveaux. L’idéal est alors de résoudre correctement ces sous-niveaux et de mettre en place un protocole pour que l’interrogation d’un ou plusieurs d’entre eux soit représentative de la transition isolée. Dans le cas où cela n’est pas possible, il est essentiel que cette levée de dégénérescence ne conduise pas à modifier la symétrie de la bande, auquel cas, le milieu de la bande sera déplacé d’un côté ou de l’autre de son centre, ainsi que représenté schématiquement sur la figure II.5. Nous verrons par la suite de quelle manière il est possible de tirer parti de cette asymétrie dans le cadre d’une mesure thermométrique des atomes, et l’influence qu’elle peut avoir sur l’évaluation du champ magnétique lorsqu’elle est induite par une différence d’efficacité de pompage optique sur l’un des sous-niveaux extrême.

II.2.7 Déplacement dû aux interactions avec les charges statiques

La structure atomique de référence est sensible à la présence de champ électrique continu, au travers de l’effet Stark continu. De nombreux appareils électriques sont utilisés pour le fonctionnement de l’horloge, et constituent autant de sources de charges pouvant s’accumuler auprès des atomes. Les fuites de courant des appareils vers la chambre conduisent ainsi au piégeage de charge, sur les revêtements des hublots par exemple. La détection d’un court-circuit

sur les bobines produisant les champs magnétiques de biais précède ainsi souvent l'observation d'un décalage de fréquence entre les deux horloges dû à ce phénomène. Si la présence de ces charges n'est pas précisément quantifiée, le champ qu'elles induisent et le déplacement de la transition bien observable. Il est possible de les retirer en insolation la chambre de lumière ultraviolette. Afin d'anticiper cet éventuel problème, les campagnes de comparaison sont donc systématiquement précédées d'une opération de nettoyage préventive par insolation pendant une nuit.

L'une des horloges dispose actuellement d'électrodes afin de produire volontairement un champ électrique d'amplitude choisie sur les atomes et d'observer le déplacement de la transition ainsi induit. Cependant, on a plutôt constaté l'accumulation de ces charges sans pouvoir les corrélérer à l'amplitude du champ électrique appliqué.

La nouvelle chambre expérimentale, disposera également d'électrodes, insérées plus profondément à l'intérieur et isolées par des céramiques en alumine, et au nombre de trois afin de paramétrer l'orientation du champ électrique. La conception et l'assemblage de ces électrodes ont été précédé d'une modélisation du champ qu'elles permettent d'induire, qui sera présentée dans le chapitre sur la nouvelle enceinte ultra-vide IV.

II.2.8 Déplacement lumineux dû au laser d'horloge

À la manière du réseau optique, dont la présence durant le laser d'horloge induit un déplacement de la transition, la lumière du laser d'horloge lui-même induit un déplacement lumineux. Les puissances optiques dans les deux cas sont bien différentes, et la contribution de ce laser au déplacement est évaluée dans le 10^{-19} , bien en deçà de la résolution actuelle des systèmes. D'autre part, l'amélioration des horloges requiert un allongement du temps d'interaction entre le laser d'horloge et les atomes, qui va de pair avec une diminution de la puissance laser nécessaire à l'interrogation π , et donc une diminution du déplacement qu'il induit. La meilleure sensibilité du système est donc compatible avec l'atténuation de cet effet dans le développement de l'horloge, qu'il conviendra tout de même de vérifier.

II.2.9 Déplacement par décalage gravitationnel vers le rouge

La présence du champ gravitationnel conduit au déplacement de la transition vers le rouge. Cet effet est largement observé pour les horloges actuelles, et les réseaux d'horloges doivent tenir compte de l'amplitude du champ local afin de se comparer. La différence de fréquence est d'autant plus grande que certaines horloges sont embarquées dans des satellites, et donc à des distances jusqu'à plusieurs 10^4 km. La différence des fréquences réalisées par deux horloges $\Delta\nu$, soumises à une différence de potentiel gravitationnel ΔU est donnée selon [28] :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_1} = (1 + \alpha) \frac{\Delta U}{c^2}, \quad (\text{II.1})$$

où c désigne la vitesse de la lumière dans le vide et α un coefficient supplémentaire en cas de violation du principe d'équivalence.

Dans le cas des deux horloges strontium en place au SYRTE la résolution de 10^{-17} permet d'observer la différence d'altitude de 10 cm entre les deux horloges. La connaissance du potentiel gravitationnel est donc déjà nécessaire dans le cadre de mesures comparatives locales, et l'est encore davantage pour les campagnes internationales entre plusieurs laboratoires métrologiques, pour lesquels les différences de potentiels gravitationnels sont encore plus élevées.

Le potentiel gravitationnel local du SYRTE a été établi en amont de la construction des horloges, afin de définir sa valeur de référence dans le laboratoire. Cette opération a été réalisée par le Service de Géodésie et Nivellement de l'Institut National de l'Information Géographique (IGN), qui a mené une campagne de nivellement pour donner l'altitude relative des horloges du SYRTE par rapport à un point de référence GNSS principal au sol situé sur la terrasse du bâtiment Perrault de l'Observatoire de Paris, et utilisée par d'autres expériences métrologiques en cours au SYRTE.

II.3 Déplacement par effet Zeeman

De nombreuses sources potentielles de champs magnétiques sont présentes dans l'environnement du système expérimental. Les objets métalliques, la distribution et la circulation des courants électriques dédiés aux appareils du laboratoire, mais aussi l'activité urbaine comme le réseau de transport en commun ainsi que présentée sur la figure II.6, contribuent à la présence d'un champ magnétique résiduel.

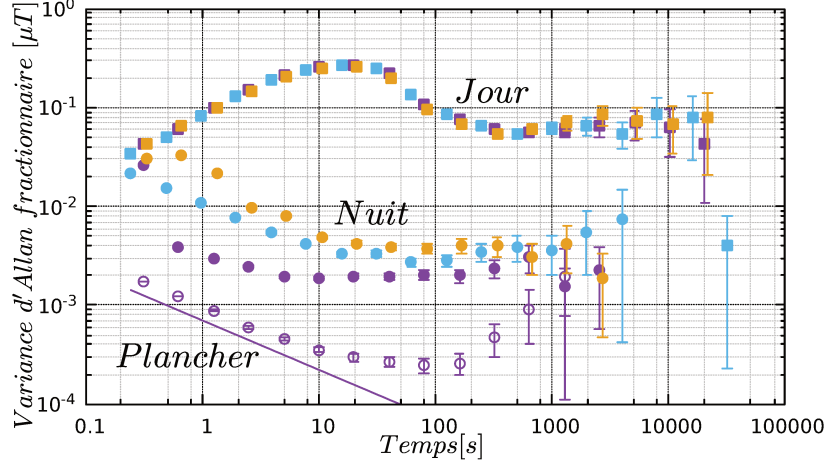


FIGURE II.6 – Représentation de la stabilité du champ magnétique selon l’axe vertical z et relevé à proximité des horloges. Les champs magnétiques ont été relevés par trois capteurs : un magnétomètre à vanne de flux de chez *Stefan Mayer Instruments*, et des capteurs à effet Hall, *HMC5883L* et *LSM303D*, représentées respectivement par les points violets, bleus et jaunes. Les stabilités des mesures réalisées de jour ou de nuit représentées respectivement par les marqueurs carrés ou ronds sont confrontés. Les points creux correspondent quant à eux au plancher de stabilité du magnétomètre à vanne de flux. Ces derniers points permettent de vérifier que la mesure n’est pas limitée par le détecteur, comme c’est le cas pour les deux capteurs à effets Hall.

Cet environnement magnétique induit un décalage $\Delta\nu_Z$ de la transition d’horloge par effet Zeeman et constitue donc une source d’inexactitude et d’instabilité par rapport à la référence ν_0 . Dans le cas de l’atome de césium 133, le déplacement linéaire de la fréquence d’horloge avec le champ magnétique est de $7 \times 10^3 \text{ Hz } \mu\text{T}^{-1} \text{ mF}^{-1}$ [76]. Les horloges césium disposent ainsi de plusieurs couches de blindage magnétique afin d’isoler les atomes des champs résiduels. Le strontium 87 est quant à lui bien moins sensible, puisqu’il présente un coefficient linéaire de $1.1 \text{ Hz } \mu\text{T}^{-1} \text{ mF}^{-1}$ [53], ce qui permet de se passer de la mise en place de blindage. D’autre part, l’interrogation d’atomes lancés induit une sensibilité à l’inhomogénéité spatiale du champ magnétique le long de la trajectoire atomique [77], à la différence de l’interrogation d’atomes localisés dans un réseau optique immobile pour laquelle une plus faible portion d’espace est sondée. Cela contribue à réduire davantage la sensibilité de ce type d’horloge à l’environnement magnétique.

Étant donnée cette sensibilité au champ magnétique et l’instabilité relative du champ présentée sur la figure II.6, on évalue l’importance de l’effet Zeeman sur la fréquence d’horloge. L’instabilité du champ magnétique le jour, de $3 \times 10^{-1} \mu\text{T}$ à 20 s, équivaut ainsi à des fluctuations de 3 Hz sur l’écart entre les sous-niveaux Zeeman, soit des fluctuations relatives de 7×10^{-15} , qui se stabilisent à 0.5 Hz après quelques centaines de secondes, soit un niveau 1×10^{-15} . En comparaison, elles restent inférieures à 40 mHz durant la nuit, soit 9×10^{-17} .

Malgré sa sensibilité réduite, il est donc indispensable de mesurer et corriger le décalage par effet Zeeman pour réaliser la spectroscopie avec une inexactitude au-delà de 10^{-17} . Pour ce faire, on utilise les atomes de ^{87}Sr eux-mêmes pour mesurer le champ magnétique : l’interrogation d’horloge est réalisée en présence d’un champ de biais, afin d’introduire une modification reproductible de la structure atomique telle que schématisée sur la figure II.7b, qu’il sera aisé de corriger a posteriori. L’orthogonalité entre le champ de biais horizontal et le champ induit par les transports vertical, réduit davantage l’influence de ce dernier sur le déplacement de la transition d’horloge, en ne contribuant qu’au second ordre à la norme du champ.

II.3.1 Modèle quadratique du déplacement de fréquence

Chacun des deux niveaux de la transition d’horloges est séparable en dix sous-niveaux Zeeman, allant de $m_F = -9/2$ à $m_F = +9/2$. Il existe ainsi autant de transitions π pour lesquelles le sous-niveau Zeeman reste inchangé, $|^1S_0; m_F\rangle \rightarrow |^3P_0; m_F\rangle$. Le décalage de ces transitions par effet Zeeman peut être exprimé sous la forme d’un développement polynomial de la norme du champ magnétique.

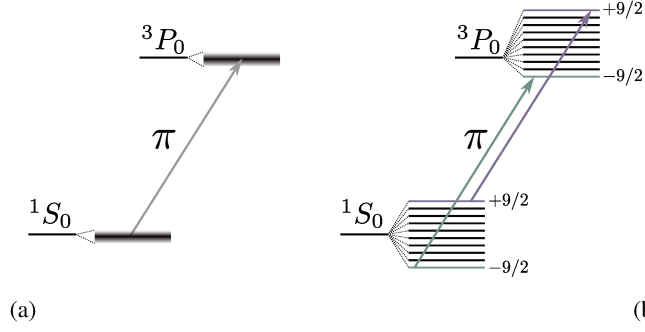


FIGURE II.7 – Modification de la structure atomique en présence d'un champ magnétique. À gauche le champ magnétique résiduel conduit à l'élargissement et au déplacement de la transition d'horloge. À droite l'utilisation d'un champ de biais suffisamment important pour lever la dégénérescence des sous-niveaux, ce qui permet de les adresser individuellement avec le laser d'horloge.

i. Déplacement linéaire

Au premier ordre, la présence d'un champ magnétique \mathbf{B} induit ainsi pour ces transitions un décalage qui s'exprime selon [53] :

$$\Delta\nu_Z^{(1)} = \frac{\delta g \cdot \mu_B}{h} m_F |\mathbf{B}|, \quad (\text{II.2})$$

où δg est le facteur de Landé différentiel, μ_B est le magnéton de Bohr.

ii. Déplacement quadratique

En présence d'un champ de biais important, il est utile de raffiner le modèle en introduisant le décalage induit par l'effet Zeeman du second ordre et donné par [53] :

$$\Delta\nu_Z^{(2)} = -\frac{2}{3} A^2 \frac{(g_l - g_s)^2 \mu_B}{\nu_{3P_1} - \nu_{3P_0}} |\mathbf{B}|^2, \quad (\text{II.3})$$

où A représente l'intensité du couplage entre les états du singulet et du triplet $1P_1$ et $3P_1$ et g_l et g_s les facteurs de Landé des moments de spin et orbital.

La réalisation de la fréquence de référence du strontium ν_0 requiert ainsi la mesure et la correction du décalage $\Delta\nu_Z = \Delta\nu_Z^{(1)} + \Delta\nu_Z^{(2)}$.

Pour cela, il est utile d'introduire le coefficient α que l'on définit selon :

$$\alpha = \frac{\Delta\nu_Z^{(2)}}{|\Delta\nu_Z^{(1)}|^2} \quad (\text{II.4})$$

Ce coefficient est indépendant du choix du champ magnétique et déterminé uniquement par des coefficients atomiques et le choix de m_F . Il est ainsi possible de le mesurer par des calibrations préalables aux opérations d'horloge. Ce faisant, on réduit ainsi la mesure du décalage total à la mesure d'un des deux effets.

II.3.2 Correction des effets Zeeman linéaire et quadratique

i. Protocole d'interrogation d'horloge

La réalisation de la fréquence de référence requiert l'interrogation de deux sous-niveaux Zeeman distincts. Le choix optimal est représenté sur la figure II.7b, et correspond aux sous-niveaux extrêmes $m_F = \pm 9/2$, vers lesquels les atomes peuvent être projetés sélectivement au moyen d'un pompage optique. Les atomes sont ainsi interro-

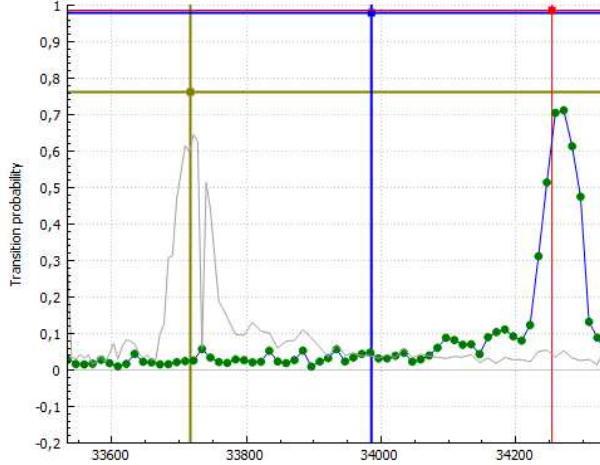


FIGURE II.8 – Profil des deux résonances d’horloge sur les niveaux $m_F = -9/2$ et $m_F = +9/2$. Le milieu des deux correspond à la transition libre du décalage Zeeman du premier ordre, de laquelle il reste à corriger le décalage du second ordre. Une différence de contraste, de forme, est susceptible de décaler le sommet de l’une ou des deux résonances. Cela conduit à une mesure erratique du champ magnétique, et donc à une mauvaise estimation du terme quadratique. Il est donc crucial de s’assurer du profil nominal de ces bandes spectrales.

gés alternativement selon deux séquences, à l’issue desquelles sont interrogées les transitions $|^1S_0; m_F = -9/2\rangle \rightarrow |^3P_0; m_F = -9/2\rangle$ et $|^1S_0; m_F = +9/2\rangle \rightarrow |^3P_0; m_F = +9/2\rangle$, donc les profils sont donnés en figure II.8.

On déduit alors $\Delta\nu_Z^{(1)}$ que l’on utilise pour calculer $\Delta\nu_Z^{(2)}$. En corrigeant ces effets, on obtient la fréquence d’horloge non perturbée ν_0 .

À l’inverse de sa partie quadratique, la partie linéaire du décalage par effet Zeeman est proportionnelle au niveau m_F de la transition. L’écart entre les transitions est alors également proportionnel à la différence des deux sous-niveaux m_F .

On introduit alors la demi-séparation $|\Delta\nu_Z^{(1)}(\pm 9/2)|$, que l’on obtient pour un champ \mathbf{B} arbitraire en substituant $m_F = \pm 9/2$ dans l’équation II.2 :

$$\left| \Delta\nu_Z^{(1)}(\pm 9/2) \right| = -\frac{\delta g \cdot \mu_B}{h} \cdot 9/2 \cdot |\mathbf{B}|. \quad (\text{II.5})$$

L’interrogation à partir des deux sous-niveaux extrêmes permet ainsi de réaliser les deux fréquences suivantes :

$$\begin{aligned} \nu_{\pm} &= \nu_0 \pm \left| \Delta\nu_Z^{(1)}(\pm 9/2) \right| + \Delta\nu_Z^{(2)} \\ &= \nu_0 \pm \left| \Delta\nu_Z^{(1)}(\pm 9/2) \right| + \alpha \cdot \left| \Delta\nu_Z^{(1)}(\pm 9/2) \right|^2. \end{aligned} \quad (\text{II.6})$$

Ainsi, la mesure du coefficient α par une calibration en amont des opérations d’horloge, conjuguée au schéma d’interrogation permettant la mesure en temps réel de la demi-séparation $|\Delta\nu_Z^{(1)}(\pm 9/2)|$ des sous-niveaux $m_F = \pm 9/2$ permet de calculer le terme quadratique.

ii. Correction des déplacements Zeeman

L’interrogation alternative des deux sous-niveaux extrêmes opposés permet de produire les fréquences ν^- et ν^+ exprimés dans l’équation II.6. On exploite alors les symétries des deux termes induits par l’effet Zeeman et décrits précédemment pour les isoler, en calculant leurs demi-somme et différence :

$$\begin{cases} \frac{\nu_- + \nu_+}{2} = \nu_0 + \alpha \left| \Delta\nu_Z^{(1)} (\pm 9/2) \right|^2 \\ \frac{\nu_+ - \nu_-}{2} = \left| \Delta\nu_Z^{(1)} (\pm 9/2) \right| \end{cases} \quad (\text{II.7})$$

Afin de diminuer l'impact de l'instabilité de l'horloge sur la mesure du champ magnétique B par l'effet Zeeman linéaire, l'écart fréquentiel entre les deux transitions est moyenné sur une dizaine de points. La partie quadratique est alors calculée à partir de cette moyenne glissante et de la connaissance du coefficient α .

Finalement, l'inexactitude induite par les deux ordres de l'effet Zeeman est connue, ce qui permet de réaliser une mesure de la fréquence d'horloge ν_0 libre de l'influence du champ magnétique.

II.3.3 Incertitude de la correction

Nous avons vu de quelle manière il était possible de corriger le décalage de fréquence introduit par l'effet Zeeman afin de réaliser la fréquence ν_0 lors des opérations d'horloge. Une telle correction est possible sous réserve de connaître le coefficient α qui a été introduit.

i. Calibration du ratio des effets linéaire et quadratique par mesures différentielles

Cette calibration est réalisée au moyen de mesures différentielles. Pour cela on utilise lot de séquences qui diffèrent par l'amplitude du champ de biais B lors de l'interrogation d'horloge.

Comme décrit précédemment, le protocole d'interrogation suffit à mesurer la contribution du premier ordre de la fréquence d'horloge. Ainsi, seul le terme du second ordre est à considérer dans les écarts fréquentiels issus d'une telle mesure. Les écarts de fréquences suivent alors la parabole de coefficient quadratique α , et un terme constant dû au choix arbitraire de la référence parmi les séquences du lot. On corrige aisément cet écart en extrapolant au cas où le décalage par effet Zeeman est nul en l'absence de champ.

On mesure ainsi un coefficient $\alpha = -0.2504(35) \text{ Hz kHz}^{-2}$ II.9.

ii. Comparaison avec la littérature

Le coefficient α tel qu'il est défini ici est uniquement déterminé par les propriétés atomiques de l'atome de strontium, et non du système expérimental. Il est de fait utile de comparer la valeur obtenue avec celles mesurées indépendamment sur d'autres systèmes expérimentaux et publiées dans la littérature.

Les valeurs reportées sur la figure II.9 font ainsi état d'un accord de l'ordre de 5%.

iii. Choix du champ de biais opérationnel

La mise en place du champ de biais est justifiée par la nécessité de séparer les sous-niveaux Zeeman. Ce champ doit ainsi être suffisamment intense pour remplir cette fonction. Afin de maximiser le contraste de la transition d'horloge selon un unique sous-niveau, l'ensemble atomique est alternativement pompé optiquement vers l'un des sous-niveaux extrêmes $m_F = \pm 9/2$ avant l'interrogation d'horloge.

Cependant un défaut d'efficacité du pompage conduit à un peuplement résiduel des états $|m_F| < 9/2$. Dans ce cas, il est possible d'observer le recouvrement des bandes spectrales, et donc à l'interrogation simultanée de plusieurs sous-niveaux. La transition est alors élargie de manière asymétrique, du côté de la fréquence naturelle, dont le profil dépend de la distribution des atomes dans les sous-niveaux. Cela correspond au phénomène de traction de la résonance représenté sur les figures II.5 et II.10, à prendre en compte pour réaliser des mesures d'horloge exacte.

Le défaut d'efficacité du pompage optique n'est par ailleurs pas nécessairement symétrique. Dans ce cas, non seulement l'écart entre les sous-niveaux est sous-estimé, mais leur centre est également déplacé, ce qui introduit une erreur sur la correction du décalage de premier ordre. L'inexactitude sur l'écart Zeeman ainsi introduite est en revanche trop faible pour contribuer à l'incertitude du terme quadratique.

Outre le champ de biais, l'environnement électromagnétique des atomes comprend également le réseau optique. Nous verrons dans la partie suivante que leur combinaison constitue également une source d'inexactitude qu'il est nécessaire de traiter, au travers des polarisabilités vectorielles et tensorielles.

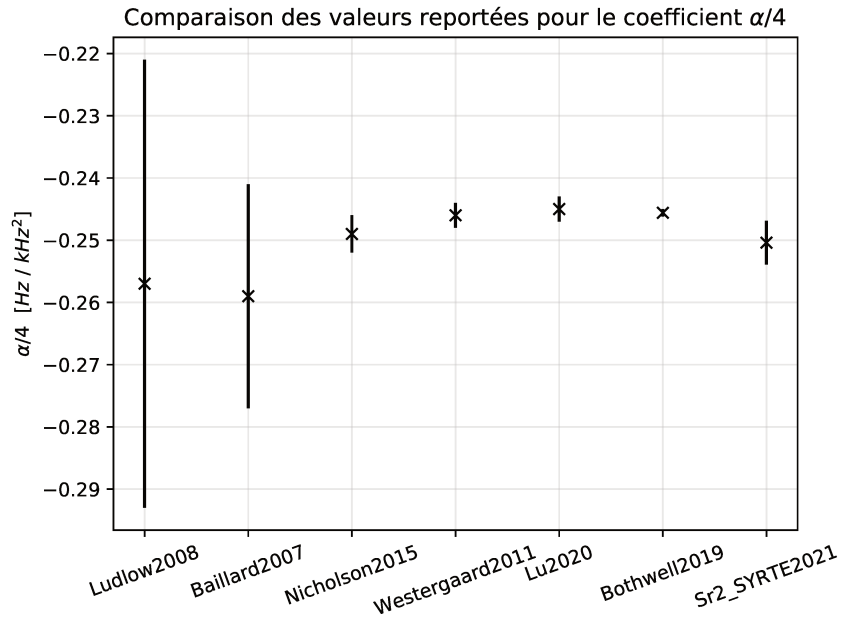


FIGURE II.9 – Comparaison des valeurs de α trouvées dans la littérature. Les résultats les plus récents, depuis [78, 79, 80, 81, 82, 16] montre un accord de l'ordre de 5%. Le point labellisé Sr2_SYRTE2021 correspond au résultat le plus récent obtenu sur l'horloge Sr2.

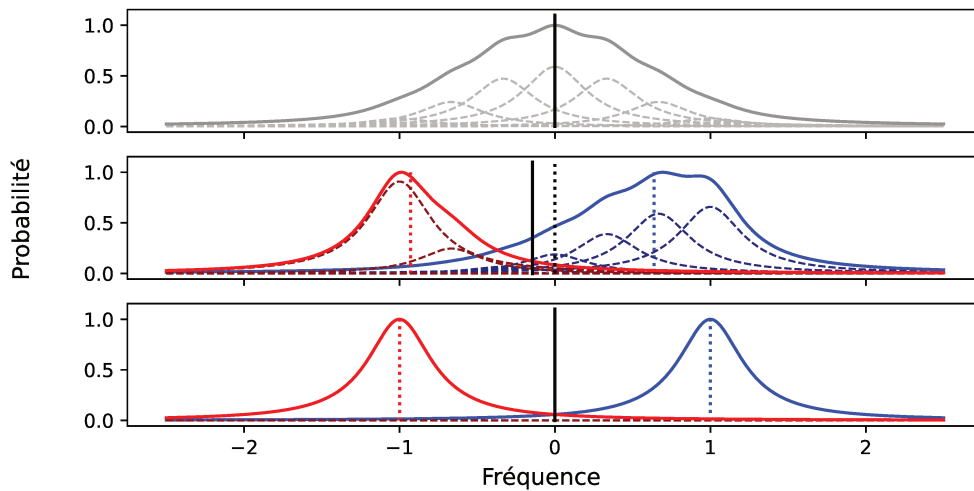


FIGURE II.10 – Dans le cas où la levée de dégénérescence introduite par le champ de biais est insuffisante pour séparer les sous-niveaux, un défaut de symétrie du pompage optique vers les deux sous-niveaux extrémaux peut induire un déplacement de la fréquence centrale. C'est le cas de la figure du milieu où la fréquence centrale est déplacée vers le côté rouge. Le pompage optique optimal correspond quant à lui au dernier cas. Dans le cas où les sous-niveaux sont parfaitement séparés, le défaut du pompage optique dégrade le contraste, mais n'introduit pas de déplacement.

Ainsi, dans le cas des opérations nominales d'horloge, on veillera à utiliser un champ de biais suffisant pour totalement séparer les sous-niveaux de la transition d'horloge. Dans le cas de largeur de raie $\Delta\nu = 5$ Hz, on choisira ainsi :

$$\frac{\delta_g \mu_B}{h} |B| \gg 2 \cdot \Delta\nu \implies |B| \gg \frac{2 \cdot h \Delta\nu}{\delta_g \mu_B} = 2 \mu\text{T} \quad (\text{II.8})$$

Comme nous l'avons décrit précédemment, la correction de ce terme requiert la mesure de la séparation Zeeman, et la calibration du coefficient α . Ainsi, les incertitudes sur ces deux paramètres se propagent sur celle de la correction du quadratique :

$$\Delta\nu_Z^{(2)} = \alpha \cdot \left| \Delta\nu_Z^{(1)} (\pm 9/2) \right|^2. \quad (\text{II.9})$$

L'inexactitude due à l'incertitude sur le coefficient α est celle qui domine, et est quadratiquement proportionnelle au champ magnétique. Le choix du champ magnétique est alors réalisé de manière pragmatique : suffisamment grand pour séparer correctement les sous-niveaux et éviter les effets indésirables tels que la traction de la résonance, mais pas trop pour éviter d'introduire une incertitude importante avec le terme quadratique.

Ainsi, une séparation des sous-niveaux Zeeman de 500 Hz est compatible avec une inexactitude relative au niveau de 10^{-17} , et sera choisie pour les opérations d'horloge nominales.

iv. Outil de diagnostic

La mesure du coefficient α constitue également un excellent outil de diagnostic. Les calibrations de champ magnétique comprennent une mesure de ce coefficient, effectuée en amont des opérations nominales pour s'assurer de la bonne marche du système expérimental. En effet la mesure d'un coefficient incorrect est caractéristique d'un champ erratique, qui peut être dû à une boucle de masse, un couplage dans les bobines produisant le champ de biais.

Un coefficient incompatible avec les valeurs mesurées précédemment a ainsi pu être observé sur l'une des horloges. Sa valeur, mesurée plusieurs fois sur plusieurs mois a démontré des fluctuations anormales, dont une partie des données est représentée sur la figure II.11a. Ces observations ont conduit à analyser le fonctionnement des bobines pour en déterminer la cause. Ce comportement s'est révélé être dû à un couplage entre les bobines dont les générateurs de courant partageaient une même alimentation, et induisait des homogénéités spatiales du champ de biais, problème réglé durablement, on a ainsi pu retrouver la courbure normale par la suite comme représentée sur la figure II.11b.

II.3.4 Calibration de la norme et de l'orientation du champ de biais

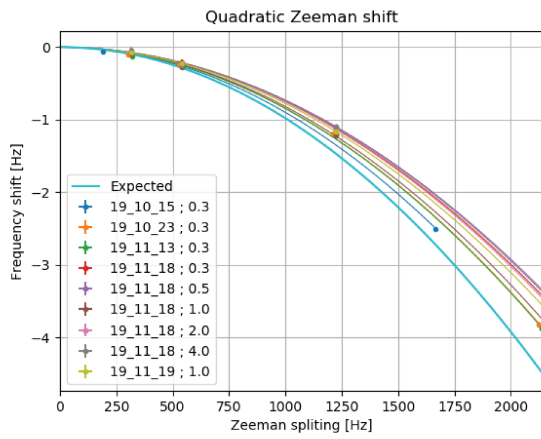
i. Configuration expérimentale

La production du champ de biais est en pratique réalisée par la combinaison de trois bobines de Helmholtz orthogonales. Il est alors possible d'en contrôler l'amplitude et l'orientation, ainsi que schématisé sur la figure II.12. Nous discuterons de l'orientation du champ en configuration nominale dans la partie sur l'effet Stark alternatif. Par ailleurs, on introduit l'angle θ entre les bobines du plan transverse, traduisant un défaut d'orthogonalité du système expérimental.

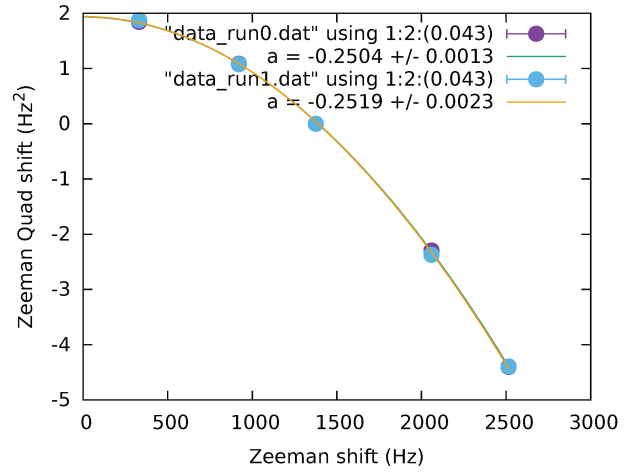
Chaque bobine dispose également de sa propre source de courant, qui consiste en un générateur de courant réglable au moyen d'une tension de consigne. Dans le cas de l'horloge Sr_B , les trois bobines sont pilotées par le logiciel de la séquence qui fixe les tensions de consigne. Dans le cas de Sr_2 en revanche, seules les bobines du plan transverse sont pilotées par le logiciel de la séquence, la consigne de l'alimentation verticale étant dédiée à la rétroaction du magnétomètre.

ii. Correction en temps réel du champ résiduel vertical

La présence du réseau de transport en commun à proximité du laboratoire est une source de bruit non négligeable sur le champ magnétique de biais, en particulier selon l'axe z dans notre cas. La mesure de ce champ, dont la stabilité est donnée en figure II.6, est effectuée en temps réel par un magnétomètre à vanne de flux.



(a)



(b)

FIGURE II.11 – Mesures différentielles effectuées pour déterminer le coefficient α . Chaque ensemble de point constitue une mesure différentielle utilisée pour optimiser le coefficient. À gauche, en présence du couplage entre les bobines, on observe la variabilité et la non compatibilité du coefficient avec la valeur attendu. À droite, après avoir modifié et découplé les alimentations des bobines.

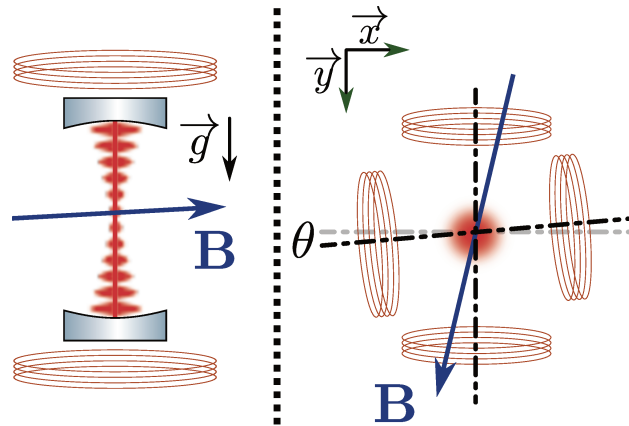


FIGURE II.12 – Schéma du montage expérimental avec les trois paires de bobines. À gauche selon l'axe z du réseau, à droite selon le plan transverse (x, y) . En régime nominal, le champ de biais \mathbf{B} est orienté selon l'axe y . Les bobines du plan transverse au réseau présentent un léger défaut d'orthogonalité, qu'il est nécessaire de prendre en compte dans le modèle utilisé pour calibrer le champ produit par les bobines en fonction des consignes de tension.

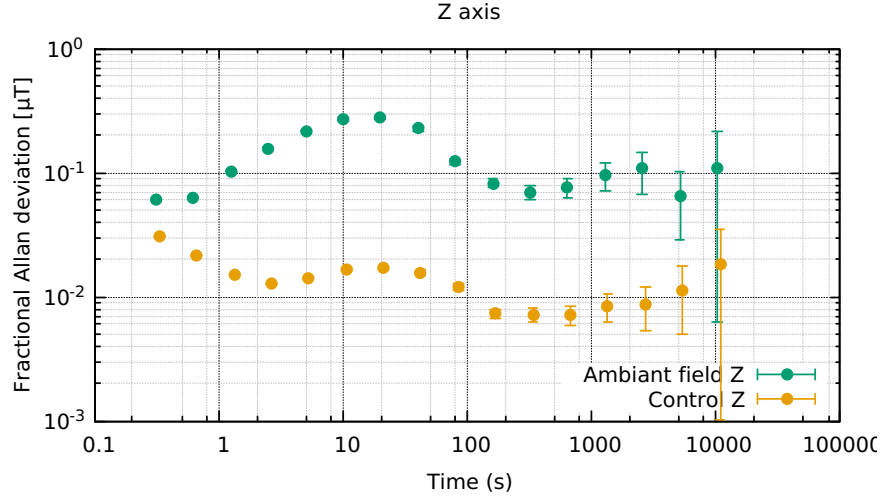


FIGURE II.13 – Stabilités du champ magnétique selon l’axe vertical avec et sans la boucle de régulation active. On constate que l’instabilité est ramenée à un niveau proche de celui mesuré la nuit et montré sur la figure II.6. Dans ce cas, les fluctuations sont de l’ordre de $1 \times 10^{-2} \mu\text{T}$ à 100 s soit 0.01 Hz

Afin d’amoinrir les fluctuations selon cet axe, cette mesure est utilisée pour réguler la consigne de champ magnétique. Cela permet de gagner un ordre de grandeur sur les fluctuations de champ magnétique comme on peut le voir sur la figure II.13.

iii. Automatisation de la calibration des bobines

La production d’un champ de biais d’orientation et d’amplitude désirées requiert une calibration des trois paires de bobines. Pour cela, on confronte la séparation des sous-niveaux Zeeman $m_F = \pm 9/2$ aux consignes envoyées sur les bobines.

Cette calibration permet d’établir un modèle du champ magnétique et de connaître sa dynamique autour du point de fonctionnement choisi. D’autre part, elle permet déterminer la consigne correspondant au *zéro du champ magnétique*, et donc de produire un environnement non magnétique au voisinage des atomes, condition que l’on souhaite réaliser durant la seconde étape de refroidissement. Un autre paramètre à déterminer est le défaut d’orthogonalité entre les bobines du plan transverse.

Au premier ordre, on a d’après II.2 :

$$\begin{aligned} \Delta\nu_Z^{(1)} &\propto |\mathbf{B}| \\ &= \sqrt{a_x \cdot U_X^2 + a_y \cdot U_Y^2 + a_z \cdot U_Z^2}, \end{aligned} \quad (\text{II.10})$$

avec :

$$\begin{cases} U_X = (U_x - U_x^0) \cos \theta \\ U_Y = (U_x - U_x^0) \sin \theta + (U_y - U_y^0) \\ U_Z = (U_z - U_z^0) \end{cases} \quad (\text{II.11})$$

L’espace des paramètres P à déterminer comprend ainsi les coefficients a_i en Hz^2/V^2 et les écarts de tension par rapport au zéro de champ magnétique U_i^0 en V, pour $i \in [x, y, z]$ ainsi que l’écart angulaire des bobines du plan transverse θ : $P = \{\mathbf{a}, \mathbf{U}^0, \theta\}$.

Afin d’optimiser l’ensemble des paramètres de manière automatique, un algorithme a été mis en place afin d’explorer la consigne $\mathbf{U} = (U_x, U_y, U_z)$ et de mesurer la séparation $\Delta\nu_Z^{(1)}$ entre les sous-niveaux Zeeman $m_F = \pm 9/2$

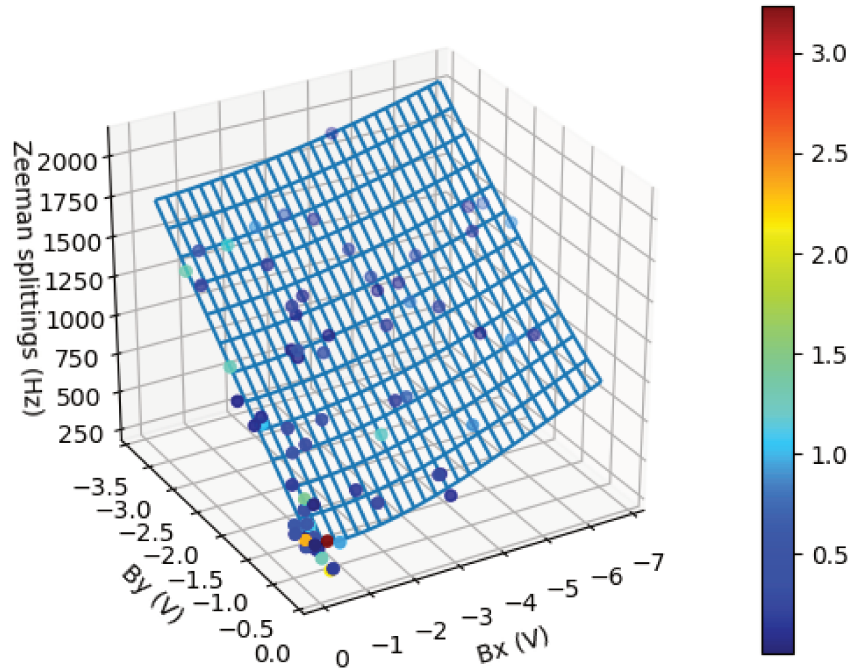


FIGURE II.14 – Écart entre la mesure et le modèle du déplacement de la transition d’horloge par effet Zeeman en fonction du champ de biais transverse. L’amplitude du champ de biais vertical est quant à elle calibrée manuellement puis fixée de manière à annuler le champ magnétique. La mesure du magnétomètre rétroagit alors sur ce point de fonctionnement de manière à annuler le champ résiduel vertical en temps réel. L’acquisition des données, l’optimisation du modèle et la représentation graphique sont réalisées automatiquement par l’algorithme mis en place et décrit ici.

en présence du champ qu’elle produit. Pour ce faire, une opération d’horloge est tout d’abord initiée de manière classique. Un balayage de fréquence permet ainsi de trouver les fréquences ν_{\pm} séparées de $\Delta\nu_{Z;0}^{(1)}$ et résonantes avec les atomes en présence du champ de biais initial \mathbf{B}_0 , issu de la consigne U_0 .

Une fois l’horloge verrouillée sur la transition, l’algorithme est mis en route. Il va alors modifier la consigne pour produire un nouveau champ de biais \mathbf{B}_k . Le modèle et les paramètres optimaux P_k permettent alors de calculer la séparation $\Delta\nu_{Z;k}^{(1)}$ satisfaisant la nouvelle condition de résonance. Dans le cas où la résonance d’horloge n’est pas observée, le point est exclu. Dans le cas contraire, ce nouveau point contribue à calculer les nouveaux paramètres optimaux P_{k+1} . L’algorithme poursuit en modifiant de nouveau la consigne. Pour chaque nouvelle consigne, plusieurs points sont utilisés afin de moyennner la séparation des sous-niveaux Zeeman sur plusieurs séquences. Par ailleurs, l’exploration du champ de biais se fait dans un premier temps au voisinage du point initial, et s’en éloigne au fur et à mesure que la connaissance des coefficients du modèle s’affine.

On poursuit l’acquisition jusqu’à couvrir la plage des consignes accessibles et obtenir les paramètres optimisés suffisamment précis. L’automatisation de la calibration des bobines s’inscrit par ailleurs dans la démarche plus large d’automatisation de la mesure des effets systématiques, requis pour le développement de l’horloge. En effet, lors d’opérations nominales en vue de la réalisation d’un étalon de fréquence, il est utile d’interrompre ponctuellement le fonctionnement en régime nominal pour s’assurer de la calibration nominale des opérations en cours.

II.4 Déplacement par effet AC-Stark du réseau optique

Le réseau optique est un élément essentiel des horloges optiques à atomes neutres. Il permet de piéger un ensemble d'atomes pendant plusieurs secondes, rendant possible leur préparation, leur interrogation et leur détection dans un espace confiné. L'intérêt du réseau est surtout de permettre l'interrogation des atomes dans le régime de Lamb Dicke, dans lequel leur énergie mécanique est quantifiée et correspond aux niveaux motionnels du piège, comme discuté dans le chapitre I. Dans le même temps, le réseau optique induit un décalage des états d'horloge. Il constitue donc une source d'inexactitude, pour laquelle l'incertitude fractionnaire atteint actuellement 3×10^{-18} sur les systèmes discutés ici et tend donc à limiter leur budget d'incertitude.

La modélisation des interactions entre l'ensemble atomique et le réseau optique a déjà fait l'objet de nombreuses études, aussi bien théoriques [47, 48] qu'expérimentales [45, 83, 49, 50]. Dans ce cadre, la description formelle du décalage induit par le réseau fait intervenir de nombreux paramètres, propres à la structure atomique ou à l'environnement expérimental. Étant donnée la mesure des paramètres atomiques du ^{87}Sr , l'objectif est ainsi de déterminer un ensemble optimal de paramètres expérimentaux, au voisinage duquel le décalage induit par la présence du réseau est le moins sensible.

Parmi ces effets de déplacement lumineux, on porte ici une attention particulière aux interactions à deux photons, et au coefficient d'hyperpolarisabilité afin de contraindre davantage l'inexactitude induite par la présence du réseau. Dans le cas des interactions à un photon, le décalage lumineux montre une dépendance géométrique avec les axes de polarisation et de quantification qui a déjà pu être observée [48, 49, 63]. Il est attendu que le coefficient d'hyperpolarisabilité démontre une dépendance similaire, évaluée théoriquement [84], mais encore jamais observée expérimentalement sur les instruments opérationnels. Ces interactions à deux photons rendent le modèle de déplacement lumineux non-linéaire avec la profondeur de piège. On voit ainsi émerger le concept d'intensité magique, pour laquelle les effets linéaire et quadratique se compensent [85]. Dans ce contexte, nous avons mené des mesures du déplacement lumineux hors des conditions d'opérations nominales afin d'explorer expérimentalement la dépendance géométrique du coefficient d'hyperpolarisabilité.

La prise en compte de la non linéarité du déplacement lumineux exige une amélioration des calibrations de la profondeur de piège durant la spectroscopie de la transition d'horloge, et donc d'adresser le problème de la distribution motionnelle des atomes piégés. La thermométrie par résolution des bandes latérales [86, 87, 50, 88, 89, 16, 90, 91], le temps de vol [85], ou des approches phénoménologiques [92] sont ainsi utilisés pour déterminer la profondeur effective du piège. Ces horloges ayant vocation à être utilisées à des fins métrologiques, il est nécessaire de développer des méthodes permettant de vérifier rapidement et régulièrement le caractère nominal des opérations. Il est ainsi nécessaire de réduire leur disponibilité pour l'exploration des effets systématiques et privilégier les opérations en régime nominal. Cela requiert de mettre en place de nouveaux protocoles pour vérifier le caractère nominal des opérations de manière régulière et rapide. On présente donc ici un protocole permettant de corriger l'incertitude thermique, afin de réaliser les conditions expérimentales reproductibles et favorables à la réduction du décalage lumineux quadratique.

Parmi les paramètres expérimentaux dont dépend le décalage de fréquence par effet AC-Stark, certains d'entre eux doivent faire l'objet de calibrations préalables aux mesures du décalage lui-même. Ainsi, il est légitime de s'interroger sur la représentativité de la calibration réalisée, dont l'inexactitude se propage sur la modélisation du déplacement lumineux. La thermométrie des atomes est par exemple réalisée dans des conditions non nominales, susceptibles de modifier la distribution thermique des atomes dont dépend le décalage dû au réseau.

Afin de pallier ce problème, nous avons mis au point un nouveau protocole permettant de mesurer les températures atomiques en des conditions représentatives de celles des opérations d'horloges. Il permet en outre d'obtenir une mesure des rapports de polarisabilités qui ne dépendent plus des températures atomiques. Il est également adaptable aux campagnes opérationnelles puisqu'il offre un moyen rapide de paramétrer la profondeur de piège optimale. Après avoir décrit les interactions entre la lumière du réseau et les atomes, on s'attachera donc à décrire un protocole permettant d'adresser l'incertitude provenant de la distribution thermique. On présentera par la suite les résultats obtenus via cette méthode, en s'attachant à les comparer avec ceux précédemment obtenus et publiés dans la littérature. Outre les coefficients atomiques eux-mêmes, on en présente également des valeurs normalisées, libres de l'inexactitude due à la température. Une fois les coefficients normalisés établis, leur connaissance permet la réalisation de mesures régulières des coefficients atomiques par la spectroscopie du profil de la transition plus rapide que les mesures différentielles. Ces coefficients et le protocole décrit constituent ainsi une amélioration de la disponibilité du système pour opérer de

manière nominale.

II.4.1 Principe du piège dipolaire

Le réseau optique consiste en un arrangement périodique de pièges dipolaires, au sein desquels sont confinés les atomes. Un champ électrique \mathbf{E} oscillant à la fréquence ν_{RO} , induit en effet sur les atomes de polarisabilité $\alpha_d(\nu_{RO})$ le moment dipolaire :

$$\mathbf{d} = \epsilon_0 \alpha_d \mathbf{E}, \quad (\text{II.12})$$

ϵ_0 étant la permittivité diélectrique du vide. De ce moment dipolaire résulte le potentiel U :

$$\begin{aligned} U &= -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E} \\ &= -\epsilon_0 \alpha_d |\mathbf{E}|^2. \end{aligned} \quad (\text{II.13})$$

Ainsi, le champ électrique inhomogène $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, induit un potentiel lui aussi inhomogène $U(\mathbf{r})$. Dans le réseau optique, ce sont ainsi les minima du potentiel $U(\mathbf{r})$ que viennent peupler les atomes, et qui constituent alors les sites de piégeage. Par ailleurs, la polarisabilité atomique α_d et donc le potentiel U induit sur les atomes dans un champ \mathbf{E} dépend également de leur état interne d'énergie. Chaque niveau d'énergie subissant son propre décalage, c'est tout l'édifice atomique qui est modifié par le champ électrique de piégeage, dont les niveaux de la transition d'horloge.

D'autre part, les atomes ne demeurent pas immobiles dans le fond du piège, mais sont distribués sur les états motionnels d'énergie du piège. Le décalage différentiel des états de la transition d'horloge dépend ainsi également de la profondeur de piège effective des atomes, et donc de leur distribution dans le piège.

Bien que le réseau optique soit requis pour réaliser l'interrogation des atomes dans le régime de Lamb Dicke, il est donc une source complexe d'inexactitude sur la fréquence d'horloge qu'il est nécessaire de traiter.

Le développement des horloges à réseau optique a largement bénéficié du concept de longueur d'onde magique [45], pour laquelle les polarisabilités des états fondamental α_d^f et excité α_d^e d'horloge prennent une même valeur, $\alpha_d(\nu_{RO}^0)$, et donc pour laquelle le décalage différentiel $\Delta\alpha_d$ s'annule :

$$\alpha_d^f = \alpha_d^e = \alpha_d(\nu_{RO}^0) \implies \Delta U \simeq 0. \quad (\text{II.14})$$

Dans ce cas, la dépendance du décalage différentiel des états d'horloge avec la profondeur du piège et avec la distribution des atomes est grandement diminuée, ainsi que schématisé sur la figure II.15. Dans le cas du ^{87}Sr , cette condition est réalisée à la longueur d'onde magique $\lambda_{RO}^0 = 813 \text{ nm}$, pour laquelle les polarisabilités des états sont positives : $\alpha_d > 0$ [45]. La présence du champ de piège diminue donc localement le niveau d'énergie. La géométrie de la distribution du champ électrique doit donc être réalisée en conséquence, pour produire les maxima d'intensité où seront piégés les atomes.

En pratique, la condition d'égalité de l'équation II.14 indépendamment de la profondeur du piège n'est pas exactement satisfaite. D'une part, elle ne dépend pas seulement de la longueur d'onde du réseau, et d'autre part la réalisation expérimentale de la longueur d'onde magique n'est pas nécessairement parfaite, si bien qu'une polarisation différentielle $\Delta\alpha_d$ subsiste. Une description plus complète des interactions entre les atomes et le champ électromagnétique de piège est nécessaire. On s'attachera par la suite à considérer les termes d'interaction normalisés par la polarisabilité dipolaire électrique à la longueur d'onde magique λ_{RO}^0 , noté par un prime. On peut en effet mesurer les déplacements lumineux relativement à la profondeur de piégeage, qui est mesurable par spectroscopie des bandes latérales motionnelles; à la différence de la densité optique dans la cavité difficilement mesurable. On donne pour exemple la polarisabilité dipolaire électrique différentielle normalisée :

$$\Delta\alpha'_d = \frac{\alpha_d^e - \alpha_d^f}{\alpha_d(\nu_{RO}^0)}. \quad (\text{II.15})$$

II.4.2 Réalisation expérimentale du réseau optique

Ces dernières décennies l'amélioration des outils de production et de mise en forme des faisceaux a permis le développement du confinement et des manipulations d'objets électriquement neutres et polarisables par des lasers.

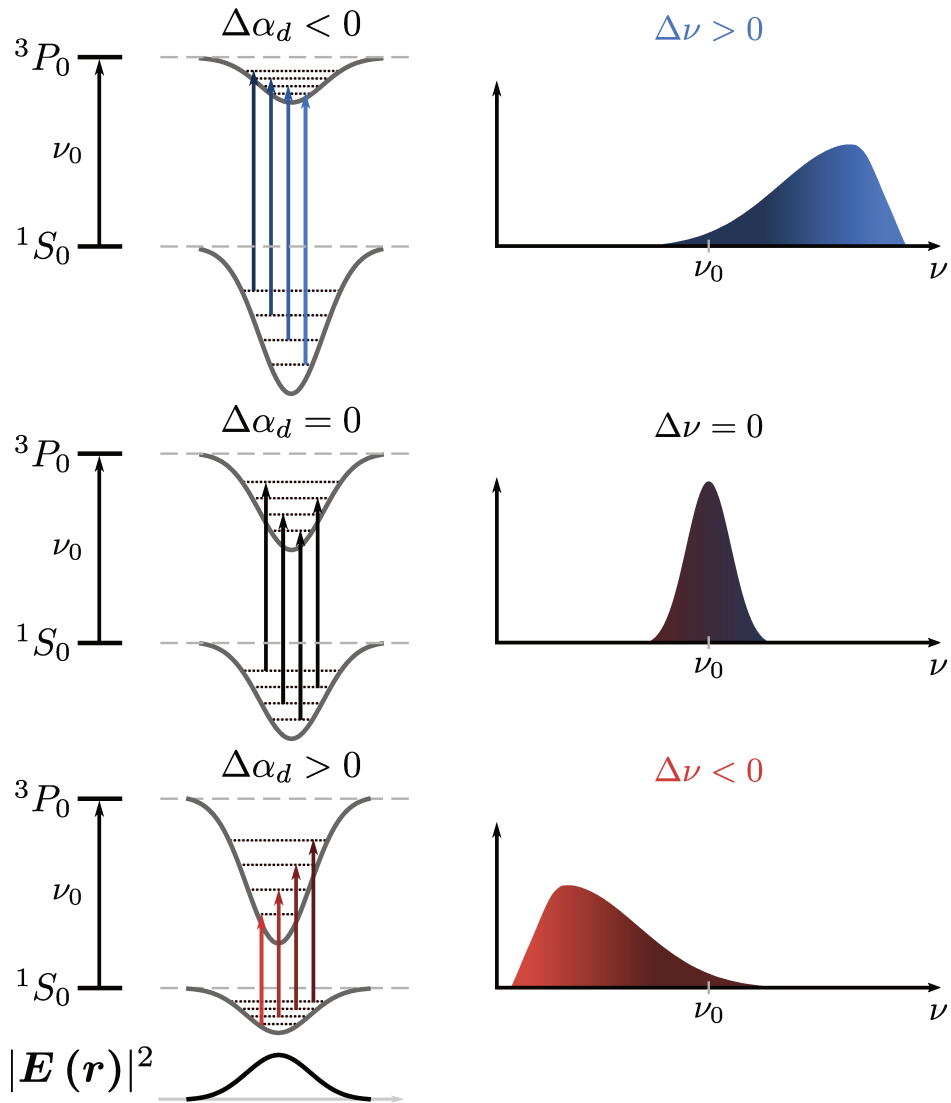


FIGURE II.15 – États de la transition d’horloge en présence du champ électromagnétique de piégeage $E(\mathbf{r})$. Son inhomogénéité spatiale se répercute sur le décalage différentiel des états, le déplacement de fréquence montre ainsi une dépendance avec la distribution des atomes dans les états motionnels du piège. La fréquence de résonance $\nu = \nu_0 + \Delta\nu$ de la transition d’horloge est ainsi décalée vers le rouge ou vers le bleu par rapport à la transition d’horloge ν_0 selon le signe de la polarisabilité différentielle $\Delta\alpha_d$. Dans le cas où le laser de piégeage est à la longueur d’onde magique ν_{RO}^0 , la polarisabilité différentielle $\Delta\alpha_d$ s’annule, et la fréquence de transition est inchangée, et ce quel que soit l’état motionnel des atomes interrogés. La thermométrie par spectroscopie de la porteuse exploite cette distorsion de la résonance.

La cohérence des sources laser permet en effet de disposer de densités de puissance optique importante et localisée. Des objets de tailles variées, des atomes aux macromolécules, soumis à la lumière du laser peuvent alors être maintenus dans un puits de potentiel. La profondeur du puits de potentiel est alors proportionnelle à l'intensité lumineuse selon l'équation II.13, et dépend d'autres paramètres tels que le vecteur d'onde, rayon de courbure et la polarisation du laser.

Dans ce contexte, de nouveaux outils expérimentaux, tels que les pinces optiques et les réseaux optiques ont vu le jour et les interactions lumineuses ont fait l'objet de nombreux travaux théoriques et de mesures expérimentales, avec diverses applications en biologie [93, 94], interférométrie atomique [95], informatique quantique [96, 97] et, comme il est question dans ce manuscrit, en métrologie des fréquences optiques.

Dans le cas des pinces optiques, un unique puits de potentiel est localisé au point focal du laser. L'idée du réseau optique est d'utiliser la cohérence du faisceau pour produire une onde stationnaire, dont chaque ventre constitue un site de piégeage. Plusieurs solutions expérimentales ont été explorées afin de réaliser cette onde stationnaire : la superposition de faisceaux contrapropageants et asservis en phase d'une part, et l'utilisation d'un faisceau unique couplé à une cavité optique d'autre part. Le premier cas présente l'avantage de pouvoir paramétrer indépendamment les deux faisceaux, en introduisant une différence de fréquence ou de polarisation par exemple, ce qui permet de déplacer le gaz d'atomes piégés. Le second cas bénéficie quant à lui des qualités de la cavité optique, avec une densité optique amplifiée par la cavité, et une grande pureté de mode transverse ; il correspond à la solution expérimentale en place sur les horloges du SYRTE dans lesquelles les atomes sont piégés dans le mode TEM_{00} résonnant avec la cavité optique.

De multiples configurations expérimentales ont par ailleurs été explorées. Dans le cadre de la réalisation d'une fréquence métrologique, le choix de la configuration est fait avec l'objectif de minimiser l'inexactitude qu'induit le réseau sur la fréquence de l'horloge. Nous avons déjà mentionné le déplacement du réseau optique et du gaz d'atomes. Bien que plus complexe à mettre en place expérimentalement, cela permet de réaliser l'interrogation d'horloge à l'intérieur d'une chambre cryogénique [57], de manière à réduire la contribution du rayonnement du corps noir à l'inexactitude de l'horloge. Le déplacement des atomes peut également être mis à profit pour produire et transporter continûment les atomes vers le laser d'interrogation afin de réaliser une horloge sans temps mort et de se libérer de l'effet Dick inhérent à l'interrogation séquentielle des horloges [67].

L'utilisation de plusieurs paires de faisceaux permet également la réalisation de réseaux en 2, 3 dimensions. Le groupe de symétrie du réseau ainsi produit est paramétré par les orientations relatives et la polarisation des faisceaux [98]. L'utilisation d'un réseau multidimensionnel présente l'avantage de produire plus de sites de piégeage, et donc de disposer d'un ensemble atomique plus important avec lequel le laser d'horloge va pouvoir interagir, ce qui contribue à diminuer l'incertitude statistique. En revanche, ces configurations constituent une complication du système expérimentale, et nuisent à sa robustesse. L'ingénierie du front d'onde et l'utilisation de modes transverses plus élevés permet également d'accroître le nombre de site de piégeage, et ce sans augmenter la dimension du réseau. L'utilisation de mode de Laguerre Gauss en cavité est ainsi une voie de développement envisagée pour les horloges du SYRTE. Ces modes permettent également de réaliser des réseaux décalés vers le bleu, pour lesquels les sites de piégeage sont les minima d'intensité du laser.

Quelle que soit la configuration choisie, les polarisabilités atomiques sont également sensibles à la polarisation des faisceaux utilisés et contribuent ainsi au déplacement différentiel des états d'horloges comme nous le verrons par la suite. Les axes de quantification et de polarisation déterminent en effet l'orientation des atomes dans le piège, et donc l'intensité de leur interaction. D'autre part, nous verrons que les interactions lumineuses ne se limitent pas aux interactions dipolaires électriques, et qu'il est parfois nécessaire de considérer des interactions multipolaires électrique et magnétique. Le choix de la polarisation permet de contraindre ces effets, afin de les minimiser [46].

L'utilisation de plusieurs longueurs d'onde superposées permet de changer non seulement la forme des puits mais aussi leur distribution. Certaines configurations expérimentales utilisent ainsi un second réseau à la fréquence double du premier, il est alors possible de paramétrer la forme du puits en modifiant leur amplitude relative [99].

i. Cas du réseau unidimensionnel en cavité

Dans le cas d'un réseau immobile, il est possible d'obtenir l'onde stationnaire au moyen d'une cavité Fabry-Perot, asservie par la technique de Pound-Drever-Hall [100] au laser à la longueur d'onde magique λ_{RO}^0 . On bénéficie alors de l'effet amplificateur de la cavité, et de sa sélectivité qui améliore la qualité du mode spatial résonnant. Par rapport à

i. Polarisabilité dipolaire électrique

Les interactions dipolaires électriques sont celles qui ont été abordées jusque-là. Le champ électromagnétique du réseau est associé avec le champ magnétique de biais discuté dans la section sur l'effet Zeeman, qui définit l'axe de quantification des atomes. Étant données ces symétries, on donne une représentation irréductible du terme dipolaire électrique, sous la forme de trois composantes.

Polarisabilité scalaire Le premier terme de cette représentation est le terme scalaire, qui correspond à une linéarisation du déplacement de fréquence d'horloge en fonction de la fréquence du réseau optique au voisinage de la longueur d'onde magique :

$$h\Delta\nu_s = -\frac{\partial\Delta\alpha'_s}{\partial\nu_{RO}}(\nu_{RO} - \nu_{RO}^0) \cdot U. \quad (\text{II.16})$$

La sensibilité du déplacement de fréquence avec la longueur d'onde magique, au travers du terme de résidu $\frac{\partial\Delta\alpha'_s}{\partial\nu_{RO}}$, permet d'introduire un déplacement différentiel important en paramétrant la longueur d'onde du réseau optique. Aussi on décrira par la suite deux mesures de ce coefficient : par des mesures différentielles du décalage de fréquence en fonction de la profondeur du piège, et par l'analyse du profil de la résonance en fonction du décalage par rapport à la longueur d'onde magique.

Polarisabilité vectorielle D'autre part, nous avons décrit dans la section précédente la présence du champ de biais B durant l'interrogation d'horloge et qui permet de corriger le décalage dû à l'effet Zeeman.

À cet effet Zeeman s'ajoute un déplacement vectoriel de la fréquence de la transition d'horloge, équivalent à un champ magnétique virtuel. Dans l'hypothèse où B est suffisamment grand devant ce champ virtuel, de déplacement de fréquence vectoriel s'écrit :

$$h\Delta\nu_v = -\frac{m_F}{2F}\xi\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_z\Delta\alpha'_v \cdot U, \quad (\text{II.17})$$

où ξ est le degré d'ellipticité de la polarisation du réseau, \mathbf{k} son vecteur d'onde et $\boldsymbol{\epsilon}_z$ l'axe de quantification.

Tout comme le décalage par effet Zeeman du premier ordre, ce terme est proportionnel au sous-niveau Zeeman m_F . Ainsi, le protocole d'interrogation constitue déjà la solution expérimentale pour l'annuler. D'autre part, dans le cadre d'opérations nominales d'horloges, le vecteur d'onde du réseau et le champ de biais sont orthogonaux, de sorte que ce terme est largement supprimé. Cette condition d'orthogonalité doit être vérifiée afin que le décalage vectoriel ne biaise pas la mesure de l'amplitude du champ magnétique utilisée pour la correction du décalage par effet Zeeman quadratique.

Polarisabilité tensorielle Le développement de la polarisabilité dipolaire électrique comprend un dernier terme :

$$h\Delta\nu_t = -\Delta\alpha'_{t,\sigma/\pi}(3|\boldsymbol{\epsilon} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_z|^2 - 1) \cdot U, \quad (\text{II.18})$$

où le préfacteur $\Delta\alpha'_{t,\sigma/\pi}$ est donné selon :

$$\begin{aligned} \Delta\alpha'_{t,\sigma/\pi} = & + [3 \cdot m_{F,e}^2 - F \cdot (F + 1)] \cdot \alpha'_{t,e} \\ & - [3 \cdot m_{F,g}^2 - F \cdot (F + 1)] \cdot \alpha'_{t,f}, \end{aligned} \quad (\text{II.19})$$

avec $\alpha'_{t,f}$ et $\alpha'_{t,e}$ les polarisabilités tensorielles des états fondamental et excité de la transition d'horloge. Contrairement au terme vectoriel, le décalage tensoriel n'est pas annulé par le protocole d'interrogation, du fait de sa dépendance quadratique avec le nombre m_F .

Dans le cadre d'opérations d'horloge, les sous-niveaux Zeeman sont résolus, et une unique transition est adressée simultanément, la transition π sur les niveaux $m_F = \pm 9/2$ pour les mesures nominales, la valeur prise par le préfacteur de l'équation II.19 est donc fixée. La contribution tensorielle à la polarisabilité différentielle ne dépend alors plus que de l'orientation du champ de biais par rapport à la polarisation du réseau optique. Le concept de longueur

d'onde magique effective, pour laquelle les contributions scalaire et tensorielle à la polarisabilité différentielle se compensent, permet d'annuler simultanément ces deux sources de déplacement de fréquence et ce indépendamment de la profondeur de piège [50].

Les décalages induits dans les cas extrémaux, pour lesquels les axes de polarisation et quantification sont orthogonaux, colinéaires sont compensés par un décalage par rapport à la longueur d'onde magique de respectivement 113 MHz et -227 MHz. Ces deux cas, où la contribution tensorielle est la moins sensible aux fluctuations d'orientations permettent de limiter son inexactitude. Le champ de biais \mathbf{B} est ainsi choisi orienté selon la polarisation du réseau.

Polarisabilité différentielle dipolaire électrique totale

$$\Delta\alpha'_d = \frac{\partial\Delta\alpha'_s}{\partial\nu_{RO}}(\nu_{RO} - \nu_{RO}^0) + \frac{m_F}{2F}\xi\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_z \Delta\alpha'_v + \Delta\alpha'_{t,\sigma/\pi}(3|\boldsymbol{\epsilon} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_z|^2 - 1) \quad (\text{II.20})$$

ii. Autres interactions

Nous avons jusque-là considéré les échanges mettant en jeu uniquement les moments dipolaires électriques des états d'horloge 1S_0 et 3P_0 , au travers de leur polarisabilité. Dans le contexte de la spectroscopie des atomes en présence du réseau optique, les conditions expérimentales sont telles que la contribution la plus importante est largement annulée. Pour cette raison, il convient de réaliser le développement du coefficient dipolaire électrique ainsi que précédemment. Dans le même temps, les contributions d'autres interactions au déplacement différentiel deviennent appréciables :

- les interactions multipolaires électriques ou magnétiques
- les interactions multiphotoniques

Polarisabilité multipolaire électrique, magnétique Le ^{87}Sr disposant d'un spin nucléaire élevé, $I = 9/2$, il lui est possible d'interagir avec le réseau par le biais d'autres structures électriques ou magnétiques.

$$h\Delta\nu_{E2/M1} = -\Delta\alpha'_{qm}(n_z + \frac{1}{2})\sqrt{UE_R}, \quad (\text{II.21})$$

où $\Delta\alpha'_{qm}$ est la somme des polarisabilités quadropolaire électrique et dipolaire magnétique. L'ordre de grandeur du coefficient atomique $\Delta\alpha'_{qm} \approx \nu_{hfs}/\nu_0$ où ν_{hfs} est la différence de fréquence entre les sous-niveaux de la structure hyperfine, la dépendance en puissance demi-entière de la profondeur de piège et les profondeurs typique durant l'interrogation d'horloge font que ce terme est négligeable. En effet, pour les profondeurs explorées ici, la contribution relative de ce terme est de l'ordre de 10^{-17} , donc à la limite de résolution. Si certaines horloges disposent d'ores et déjà de la résolution nécessaire à l'observation de ces interactions, ce n'est donc pas le cas des systèmes expérimentaux décrits dans ce manuscrit. En l'état, leur contribution au déplacement lumineux n'étant pas mesurable elle sera par la suite exclue du modèle considéré. Il est toutefois utile de les évoquer pour anticiper l'évolution des performances dans les années à venir et les travaux réalisés indépendamment.

Hyperpolarisabilité Des interactions dipolaires électriques avec deux photons peuvent également avoir lieu. Ces dernières sont loin d'être négligeables, et évoluent quadratiquement avec la profondeur de piège selon :

$$h\Delta\nu_h = -\Delta\beta'U^2, \quad (\text{II.22})$$

où $\Delta\beta'$ est l'hyperpolarisabilité différentielle des états de référence, normalisée par α_d^2 .

Ces deux derniers termes introduisent une évolution non-linéaire du déplacement de fréquence avec la profondeur de piège. Il n'est alors plus possible de trouver un ensemble de paramètres expérimentaux pour lesquels le déplacement différentiel des états d'horloge s'annule indépendamment de la profondeur de piégeage. La mesure de la profondeur de piège, incluant les distributions thermiques des atomes piégés est alors essentielle. D'autre part, l'existence d'une intensité magique, pour laquelle la somme des interactions linéaire et quadratique s'annule [85], requiert également

de mesurer la profondeur de piège effective, et donc de donner une mesure des températures atomiques durant l'interrogation d'horloge.

Tout comme la polarisabilité dipolaire électrique, une dépendance de l'hyperpolarisabilité avec la polarisation du réseau est attendue par les études théoriques qui ont été menées sur les interactions lumineuses avec les atomes. Nous avons particulièrement étudié cet effet, et les résultats de l'exploration de cette dépendance sont donnés dans la sous-section II.4.7.

iii. Modèle complet des interactions lumineuses envisagées

Les expressions présentées précédemment correspondent aux différentes interactions envisagées compte tenu de la sensibilité des systèmes expérimentaux. Le déplacement lumineux total est alors la somme de ces différents termes et correspond à un développement en puissance de la profondeur de piège U , dont les coefficients sont donnés pas les paramètres atomiques et expérimentaux en présence :

$$h\Delta\nu = \underbrace{\Delta\alpha'_{qm}(n_z + \frac{1}{2})\sqrt{UE_R}}_{\approx 0} + \Delta\alpha'_d U + \Delta\beta' U^2, \quad (\text{II.23})$$

où l'on développe la polarisabilité différentielle dipolaire électrique $\Delta\alpha'_d$ selon l'équation II.20.

II.4.4 Distribution thermique des atomes piégés

Nous avons décrit précédemment le principe du réseau optique, et la nécessité de déterminer des conditions expérimentales pour lesquelles les deux états d'horloge sont déplacés identiquement par le champ de piégeage, et ce indépendamment de son amplitude. Vérifier l'indépendance du déplacement de fréquence induit par le piège en fonction de sa profondeur requiert de pouvoir établir une mesure représentative de la profondeur. En présence d'un champ d'intensité d'amplitude maximale E_0 , la profondeur maximale du piège s'exprime :

$$U_0 = -\epsilon_0\alpha_d |\mathbf{E}_0|^2, \quad (\text{II.24})$$

que l'on donnera en énergie de recul telle que définie dans le chapitre précédent :

$$E_R = \frac{\hbar^2 k^2}{2M_{Sr}}. \quad (\text{II.25})$$

Cependant, en accord avec le principe d'incertitude, aucun atome ne peuple effectivement le fond du piège de profondeur U_0 . Ils sont en revanche dans le régime de Lamb Dicke, dans lequel les états d'énergie motionnels sont quantifiés, et dont l'écart d'énergie est paramétré par les dimensions du piège. La description de la distribution spatiale du piège $U(\mathbf{r})$ est donc équivalente à celle de la distribution des états motionnels $|n\rangle$ dans lesquels ils sont distribués selon leurs températures.

i. Déplacement de fréquence au sein d'un réseau optique unidimensionnel

Le cas du réseau à une dimension voit la levée de dégénérescence des états motionnels d'énergie selon l'axe z et le rayon r du réseau. Dans ce cas, l'état motionnel total des atomes est décrit par la combinaison des nombres quantiques n_z et n_r .

On considère par ailleurs les deux grandeurs caractéristiques d'un tel réseau : son vecteur d'onde $k = 2\pi/\lambda_{RO}^0$, et sa largeur au col w_0 . Au voisinage du centre du réseau optique, où la courbure des faisceaux est négligeable, la distribution du potentiel se réduit à l'expression suivante :

$$U(r, \theta, z) = -\left(\alpha_d \cos^2(kz) + \alpha_{qm} \sin^2(kz)\right) e^{-2r^2/w_0^2} I_0 - \beta \cos^4(kz) e^{-4r^2/w_0^2} I_0^2 \quad (\text{II.26})$$

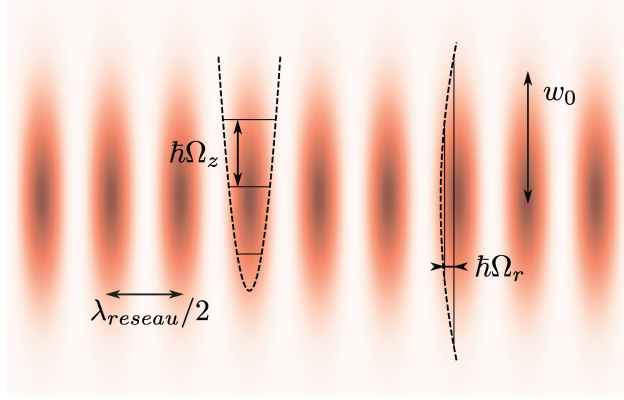


FIGURE II.17 – La distribution spatiale du potentiel de piège peut être approchée par une distribution quadratique, et ses dimensions sont données par les grandeurs caractéristiques du piège selon la direction considérée : la longueur d’onde du réseau, λ_{RO}^0 , et la largeur au col du faisceau, w_0 . Les séparations des sous-niveaux motionnels sont proportionnées en conséquence, selon le ratio $\Omega_z/\Omega_r \propto w_0/\lambda_{RO}^0$.

D’autre part, au voisinage du fond du piège peuplé par les atomes les plus froids, le potentiel exprimé selon l’équation II.26 se développe au quatrième ordre en un potentiel quadratique donné par :

$$U(\mathbf{r}) = -U_0 - \beta'U_0^2 + \frac{1}{2}M_{Sr}\Omega_z \cdot z^2 + \frac{1}{2}M_{Sr}\Omega_r \cdot r^2 + W, \quad (\text{II.27})$$

où W inclut les termes à partir du quatrième ordre, M_{Sr} est la masse de l’atome, et Ω_z et Ω_r sont respectivement les fréquences de Rabi longitudinale et transverse du piège et s’expriment :

$$\begin{cases} \hbar^2\Omega_z^2 = 4U_0E_R(1 - \alpha'_{qm} + 2\beta'U_0) \\ \hbar^2\Omega_r^2 = \frac{8}{k^2w_0^2}U_0E_R(1 + 2\beta'U_0) \end{cases} \quad (\text{II.28})$$

Les énergies motionnelles longitudinale E_{n_z} et transverse E_{n_r} , des atomes dans le réseau sont ainsi indexées selon les nombres quantiques n_z et n_r :

$$\begin{cases} E_{n_z} = \hbar\Omega_z \left(n_z + \frac{1}{2} \right) \\ E_{n_r} = \hbar\Omega_r (n_r + 1) \end{cases} \quad (\text{II.29})$$

La conséquence est que les atomes interagissant avec le laser d’horloge ne sont pas tous soumis au même potentiel de piège effectif, d’où l’intérêt de déterminer des paramètres minimisant les coefficients atomiques différentiels et donc la dépendance du déplacement de fréquence avec la profondeur de piège. Lorsque cette condition n’est pas satisfaite, le déplacement de fréquence observé dépend de l’état d’énergie motionnel de l’atome interrogé, ainsi que schématisé sur la figure II.15. Idéalement, l’interrogation d’horloge se fait en adressant un unique état motionnel, ce qui suppose un ensemble atomique de température nulle. En pratique, les états motionnels du piège sont peuplés selon la distribution thermique des atomes. Le décalage lumineux induit consiste alors en un décalage moyen, et il est nécessaire de modifier les expressions du décalage données précédemment en conséquence.

Dans le cas du réseau à une dimension, deux distributions thermiques sont observées selon l’axe du réseau et le plan transverse. La profondeur moyenne sur les états transverse est alors :

$$\langle U \rangle_r = U_0 - k_B T_r, \quad (\text{II.30})$$

et la moyenne sur tous les états motionnels :

$$\langle U \rangle = U_0 - \frac{1}{2}k_B T_z - k_B T_r, \quad (\text{II.31})$$

où U_0 est la profondeur maximale et T_r et T_z sont les températures transverses et longitudinales.

Dans les expressions du décalage lumineux discuté précédemment, on remplace ainsi la profondeur de piège U par la profondeur moyenne observée par l'ensemble atomique, l'expression du décalage total de l'équation II.23 devient alors :

$$h \langle \Delta\nu \rangle = -\Delta\alpha'_{qm} \langle n_z + \frac{1}{2} \rangle \sqrt{\langle U \rangle_r E_R} - \Delta\alpha'_d \langle U \rangle - \Delta\beta' \langle U \rangle^2 \quad (\text{II.32})$$

La réalisation des opérations d'horloge à une profondeur de piège choisie, et l'ajustement des paramètres du modèle, nécessite de connaître la profondeur du piège moyenne en place durant l'interrogation d'horloge. Compte tenu de la discussion précédente, cela implique de déterminer non seulement la profondeur maximale mais également les températures atomiques. Plusieurs méthodes sont utilisées à cette fin, parmi lesquelles des mesures de temps de vol [101, 85], la thermométrie par spectroscopie des bandes latérales [91, 87, 92, 88, 90], la thermométrie de la porteuse [102].

Par la suite nous décrirons deux mesures spectroscopiques, la thermométrie des bandes latérales et de celle de la porteuse. De ces mesures peuvent être déduites les profondeurs de piège maximales, les distributions atomiques dans les états motionnels en différentes configurations expérimentales, et on s'interrogera sur leur représentativité par rapport aux conditions d'opérations nominales. La spectroscopie de la porteuse permet par ailleurs de mesurer le résidu de la polarisabilité différentielle scalaire et les températures atomiques simultanément, et donc de manière insensible à la température. Nous verrons comment l'association des deux mesures thermométriques et de mesures de déplacement de fréquence différentielle permet l'élaboration d'un protocole de mesure des coefficients atomiques insensibles aux températures.

ii. Calibration de la profondeur de piège et thermométrie par spectroscopie des bandes latérales

Les interrogations d'horloge étant réalisées dans le régime de Lamb Dicke, la transition d'horloge peut être accompagnée d'une transition sur les états motionnels, comme schématisé sur la figure II.18a. La spectroscopie de la transition d'horloge présente alors une porteuse de fréquence ν_0 associée à des bandes latérales aux fréquences

$$\nu = \nu_0 + \Delta n_z \Omega_z + \Delta n_r \Omega_r$$

correspondant aux transitions $|^1S_0; n_z; n_r\rangle \rightarrow |^3P_0; n_z + \Delta n_z; n_r + \Delta n_r\rangle$, comme sur le spectre II.18b. Étant donnée la dimension du piège selon la direction longitudinale, les états motionnels associés sont résolus et nous nous focaliserons sur les transitions selon cette direction dans cette partie.

Du fait du décalage $\Delta n_z \Omega_z$ à la fréquence d'horloge ν_0 par rapport à sa largeur naturelle, l'excitation des atomes selon ces transitions requiert bien plus de puissance laser que les interrogations nominales. On se limitera ici à utiliser la puissance nécessaire à l'observation des bandes les plus proches pour lesquelles $\Delta n_z = \pm 1$. Étant donnée la dépendance de fréquence de Rabi longitudinale Ω_z du piège avec sa profondeur maximale U_0 , comme l'exprime l'équation II.28, la spectroscopie des bandes latérales donne une mesure de U_0 .

Les bandes latérales observées ne sont pas uniquement déplacées par rapport à la porteuse de la transition d'horloge de fréquence ν_0 , mais présente également une distorsion asymétrique. Cette déformation de la bande provient de l'anharmonicité du réseau optique [103], qui induit un dépendance du déplacement avec l'état motionnel et conduit à l'élargissement des résonances observées. Étant donnée la distribution thermique des atomes dans les états motionnels, les états du fond du piège sont les plus peuplés. Leur contribution au profil de la transition est ainsi majoritaire, et correspond au déplacement lumineux maximal. En conséquence, le profil des bandes motionnelles présente un flanc extérieur bien marqué, correspondant aux transitions motionnelles $|n_z = 1\rangle \rightarrow |n_z = 0\rangle$ et $|n_z = 0\rangle \rightarrow |n_z = 1\rangle$.

La séparation des bandes est déterminée par la fréquence de Rabi longitudinale du piège Ω_z , comme schématisé sur la figure II.18a, et dépend de la profondeur de piège maximale U_0 , en accord avec l'équation II.28. La présence d'un flanc bien prononcé améliore ainsi la précision avec laquelle cet écart est mesuré et donc le résultat de la mesure thermométrique.

Outre la mesure de la profondeur de piège maximale, la spectroscopie des bandes latérales permet également d'accéder aux températures atomiques. En effet, les atomes initialement dans l'état motionnel fondamental ne peuvent pas être adressés selon la transition décalée vers le rouge. Ainsi, dans le cas d'un ensemble atomique froid, la bande

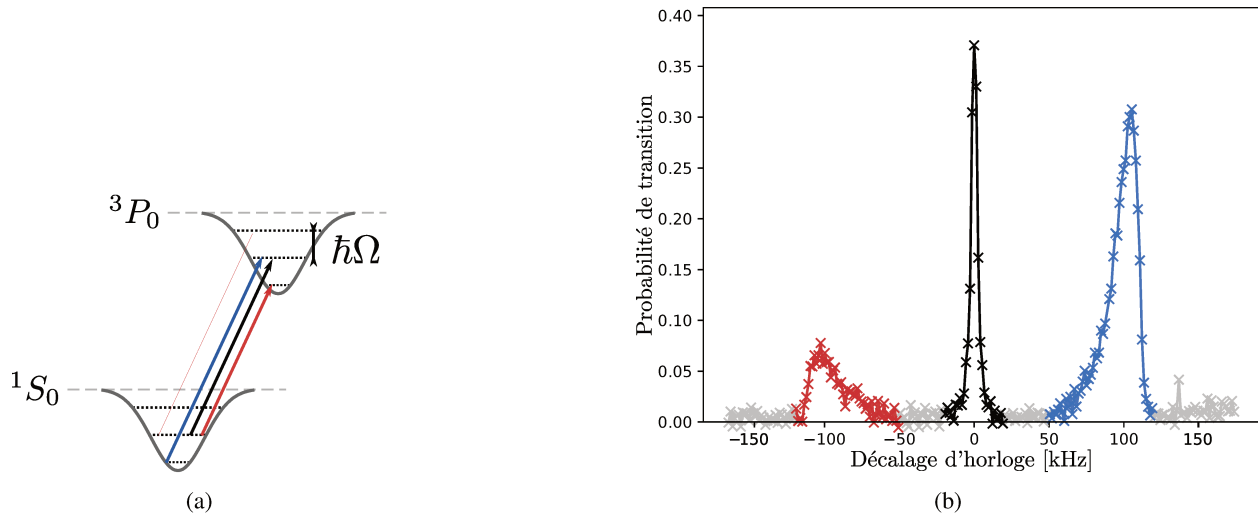


FIGURE II.18 – La spectroscopie de la transition d’horloge permet d’observer ces bandes résolues : la porteuse est ainsi accompagnée des bandes latérales rouge et bleue, correspondant aux transitions sur les états motionnels longitudinaux $|n_z\rangle \rightarrow |n_z - 1\rangle$ et $|n_z\rangle \rightarrow |n_z + 1\rangle$. On note la différence d’amplitude de ces deux bandes, caractéristique d’un ensemble atomique refroidi à une température longitudinale d’une dizaine de μK , et pour lequel la population d’atomes initialement dans l’état motionnel fondamental est importante. Cette mesure thermométrique permet ainsi d’accéder à la profondeur de piège et aux distributions thermique des atomes piégés.

latérale bleue adressant tous les états $n_z \geq 0$ est plus intense que la bande rouge, adressant seulement les états $n_z \geq 1$. Le ratio des amplitudes ou identiquement des aires des bandes latérales donne alors la distribution atomique dans les états longitudinaux, et donc la température T_z . Similairement, la bande est élargie selon la distribution des atomes dans les états traverses, non résolus. La largeur des bandes latérales est donc quant à elle caractéristique du peuplement des états traverses et donne donc la température atomique transverse T_r . Ainsi, à partir des profils de bandes latérales obtenus expérimentalement, on détermine les paramètres de profondeur maximale et de températures pour lesquels le recouvrement des spectres expérimentaux et théoriques est optimal.

Comme indiqué précédemment, ces calibrations sont indispensables pour déterminer la profondeur de piège effective. La spectroscopie des bandes latérales requiert toutefois un laser d’horloge intense par rapport aux acquisitions différentielles. Les mesures thermométriques ainsi menées peuvent alors souffrir d’un biais, puisque l’intensité de la sonde peut réchauffer les atomes voire expulser les plus chauds. L’inexactitude des distributions thermiques se propage à la profondeur de piège effective, et donc aux mesures des coefficients atomiques. Un facteur de correction empirique est souvent introduit pour corriger l’inexactitude de la thermométrie de l’ensemble atomique. Cela est sans conséquence dans le cas d’un modèle linéaire, mais ne suffit plus lorsqu’on considère le déplacement quadratique, pour lequel il est utile de disposer d’une mesure plus exacte de la profondeur de piège effective. Pour cette raison, nous discuterons par la suite d’une seconde mesure des températures atomiques par la spectroscopie de la porteuse de l’horloge.

II.4.5 Profil de la transition d’horloge

On considère maintenant un réseau optique décalé par rapport à la longueur d’onde magique. On présente ici l’étude du profil de la résonance en fonction de la fréquence du résonne, qui offre une mesure de la température des atomes, et surtout du coefficient de polarisabilité scalaire $\frac{\partial \Delta \alpha'_s}{\partial \nu_{RO}}$ indépendamment de la température.

i. Distribution des états motionnels

Dans le cas où la polarisabilité différentielle est non-nulle, les séparations des états motionnels ne sont pas identiques pour les deux états de la transition d'horloge, ainsi que schématisé sur la figure II.15. Le déplacement différentiel des états motionnels n_i selon $i = r, z$ est à l'origine d'un décalage de la fréquence de transition $\delta\nu_{n_i}$ [104] :

$$\delta\nu_{n_i} = \frac{\xi}{h} E_{n_i}, \quad (\text{II.33})$$

où le ratio des polarisabilités atomiques est inclus dans le facteur ξ :

$$\xi = \sqrt{\frac{\alpha_d^e}{\alpha_d^f} - 1} \simeq \frac{1}{2} \frac{\partial \Delta \alpha'_s}{\partial \nu_{RO}} (\nu_{RO} - \nu_{RO}^0), \quad (\text{II.34})$$

où l'expression de la polarisabilité dipolaire électrique différentielle est bornée au terme scalaire donné par l'équation II.16 et au travers du coefficient atomique scalaire $\frac{\partial \Delta \alpha'_s}{\partial \nu_{RO}}$.

ii. Distribution de probabilité

Le profil de la transition d'horloge est alors affecté par la distribution des atomes dans les états motionnels d'énergie. Dans le cas d'un ensemble atomique à la température T_z la distribution de probabilité sur les états motionnels axiaux n_z s'exprime alors :

$$p_z(\delta\nu) = \frac{1}{Z_z} \sum_{n_z=0}^{\infty} e^{-\frac{\delta\nu_{n_z}}{\mu_z}} \delta(\delta\nu - \delta\nu_{n_z}) \quad \text{avec} \quad \mu_z = \frac{\xi k_B T_z}{h}. \quad (\text{II.35})$$

Similairement, la distribution sur les états motionnels radiaux n_r à température T_r :

$$p_r(\delta\nu) = \frac{k_B T}{\hbar \omega_r} \frac{1}{Z_r^2} \sum_{n_r=0}^{\infty} \frac{\delta\nu_{n_r}}{\mu_r} e^{-\frac{\delta\nu_{n_r}}{\mu_r}} \delta(\delta\nu - \delta\nu_{n_r}) \quad \text{avec} \quad \mu_r = \frac{\xi k_B T_r}{h}. \quad (\text{II.36})$$

Les fonctions de partition Z_i s'expriment quant à elles :

$$Z_i = \frac{1}{2} \frac{1}{\sinh(\hbar \Omega_i / 2 k_B T_i)}. \quad (\text{II.37})$$

Dans le cas du réseau à une dimension installé sur les systèmes discutés ici, les dimensions longitudinale et transverse du potentiel de piège ne sont pas du même ordre de grandeur. Le ratio des fréquences de Rabi longitudinale et transverse est de l'ordre du ratio de la taille col et de la longueur d'onde du réseau : $\Omega_z / \Omega_r \propto w_0 / \lambda_{RO}^0$. On observe ainsi deux types de bandes latérales selon qu'elles correspondent à des transitions d'états motionnels longitudinales ou radiales.

Pour une température suffisamment élevée, $k_B T \gg \hbar \omega$, la distribution des états motionnels est par ailleurs quasi-continue, et il est possible de changer la somme en intégrale :

$$\sum_{n=0}^{\infty} \xrightarrow[k_B T \gg \hbar \Omega]{} \frac{k_B T}{\mu \hbar \omega} \int_0^{\infty} d\delta\nu \quad (\text{II.38})$$

Cette condition est vérifiée dans le cas de la distribution radiale, dont l'expression devient :

$$p_r(\delta\nu) \xrightarrow[k_B T_r \gg \hbar \omega_r]{} \Theta(\delta\nu) \frac{\delta\nu}{\mu_r^2} e^{-\frac{\delta\nu}{\mu_r}}, \quad (\text{II.39})$$

où $\Theta(\delta\nu)$ est la fonction de Heaviside.

Dans ce cas, la distribution totale $p(\delta\nu)$ selon les trois directions,

$$p(\delta\nu) = \iint p_r(\delta\nu_r)p_z(\delta\nu_z)\delta(\delta\nu - \delta\nu_r - \delta\nu_z) d\delta\nu_r d\delta\nu_z = \int_0^\infty p_r(\delta\nu_r)p_z(\delta\nu - \delta\nu_r) d\delta\nu_r, \quad (\text{II.40})$$

devient [104] :

$$p(\delta\nu) \xrightarrow{k_B T_r \gg \hbar\omega_r} \frac{1}{Z_z} \sum_{n_z=0}^{\infty} e^{-\frac{\delta\nu_z}{\mu_z}} p_r(\delta\nu - \delta\nu_{n_z}). \quad (\text{II.41})$$

La polarisabilité différentielle des états d'horloge introduit donc un déplacement et une distorsion du profil de la porteuse de la transition, donné par l'équation II.41 et caractéristique des distributions dans les états motionnels du piège, discrète sur les états axiaux et continue sur les états transverses.

II.4.6 Mesure de la polarisabilité scalaire insensible à la température par spectroscopie de la porteuse

La thermométrie de la porteuse permet d'adresser la transition d'horloge dans les mêmes conditions que les acquisitions d'horloge et conservent donc mieux l'état motionnel des atomes que la thermométrie des bandes latérales. Les températures étant mesurées dans des conditions expérimentales identiques, on supprime alors l'inexactitude thermique. On exploite ici la dépendance du profil de la porteuse avec la polarisabilité scalaire $\frac{\partial\Delta\alpha'_s}{\partial\nu_{RO}}$ pour en donner une mesure insensible à la température.

À la manière de la spectroscopie des bandes latérales, on observe l'évolution du profil de cette transition, non pas contre la profondeur de piège U , mais du déplacement du réseau optique par rapport à la longueur d'onde magique $(\nu_{RO} - \nu_{RO}^0)$. L'évolution de profil résultant est schématisée sur la figure II.15, et correspond aux spectres donnés sur la figure II.19. Dans ces conditions, le profil de la transition est déformé selon l'équation II.41.

Là encore, la porteuse présente un flanc abrupt, qui correspond à l'interrogation des états du fond du piège, les plus peuplés et pour lesquels le décalage est le plus important. À une profondeur de piège constante, le déplacement de la transition évolue linéairement avec le déplacement de fréquence du réseau, qu'il est aisé de mesurer. Ce déplacement est surtout proportionnel au résidu de la polarisabilité scalaire, et permet d'en donner une mesure. Comme pour la profondeur maximale de piège, la précision de cette mesure bénéficie du flanc bien marqué de la transition.

La polarisabilité différentielle des atomes a été ajustée pour que le modèle de l'équation II.41 et les distributions de probabilité obtenues en fonction du déplacement de fréquence du réseau optique, et pour plusieurs profondeurs de piège. Les données expérimentales obtenues à la profondeur de $1605 E_R$ sont représentées sur la figure II.19, où on observe clairement l'évolution de la bande en fonction de la fréquence du réseau, qui comporte à la fois le déplacement, et surtout la distorsion qui est exploitée ici. Ces mesures permettent d'obtenir simultanément la polarisabilité scalaire et les températures atomiques. On propose ainsi la valeur du coefficient atomique insensible à la température : $\partial\Delta\alpha'_s/\partial\nu_{RO}/\hbar = 18.5(1) \mu\text{Hz } E_R^{-1} \text{ MHz}^{-1}$.

On dispose donc de deux mesures de ce coefficient atomique. L'une obtenue par des mesures différentielles, conduites en parallèle de calibration de la profondeur de piège, dans des conditions expérimentales susceptibles de modifier les températures atomiques. L'autre obtenue par un ensemble de mesures spectroscopiques, et de manière simultanée les températures atomiques et donc d'éliminer l'incertitude sur ce coefficient liée à l'estimation de la température des atomes.

II.4.7 Mesure de la sensibilité géométrique de l'hyperpolarisabilité

On propose ici une première étude expérimentale de la dépendance géométrique de l'hyperpolarisabilité. Observée dans le cas de la polarisabilité dipolaire électrique au travers des mesures de ses composantes vectorielle et tensorielle, la dépendance géométrique de l'hyperpolarisabilité a été évaluée théoriquement [48] mais encore jamais observée.

Pour cela, nous avons conduit des mesures différentielles explorant l'ensemble des paramètres dont dépend le déplacement lumineux ainsi que décrit dans le modèle précédent II.23, à savoir la longueur d'onde du réseau ν_{RO} , sa profondeur U , l'angle θ entre les axes de quantification ϵ_z et de polarisation ϵ et le type d'interrogation, π ou σ .

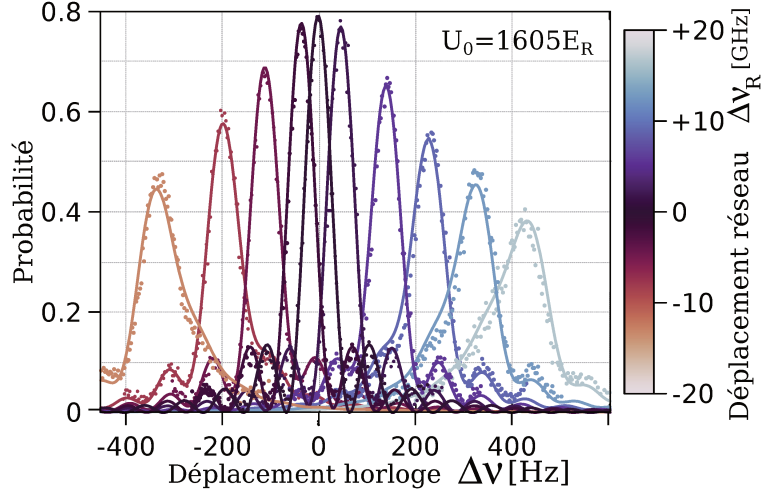


FIGURE II.19 – Représentation de l'évolution du profil de la porteuse en fonction du décalage de fréquence du réseau par rapport à la longueur d'onde magique. Les points expérimentaux sont confrontés au modèle dont l'expression est donnée par l'équation II.41. On observe le déplacement et la distorsion de la transition, dû au décalage des états motionnels δE_{n_i} des états d'horloge et dont l'importance augmente avec le décalage par rapport à la longueur d'onde magique.

Comme dans le cas de la thermométrie des bandes latérales, le profil de la porteuse est caractéristique de la distribution thermique des atomes dans le réseau. À la manière des bandes latérales qui permettent de déterminer la profondeur de piège maximale de manière précise du fait de la présence d'un flanc raide, la porteuse permet de déterminer la polarisabilité scalaire résiduel, simultanément à la mesure de température et donc de manière insensible à la température.

i. Protocole de mesure des coefficients atomiques

Nous avons mené des mesures différentielles du déplacement d'horloge sur des lots de séquences différant uniquement par la profondeur de piège lors de l'interrogation d'horloge. Outre le fait que ce paramètre soit simple à faire varier d'une séquence à l'autre, cela permet de limiter le déplacement de la fréquence d'horloge au déplacement lumineux du réseau pour chaque mesure différentielle.

Le déplacement vectoriel évolue linéairement avec la profondeur de piège U et le sous-niveau Zeeman m_F . Il s'additionne ainsi à la séparation des transitions sur les sous-niveaux extrêmes $m_F = \pm 9/2$ ainsi que décrit précédemment. Cela induit une surestimation de l'effet Zeeman du premier ordre lorsque l'on s'écarte de l'orientation du champ de biais nominal. L'amplitude effective du champ de biais étant fixe, il en est de même pour décalage par effet Zeeman quadratique. Il constitue alors un biais commun qu'il n'est pas nécessaire de corriger.

Lors de ces mesures différentielles, des profondeurs de pièges de $50 E_R$ à $1650 E_R$ ont été explorées. À la profondeur la plus basse, on constate une réduction du peuplement du réseau optique. Ainsi, la variation de ce seul paramètre est susceptible d'être à l'origine d'un décalage supplémentaire dû à la réduction de la densité des atomes dans le piège. La contribution des collisions froides a cependant été mesurée à quelque 10 mHz, et est donc négligeables par rapport au déplacement lumineux qu'on cherche à adresser, et qui constitue alors la totalité du décalage différentiel observé.

Le décalage différentiel mesuré est dû à la variation de la profondeur de piège entre les séquences. Comme cela a été justifié précédemment, l'optimisation des paramètres atomiques du modèle requiert ainsi de connaître la profondeur de piège effective à laquelle est soumis l'ensemble atomique. Dans cet objectif, la profondeur de piège maximale, ainsi que les distributions thermiques longitudinale et transverse ont été mesurées par la spectroscopie des bandes latérales motionnelles, menée parallèlement aux mesures différentielles.

L'ensemble des paramètres expérimentaux présents dans le modèle du déplacement de fréquence a été exploré, sur une plage de plusieurs centaines de mégahertz de la fréquence du réseau optique, des angles entre les axes de quantification et polarisation de 0 à $\pi/2$ rad, selon des interrogations d'horloge π et σ , et à des profondeurs de pièges de $50 E_R$ à $1650 E_R$.

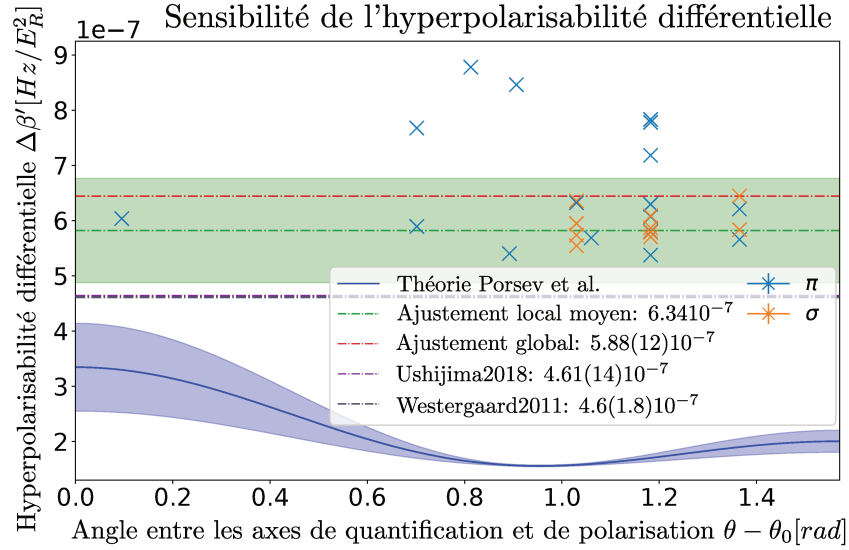


FIGURE II.20 – Résultat des ajustements du coefficient d’hyperpolarisabilité différentielle en fonction de l’angle θ durant l’interrogation d’horloge. Le modèle est réduit à un polynôme du second ordre, dont le coefficient quadratique -correspondant à l’hyperpolarisabilité- est ajusté pour chaque mesure. Les résultats de ces mesures sont confrontés aux valeurs théoriques, dont la dépendance géométrique est clairement perceptible, sans pour autant être observée sur les données expérimentales. Au contraire, ces données sont compatibles avec un coefficient constant, qui sera l’hypothèse réalisée par la suite.

ii. Analyse des données issues des mesures différentielles

Ajustement des paramètres atomiques L’équation II.23 donne le déplacement de la fréquence $\Delta\nu|_{U=0}(U)$ par rapport à la fréquence de référence ν_0 , en l’absence de réseau optique $U = 0$, condition qui n’est pas réalisable expérimentalement. Les mesures différentielles donnent quant à elles des décalages de fréquence $\Delta\nu|_{U=U_{ref}}(U)$ par rapport à une fréquence réalisée en présence d’un réseau optique de profondeur non nulle mais connue U_{ref} .

Si les autres effets systématiques sont des biais communs au sein d’une mesure différentielle, ce n’est pas nécessairement le cas entre deux mesures différentielles. Chaque mesure dispose ainsi de sa propre référence, et l’ensemble des données n’est pas immédiatement cohérent. En revanche, l’évaluation différentielle du modèle aux profondeurs de piège U des séquences et de la séquence de référence de profondeur U_{ref} correspond à la quantité effectivement mesurée :

$$\Delta\nu|_{U=U_{ref}}(U) = \Delta\nu|_{U=0}(U) - \Delta\nu|_{U=0}(U_{ref}). \quad (\text{II.42})$$

Pour cette raison, l’ajustement des paramètres a été réalisé successivement de deux manières. Une première, en considérant chaque mesure individuellement, permettant de vérifier l’insensibilité du coefficient d’hyperpolarisabilité différentielle avec les paramètres expérimentaux. Une seconde, en considérant le modèle de déplacement de fréquence différentiel, afin de réaliser un ajustement des paramètres avec l’ensemble complet des données.

Tout d’abord, l’objet de cette étude est d’observer la dépendance de l’hyperpolarisabilité avec les paramètres géométriques du réseau optique telle qu’elle est prédite par les études théoriques. Ayant négligé la contribution des effets quadrupolaire électrique et dipolaire magnétique, le modèle donné par l’équation II.23 réduit le déplacement lumineux à un polynôme du second ordre dont les coefficients sont la référence $-\Delta\nu|_{U=0}(U_{ref})$, la polarisabilité différentielle totale $\Delta\alpha'_d$ et enfin à l’hyperpolarisabilité $\Delta\beta'$ dont on cherche à déterminer la sensibilité avec les paramètres géométriques. Ainsi, bien qu’une dépendance de ce coefficient avec l’angle entre le champ de biais et la polarisation du réseau soit attendue, on observe à ce niveau des valeurs compatibles avec un coefficient constant, comme le montrent les valeurs reportées sur la figure II.20.

Étant donné qu'aucune variation significative de ce coefficient corrélée à la géométrie du réseau optique n'a été observée pour un traitement individuel des mesures différentielles, on a supposé ce coefficient constant par la suite. Afin d'en donner une mesure, plutôt que de prendre une moyenne des coefficients quadratiques obtenus individuellement, le modèle différentiel a été utilisé afin d'optimiser les contraintes sur l'ajustement des coefficients atomiques en utilisant l'ensemble des données disponibles. Toutefois, certaines mesures ne dépendent pas significativement de tous les paramètres atomiques et ne doivent pas contribuer à leur ajustement, il est alors pertinent de considérer les sous-ensembles de données suivants :

- faible décalage ($\nu_{RO} - \nu_{RO}^0$) \implies hyperpolarisabilité $\Delta\beta'$
- interrogations $\pi \implies$ polarisabilité tensorielle différentielle $\Delta\alpha'_{t;\sigma/\pi}$
- interrogations $\sigma \implies$ polarisabilités tensorielles $\alpha'_{t,f}$ et $\alpha'_{t,e}$, vérifiant $[\alpha'_{t,e} - \alpha'_{t,f}] = \Delta\alpha'_{t;\sigma/\pi}$

Ce deuxième ajustement a donc été réalisé avec l'ensemble des données, selon une routine laissant certains paramètres fixes sur une partie des données. Tout d'abord en excluant les mesures réalisées à large décalage de réseau pour ajuster et fixer $\Delta\beta'$, puis en excluant les interrogations σ pour ajuster et fixer $\Delta\alpha'_{t;\sigma/\pi}$ et enfin avec l'ensemble des mesures pour ajuster les paramètres pas encore fixés.

Normalisation des coefficients L'ajustement des coefficients atomiques repose sur la connaissance de la profondeur effective du réseau optique calculée selon l'expression II.31, dont les termes ont été préalablement déterminés par la thermométrie des bandes motionnelles. Cependant, nous avons discuté précédemment du problème de représentativité des températures atomiques obtenus par cette méthode, qui est susceptible d'induire un biais systématique. L'inexactitude sur la température se propage alors sur les coefficients atomiques dont l'ajustement requiert la connaissance de la profondeur de piège.

Afin de se soustraire à cette inexactitude thermique, plutôt que les coefficients de polarisabilité eux-mêmes, on se propose de considérer des coefficients normalisés par la dérivée du terme scalaire $\frac{\partial\Delta\alpha'_s}{\partial\nu_{RO}}$ obtenue simultanément. Dans ce cas, comme les coefficients partagent une même inexactitude due à la température, celle-ci se compense dans les coefficients ainsi normalisés dont on propose une valeur ici.

TABLE II.2 – Polarités atomiques normalisées par le terme scalaire. La normalisation permet de compenser l'erreur sur la profondeur de piège dû à l'inexactitude des températures mesurées.

Polarisabilité	
$\Delta\beta' / (\partial\Delta\alpha'_s / \partial\nu_{RO} / h)^2$	$-1722(29) \text{ MHz}^2 / \text{Hz}$
$\alpha'_{t,f} / (\partial\Delta\alpha'_s / \partial\nu_{RO} / h)$	$0.254(52) \text{ Hz}$
$\alpha'_{t,e} / (\partial\Delta\alpha'_s / \partial\nu_{RO} / h)$	$3.574(52) \text{ Hz}$

Afin de s'assurer que la normalisation de ces coefficients permet effectivement d'annuler leur sensibilité avec la température, un paramètre de correction du biais thermique a été introduit. L'ajustement des coefficients atomiques normalisés a ainsi été effectué en introduisant différentes corrections thermiques, afin de vérifier leur insensibilité à la température. Les coefficients présentés dans le tableau II.2 correspondent ainsi aux coefficients normalisés moyens obtenus en introduisant une correction de $\pm 20\%$ sur les températures atomiques.

La mesure de ces coefficients atomiques requiert l'exploration de l'intégralité des paramètres dont dépend le décalage lumineux, et constitue ainsi une mesure longue, du fait de la dimension de l'espace des paramètres et du temps d'intégration nécessaire à les résoudre statistiquement. Au contraire, lors de mesures opérationnelles les interruptions du système pour effectuer des mesures d'effets systématiques doivent être brèves. Une fois le ratio entre l'hyperpolarisabilité et la dérivée du coefficient scalaire mesurée, la mesure bien plus rapide du coefficient scalaire insensible à la température par spectroscopie de la porteuse permet de déduire le coefficient d'hyperpolarisabilité.

Cette méthode permet de réaliser la caractérisation rapide du déplacement lumineux non linéaire, et la réalisation de l'intensité du réseau magique nécessaire pour optimiser l'inexactitude due à la présence du réseau optique.

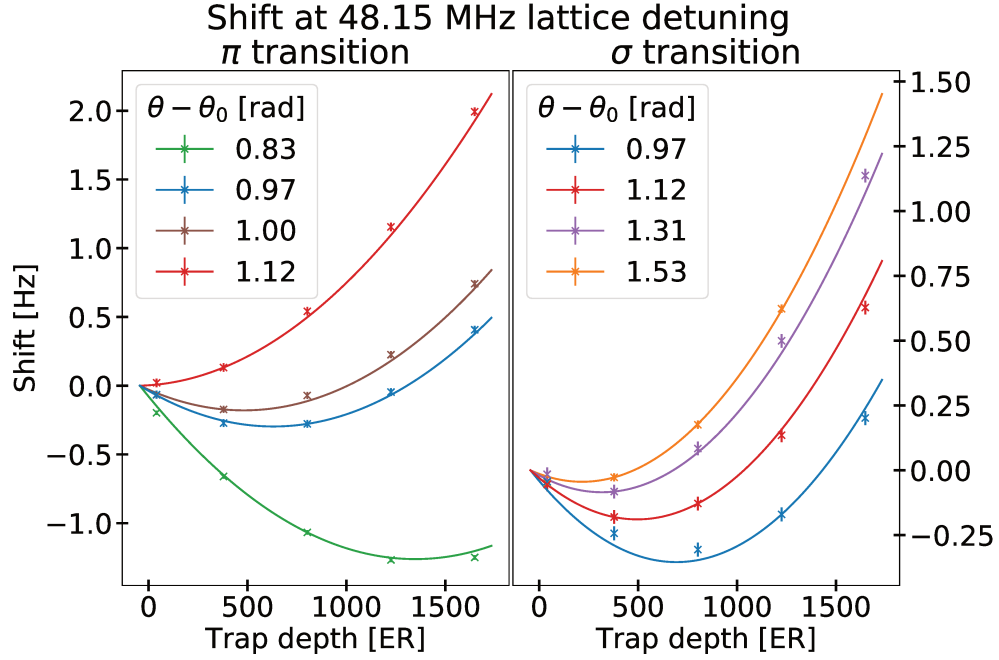


FIGURE II.21 – Évolution du décalage de fréquence sur la transition d’horloge en fonction de la profondeur de piège. Les mesures ont été réalisées pour différentes configurations expérimentales afin d’explorer tout l’espace des paramètres. Les données présentes sur cette figure montre une partie des résultats expérimentaux obtenus, pour décalage de fréquence du réseau optique par rapport à la longueur d’onde magique fixé. La partie de gauche correspond à l’interrogation des transitions π , $|^1S_0; m_F = \pm 9/2\rangle \rightarrow |^3P_0; m_F = \pm 9/2\rangle$, celle de droite à l’interrogation des transitions σ , $|^1S_0; m_F = \pm 9/2\rangle \rightarrow |^3P_0; \pm 7/2\rangle$. L’orientation du champ de biais est donnée en légende.

S’agissant de mesure différentielle, les décalages de fréquences effectivement obtenus expérimentalement sont relatifs à l’une des séquences du lot de la mesure. Afin de produire un ensemble cohérent de décalage fréquentiel, la référence arbitraire est corrigé de manière à avoir un décalage nul en l’absence de réseau. C’est cette même démarche qui permet de réaliser l’ajustement simultané des paramètres.

Étant donnée la dimension de l’espace des paramètres, seules les données obtenues pour un décalage de 48 MHz par rapport à la longueur d’onde magique figure ici. Ce choix arbitraire est justifié par le nombre important de mesures réalisées pour ce décalage, pour des interrogations π et σ et explorant largement l’orientation θ .

Calcul des coefficients atomiques insensibles à la température Les ratios des coefficients atomiques suffisent à réaliser les opérations d’horloge en un point de fonctionnement choisi. Cependant, plutôt que des valeurs relatives, il est intéressant d’également déterminer les valeurs absolues de ces coefficients, pour les comparer avec les valeurs théoriques par exemple.

TABLE II.3 – Résidu de la polarisabilité scalaire et températures atomiques obtenus simultanément par les mesures du profil de la porteuse de la transition d’horloge en fonction du décalage par rapport à la longueur d’onde magique.

Polarisabilité et températures	Résultat
$\partial\Delta\alpha'_s/\partial\nu_{RO}/h$	$18.5(1) \mu\text{Hz } E_R^{-1} \text{ MHz}^{-1}$
T_r	$35.8(8) \mu\text{K}$
T_z	$11(2) \mu\text{K}$

Nous disposons ainsi de deux mesures de ce coefficient scalaire, l’une utilisée pour normaliser les polarisabilités atomiques afin d’annuler l’inexactitude due aux températures atomiques, l’autre indépendante de la température.

La combinaison de ces deux mesures de la polarisabilité scalaire permet ainsi de mettre un protocole de renormalisation des coefficients atomiques, en utilisant le ratio des deux valeurs obtenues. L’intérêt de ce protocole est de pouvoir minimiser l’inexactitude introduit par la distribution thermique des atomes dans le réseau. Une fois les ratios de coefficients obtenus avec précision par des mesures différentielles, la mesure d’un seul d’eux permet de déduire les autres. Il n’est alors plus nécessaire réaliser des mesures différentielles explorant tout l’espace des paramètres du réseau, et on peut évaluer le déplacement lumineux à partir de la thermométrie de la porteuse, qui constitue une mesure bien plus rapide à mettre en œuvre.

TABLE II.4 – Polarisabilités atomiques renormalisées par le ratio des polarisabilités scalaire. Tous les coefficients bénéficient de l’utilisation de la polarisabilité scalaire indépendante de la température pour normaliser, et leur dépendance avec les températures atomiques est également réduite.

Paramètres	Valeurs
$\Delta\beta'/h$	$-0.588(12) \mu\text{Hz } E_R^{-2}$
$\alpha'_{t,f}/h$	$4.73(121) \mu\text{Hz } E_R^{-1}$
$\alpha'_{t,e}/h$	$66.20(142) \mu\text{Hz } E_R^{-1}$

Comparaison littérature Les coefficients atomiques présentés ici ont déjà fait l’objet de plusieurs mesures réalisées indépendamment par d’autres groupes, ou prédites expérimentalement. De multiples méthodes ont ainsi été utilisées pour adresser le problème de température ainsi que vu précédemment, et compenser l’inexactitude thermique des mesures différentielles.

En ce qui concerne le coefficient d’hyperpolarisabilité, plusieurs mesures ont été publiées par le passé. L’originalité des résultats présentés ici réside dans l’exploration de la sensibilité de ce coefficient avec la géométrie des conditions expérimentales. À l’inverse des prédictions théoriques, aucune dépendance n’a pu être observé à ce niveau.

Étant donné la valeur obtenue, la contribution de ce terme au déplacement fractionnaire d’horloge est de -3.8×10^{-18} , et n’est donc pas limitante sur le système existant, mais constitue un effet à prendre en compte dans le futur compte tenu de l’amélioration de la sensibilité des horloges.

II.4.8 Mesures de l'inexactitude induite par le réseau optique

La correction de l'incertitude induite par les interactions entre les atomes et le réseau optique requiert que celle-ci soit indépendante de la profondeur de piège

Comme nous l'avons discuté précédemment, l'inhomogénéité du réseau et la distribution des atomes qui le peuplent sont les principales causes d'inexactitude dû au réseau optique. L'introduction d'une incertitude reproductible requiert alors de déterminer un point de fonctionnement pour lequel le décalage par effet AC-Stark est indépendant de la profondeur de piège.

Afin de s'en assurer, on réalise des mesures différentielles sur des lots de séquences comprenant de profondeurs de piège variées. On fixe ainsi le reste des paramètres $P = (\nu_{RO}, \sigma/\pi, \theta)$ et l'on compare le décalage induit pour différentes profondeurs de piège. La réalisation d'une telle mesure différentielle implique de connaître la profondeur de piège associée aux consignes données pour chaque séquence.

Ainsi, la connaissance de la profondeur de piège se base sur une calibration préalable, réalisée dans des conditions expérimentales différentes de celles ayant cours (en place) durant la mesure différentielle. La conséquence est que la distribution thermique des atomes dans le piège peut différer de celle en place durant cette mesure, et donc mener à erreur sur la mesure de la profondeur de piège.

Chapitre III

Production d'un jet atomique par une source effusive de strontium

La stabilité des horloges à réseau optique tire parti de la quantité importante d'atomes interrogés simultanément par le laser d'horloge. La source atomique utilisée joue ainsi un rôle prédéterminant, puisqu'elle conditionne le peuplement du piège. Pour cela, chacune des deux horloges strontium du SYRTE dispose d'un four, afin de produire un jet atomique de strontium en direction de la chambre expérimentale. Le jet atomique est issu de l'effusion d'une source solide de strontium à l'intérieur du four, absorbant la puissance dissipée par un fil chauffant. C'est donc la puissance électrique fournie à l'élément chauffant qui permet de contrôler l'intensité de l'effusion. Étant donné le volume fini de strontium dans le four, son fonctionnement est optimisé pour réaliser le chargement du piège en un temps raisonnable –de l'ordre de la moitié du temps de cycle sur *SrB* et *Sr2*– sans pour autant conduire à l'épuisement prématuré du volume de strontium inclus dans le dispositif.

D'autre part, ces fours constituent des sources thermiques à quelque 600 °C dans l'environnement immédiat des atomes, dont le rayonnement vers les atomes contribue au déplacement lumineux et donc à l'inexactitude de l'horloge. Pour ces raisons, il est impératif d'optimiser le transfert d'atomes de la source vers le piège, en produisant un jet de strontium suffisamment intense et orienté vers le cœur de la chambre expérimentale, sans toutefois dégrader l'homogénéité thermique du système expérimental. Ces objectifs étant partiellement remplis par le modèle de four équipant les horloges au début de ma thèse, j'ai pris part à la caractérisation et à l'installation du nouveau système conçu et développé en collaboration avec le Laboratoire de Physique des Lasers (LPL) et le service Mécanique, Ultravide et Technologies Associées (MUTA) du SYRTE, et usiné à l'atelier de mécanique.

III.1 Conception d'une source effusive de strontium

III.1.1 Modèle précédemment en place sur les horloges du SYRTE

Les fours préalablement installés sont constitués d'une enceinte à vide consistant en un tube *CF16*, à l'intérieur de laquelle est placée une réserve de quelques grammes de strontium et disposant d'une ouverture vers le reste du système ultravide. Cette ouverture est formée d'un ensemble de quelque 2×10^2 microtubes longs de $l = 8$ mm et de $r_{int} = 100$ μm de rayon intérieur. Un fil chauffant est enroulé à l'extérieur de l'enceinte sous vide et permet d'élever la source de strontium jusqu'à 900 K afin de produire l'effusion du jet atomique. L'ensemble est par ailleurs recouvert d'un matériau isolant, pour maximiser la diffusion thermique vers la source de strontium plutôt que vers le laboratoire.

Cependant, la position de l'élément chauffant externe par rapport à la réserve d'atomes interne des fours ainsi conçus n'est pas précisément établie et reproductible. Le défaut de position est susceptible de produire un gradient de température à l'intérieur du four, ainsi que schématisé sur la figure III.1. Les atomes peuvent alors se s'accumuler dans les parties plus froides du dispositif, ce qui dégrade le temps de vie du four de deux manières. Une accumulation du strontium dans le fond du four conduit à un épuisement anticipé de la source, tandis qu'une accumulation dans les microtubes conduit à leur obstruction. La mauvaise efficacité du transfert thermique étant compensée par un chauffage

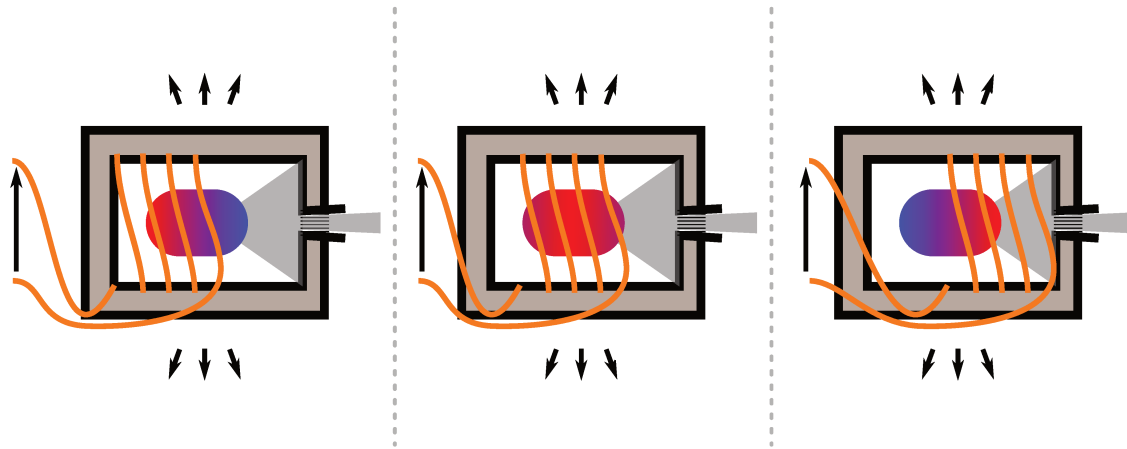


FIGURE III.1 – Représentation schématique du four mettant en évidence la distribution thermique de la source de strontium en fonction de sa position relative par rapport au fil orange. La couleur de la réserve de strontium au centre représente sa température. À gauche l’arrière du four est surchauffé, au milieu le cas idéal et à droite l’avant du four est surchauffé. Le manque de reproductibilité ne permet pas de garantir le cas idéal et réduit le durée de vie du four. Malgré l’isolant, une partie de la chaleur produite se dissipe vers l’extérieur du four.

plus important, l’inhomogénéité thermique de l’environnement expérimental est d’autant plus dégradée. La consommation électrique du four augmente également en conséquence, ce qui peut être problématique pour une installation transportable, et contraire aux objectifs de diminution de consommation du laboratoire.

III.1.2 Mise en place d’un modèle amélioré

Étant données les limites du modèle de four décrit précédemment, un modèle a été développé et réalisé selon une nouvelle conception. Ce nouveau modèle doit permettre de répondre aux objectifs d’améliorer la reproductibilité de l’assemblage, l’efficacité énergétique et le durée de vie du four et dont on donne une représentation schématique sur la figure III.2. Contrairement au précédent modèle où l’enceinte à vide est simplement chauffée par l’extérieur, l’intégralité du four est désormais située à l’intérieur de l’ultravide. Il comprend un réservoir de strontium de 15 cm^3 pouvant contenir environ 10 g de strontium, fermé par un ensemble de microtubes identiques au modèle précédent, $l = 8\text{ mm}$ et $r_{int} = 100\text{ }\mu\text{m}$ desquels provient l’effusion du jet atomique.

Il est conçu de manière à minimiser les échanges thermiques entre l’enceinte sous vide et le four à proprement parler. Pour ce faire, le four comprenant la source atomique est suspendu à l’intérieur du système de vide par le biais de trois céramiques isolantes en *MACOR*®, longues de 31.2 mm et de diamètre 8 mm. L’enceinte n’étant plus liée thermiquement à la source atomique, le fil chauffant en tantale est également situé à l’intérieur de l’enceinte, au plus près des atomes par rapport auxquels la position est alors plus reproductible. Cet assemblage permet ainsi d’optimiser les transferts thermiques, en favorisant la diffusion vers le réservoir atomique plutôt que vers l’environnement. Le chauffage est alors plus homogène ce qui évite les deux voies de vieillissement prématurées décrites précédemment. Du fait de l’amélioration des transferts thermiques dans le four, la puissance thermique, et donc électrique, nécessaire à la production du jet d’atome est amoindrie : 9 W contre 80 W, soit quasiment un ordre de grandeur.

La position de la sonde thermique et du fil chauffant à l’intérieur du four nécessite également la mise en place de passages électrique au travers de l’enceinte sous vide du four. Contrairement à l’ancien modèle, ce four offre par ailleurs la possibilité d’orienter le jet atomique, au moyen des tiges filetées qu’on observe sur les photos du four assemblé III.3.

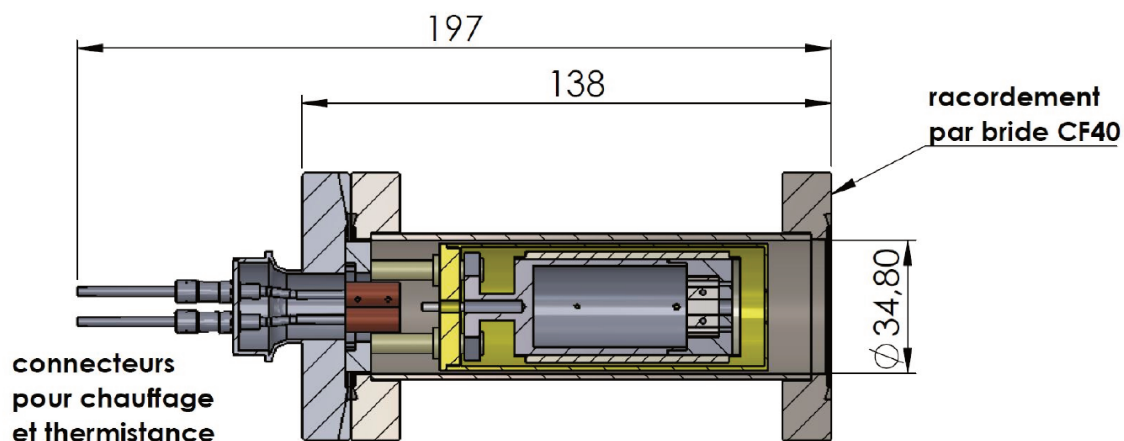
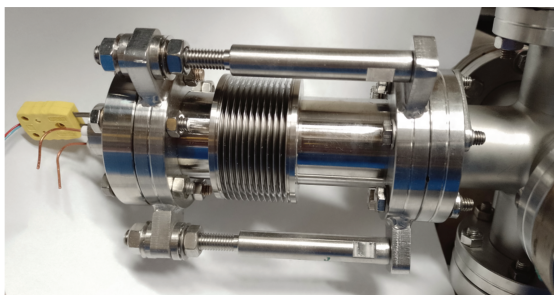


FIGURE III.2 – Schéma en coupe de l'intérieur du four. Au centre du four se trouve le réservoir de strontium avec l'élément chauffant et la sortie en microtubes. Cet élément est lié mécaniquement au reste du dispositif par trois céramiques, dont deux sont visibles à sa gauche. Modélisation 3D et conception par David Holleville.



(a)



(b)

FIGURE III.3 – À gauche, photo du four installé sur l'horloge *SrB*, actuellement utilisé sur le système en conditions nominales, et qui a fait l'objet d'une partie des caractérisations du nouveau four présentées dans ce chapitre, on peut voir deux des trois vis permettant d'orienter la direction du jet, et le soufflet rend cette orientation possible. À droite, photo de l'intérieur du four avant son inclusion dans l'enceinte. On peut voir les pièces sur la coupe III.2, présentant une liaison mécanique limitée afin de réduire le couplage thermique, ainsi que les passages électriques. C'est cette partie du dispositif qui constitue le four.

III.2 Détermination de la température du jet atomique issu du four

L'intensité du jet atomique issu de la source effusive dépend de la température d'opération du four. La connaissance de sa température est donc essentielle pour vérifier l'état de l'appareil en fonctionnement. Nous verrons que la température atomique peut être mesurée en réalisant la spectroscopie du profil Doppler du jet atomique, ou en comparant plusieurs états du four avec le diagramme de phase. Ces deux mesures présentent l'avantage d'adresser directement les atomes. Elles impliquent en revanche un protocole expérimental complexe, et ne permettent donc pas de déterminer la température atomique en temps réel.

Il est également possible d'accéder à la température du four au moyen de la sonde thermique située à l'intérieur de l'enceinte, ou par la mesure de la résistance de l'élément chauffant. Ces données sont rapidement accessibles, et en principe équivalente avec la température atomique lorsque le four est à l'équilibre thermodynamique. Afin d'utiliser ces données comme référence dans le cadre des opérations régulières, il est nécessaire de vérifier l'accord entre ces différentes mesures, ou de calibrer leur biais systématique.

III.2.1 Mesure des résistances des sondes et éléments chauffant

Sonde thermique En ce qui concerne la température du four tout d'abord, une sonde thermique est disposée à l'intérieur de celui-ci, et permet de mesurer localement la température T_{sonde} du four, au plus près des atomes. Cette donnée est aisément accessible et sera utilisée comme référence le plus souvent, il est donc utile de s'assurer de sa représentativité.

Résistance de l'élément chauffant D'autre part, la température T_{fil} peut également se déduire de la résistance R du fil chauffant en tantale, calculée via la loi d'Ohm en utilisant les intensité et tension de l'alimentation. Étant donnée une résistance R_0 à une température de référence T_{fil}^0 , la température s'exprime ainsi selon :

$$T_{fil} = T_{fil}^0 + 299 \text{ [K]} \left(\frac{R}{R_0} - 1 \right). \quad (\text{III.1})$$

On présente la comparaison entre les températures relevées selon les deux mesures sur la figure III.4.

III.2.2 Comparaison de l'émission du four avec le diagramme de phase du strontium

L'intérêt des deux mesures précédentes est de fournir une mesure rapide représentative de la température et de l'intensité du jet de strontium. Afin de s'assurer de cette représentativité, des mesures plus longues ont été réalisées en adressant les atomes par la mesure de leur fluorescence.

Pour ce faire, la fluorescence des atomes de strontium issus du four et soumis au faisceau à 461 nm en résonance avec la transition $^1S_0 - ^1P_1$ a été mesurée. En effet, la puissance de cette fluorescence est proportionnelle à la quantité d'atome émis par le four, et donc à la pression de strontium qui règne à l'intérieur du four. À l'équilibre thermodynamique, celle-ci est égale à la pression de vapeur saturante P_{sat} du strontium à la température T . Les études du diagramme de phase du strontium fournies par la littérature permettent par ailleurs de fournir une expression liant ces deux grandeurs [105] :

$$\log p_{sat} = 14.232 - \frac{8572}{T} - 1.1926 \cdot \log T. \quad (\text{III.2})$$

La collection d'une fraction de cette puissance optique sur une caméra, P_{cam} , est proportionnelle à la pression de vapeur saturante donc $P_{cam} \propto p_{sat}$. D'autre part, la température relevée par la sonde peut souffrir d'un biais systématique par rapport à la température des atomes $T_{Sr} = T_{sonde} + \Delta T_{sys}$. Nous avons relevé cette puissance de fluorescence des atomes pour des températures d'opération comprises entre 300 et 400 °C. Ces données sont représentées sur la figure III.5 et jointes au modèle de l'équation III.2.

Ces données expérimentales consistent en une portion du diagramme de phase et ont été ajustées sur ce modèle de l'équation III.2. On en déduit alors le biais systématique $\Delta T_{sys} = 22(8) \text{ }^\circ\text{C}$ entre la température donnée par la sonde et la température atomique.

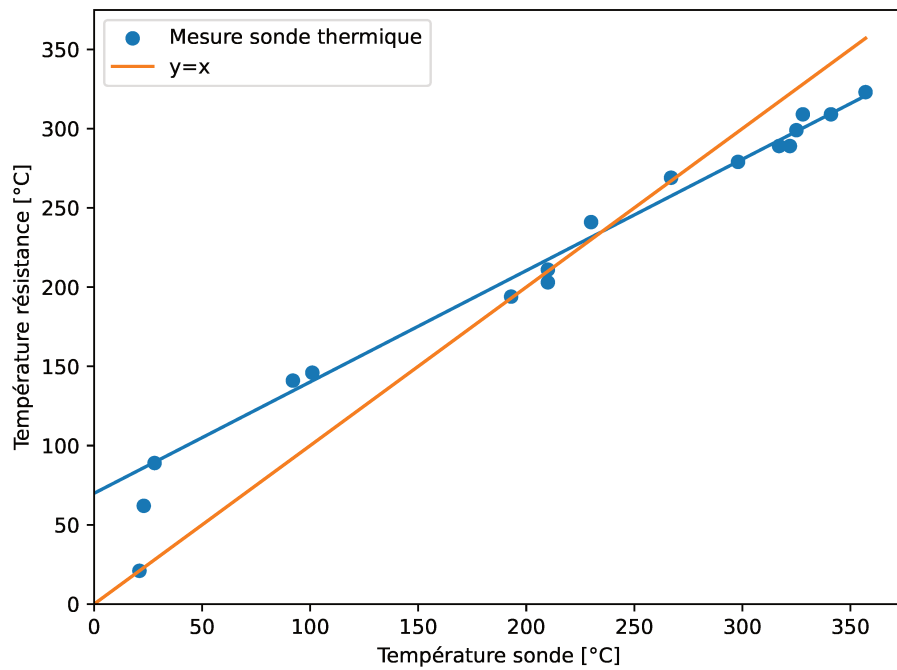


FIGURE III.4 – Comparaison des mesures de température. La température calculée à partir de la résistance du fil de tantale a été mesurée selon l'équation III.1, et la température de la sonde correspond à la température directement relevée par le capteur

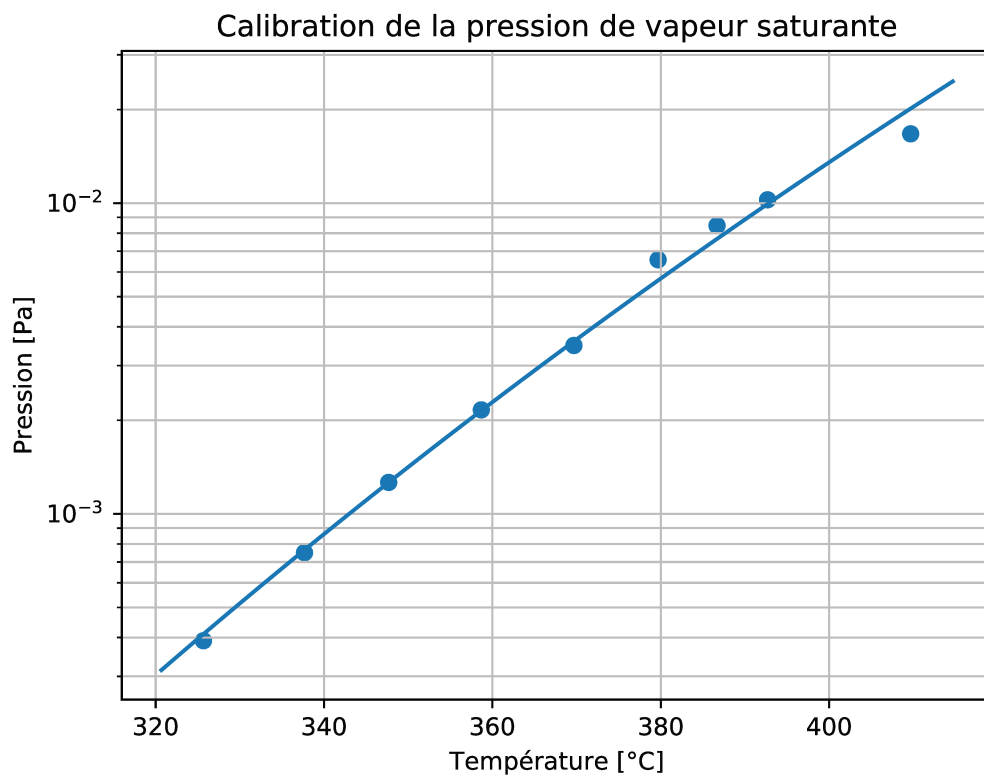


FIGURE III.5 – Pression de vapeur saturante de strontium dans le four en fonction de la température (échelle logarithmique). La conversion de la puissance reportée par la caméra en pression de vapeur saturante et la correction de l'erreur systémique de température ont été ajustées pour les points expérimentaux.

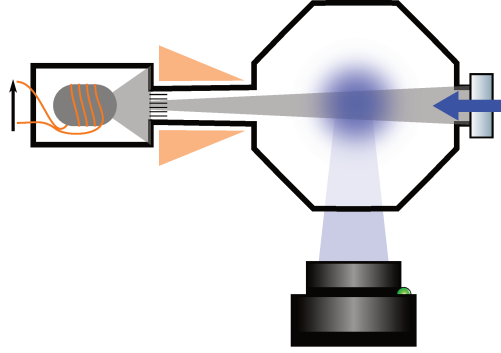


FIGURE III.6 – Représentation schématique du système expérimental utilisé pour réaliser la spectroscopie du jet émis par le four. Les faisceaux sonde et le jet atomique se font face, et une partie de la fluorescence est collectée par la caméra de l’horloge vers laquelle sont orientés les dipôles atomiques.

III.2.3 Détermination à partir de la vélocimétrie Doppler longitudinale

La température des atomes a également été mesurée par la spectroscopie de la transition $|^1S_0\rangle \rightarrow |^1P_1\rangle$. Là encore, la puissance totale collectée par la caméra constitue une fraction représentative de la puissance totale de la fluorescence et le spectre de la transition est caractéristique de la température des atomes, puisqu’il porte l’élargissement induit par le déplacement Doppler. Les atomes sont en effet émis par le four à des vitesses \vec{v} et interrogés par un laser sonde de vecteur d’onde \vec{k} . Leur fréquence de résonance subit ainsi un déplacement Doppler :

$$\Delta\nu = -\frac{1}{2\pi}\vec{k} \cdot \vec{v}. \quad (\text{III.3})$$

On présente ici la spectroscopie de la transition $|^1S_0\rangle \rightarrow |^1P_1\rangle$ par un laser sonde à $\lambda = 461$ nm de fréquence ν . Cette mesure a été réalisée suite à l’installation d’un four sur l’horloge *SrB*, et repose sur l’utilisation du faisceau du ralentisseur Zeeman. Ce faisceau sonde est dans ce cas contra-propageant avec le jet atomique issu du four ainsi que schématisé sur la figure III.6. L’intensité de la fluorescence est par ailleurs mesurée directement avec la caméra de l’horloge, déjà en place elle aussi. Dans cette configuration, seule la vitesse longitudinale des atomes contribue au déplacement par effet Doppler et à l’élargissement de la transition.

Le jet atomique émergeant du four consiste par ailleurs en un mélange des différents isotopes du strontium, que l’on réduira aux trois majoritaires à savoir les ^{86}Sr , ^{87}Sr et ^{88}Sr , dont les abondances naturelles sont données dans la table III.1. Par la suite, les grandeurs relatives à l’un de ces isotopes ^ASr seront indexées par son nombre de masse A .

TABLE III.1 – Propriétés atomiques utilisées pour ajuster les mesures de spectres obtenus. On ne considère que les trois isotopes les plus abondants [106]

Nombre de masse A	86	87	88
Abondance r_A [%]	9.9	7.0	82.6
Déplacement isotopique $\Delta\nu_A$ [MHz] (relatif au ^{88}Sr)	124.5	68.9	0

Les atomes adressés par le laser de fréquence ν et de longueur d’onde λ sont les atomes de vitesse $v_{\parallel A}(\nu)$:

$$v_{\parallel A}(\nu) = \lambda \cdot [\nu - (\nu_0 + \Delta\nu_A)], \quad (\text{III.4})$$

où $\Delta\nu_A$ est le déplacement isotopique entre le ^ASr et un isotope de référence de fréquence de transition ν_0 . À une température T , la vitesse la plus probable pour un atome de masse M_A est par ailleurs donnée par :

$$\alpha_A(T) = \sqrt{\frac{2k_B T}{M_A}}. \quad (\text{III.5})$$

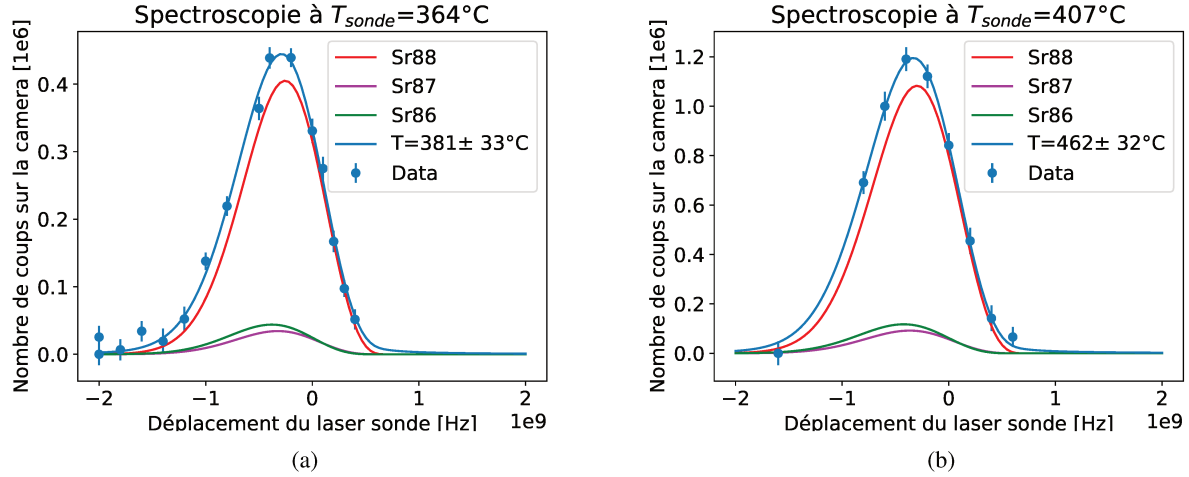


FIGURE III.7 – Profils Doppler longitudinaux de la transition $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ pour les flux atomiques réalisés par le four en deux températures, évaluées à 364 °C et 407 °C par la sonde interne.

Chaque isotope émerge du four en un jet atomique dont la vitesse selon l’axe d’émission suit une loi de distribution des vitesses de Maxwell [107] :

$$I_A(\nu) = I_0 \frac{v_{\parallel A}^3}{\alpha_A^4} \exp\left(-v_{\parallel A}^2/\alpha_A^2\right) \quad (\text{III.6})$$

Le profil naturel de la transition de l’atome de ^ASr suit quant à lui une distribution lorentzienne :

$$L_A(\nu) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{[\nu - (\nu_0 + \Delta\nu_A)]^2 + \Gamma^2} \quad (\text{III.7})$$

La densité de probabilité p_A associée à l’isotope ^ASr adressé par le laser de fréquence ν est alors le profil de Voigt obtenu à partir du produit de convolution entre la distribution de vitesse du jet atomique I_A et le profil naturel de la transition L_A :

$$p_A(\nu) = \int d\xi I_A(\xi) \cdot L_A(\nu - \xi) \quad (\text{III.8})$$

Compte tenu de la présence de tous les isotopes dans le jet atomique, la densité de probabilité de transition totale est finalement la somme des densités de probabilité p_A des trois isotopes considérés pondérées par leur abondance naturelle r_A :

$$p(\nu) = \sum_A r_A p_A(\nu) = \sum_A r_A \int d\xi I_A(\xi) \cdot L_A(\nu - \xi). \quad (\text{III.9})$$

Les abondances naturelles r_A , les masses M_A et les déplacements isotopiques $\Delta\nu_A$ étant bien documentés et donnés dans la table III.1, seule la température du jet atomique reste à déterminer. La spectroscopie de la transition permet d’obtenir expérimentalement le profil de la transition, et de le confronter au modèle III.9 afin d’en optimiser le paramètre thermique.

Les températures obtenues par cette méthode sont alors comparées aux températures T_{sonde} relevées par la sonde thermique du four. Les deux mesures réalisées présentent ainsi un désaccord de plusieurs dizaines de degrés, qui semble compatible avec une sous-estimation systématique de la valeur relevée par la sonde interne, ainsi que le montre les deux mesures données sur la figure III.7. On note toutefois l’incertitude d’environ 30 °C sur la valeur des températures obtenus avec les données produites.

III.3 Caractérisation du jet atomique de strontium

Dans le cadre du fonctionnement de l'horloge, la quantité d'atomes émise par le four constitue une contrainte pour le temps de chargement. Pour optimiser son temps de cycle, un nombre suffisant d'atomes doit être émise en direction de la chambre expérimentale. La qualité de la source de strontium se mesure alors à deux grandeurs : l'intensité de l'effusion, et la divergence du jet.

III.3.1 Intensité du flux d'atome

La réserve de strontium à l'intérieur du four limitée à 10 g implique un rechargement régulier, et donc de remettre une partie du système sous ultra-vide à l'air. Le flux du strontium émis doit donc suffire pour charger le piège rapidement de manière à minimiser le temps mort de l'horloge, tout en assurant un temps de vie raisonnable pour le four, de l'ordre de l'année. La température de fonctionnement du four de 400 °C contrôle l'intensité du flux de strontium, est ainsi choisie en fonction de ces deux contraintes.

Les mesures de fluorescence présentées jusqu'ici font état de l'intensité relative de l'émission spontanée en fonction de la fréquence du laser sonde ν , ou de la température d'opération du four T . Si cela permet de déterminer la distribution thermique des atomes, la puissance de la fluorescence est exprimée dans une unité arbitraire, et n'indique pas la quantité d'atome qui est émise par la source. Des mesures complémentaires ont ainsi été menées, toujours en adressant la transition $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ par un laser sonde à $\lambda = 461$ nm, mais cette fois dans une configuration où le faisceau sonde est orthogonal au jet atomique, telle que représentée sur la figure III.9.

Calibration de la caméra La fluorescence des atomes telle qu'observée par la caméra permet d'en donner une mesure, qui ne correspond pas immédiatement à la puissance optique effectivement reçue. Il est donc nécessaire de calibrer l'ensemble caméra et système optique, afin de pouvoir convertir le signal en une grandeur objective. Le profil du faisceau est mesuré avec le détecteur *SP620U* de chez *Ophir-spiricon photonics®*. Pour ce faire, on illumine d'abord directement la caméra avec le laser sonde qui fait office de source virtuelle, et permet d'observer la réponse du détecteur à une source connue avant de la soumettre à la fluorescence atomique.

Caractérisation du système optique Le faisceau sonde de longueur d'onde λ et de rayon minimal w_0 dispose d'une intensité lumineuse maximale $I_0 = 2P_0/\pi w_0^2$. Au-delà de la longueur de Rayleigh $z_R = \pi w_0^2/\lambda$, le faisceau diverge linéairement et son rayon est proportionnel à la distance au col z . Pour un laser de puissance P_0 , l'intensité lumineuse décroît donc en conséquence :

$$I(z) = I_0 \frac{z_r^2}{z^2} = \frac{2P_0}{\pi w_0^2} \cdot \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda}\right)^2 \cdot \frac{1}{z^2} = \frac{2P_0}{\pi \theta^2 z^2}, \quad (\text{III.10})$$

où θ est la divergence du faisceau.

Le système optique de la caméra permet de collecter tout ou partie de cette intensité, avant de l'intégrer pour reporter la puissance P_{cam} reçue par le capteur. Dans le cas d'un laser sonde d'une puissance $P_0 = 1.4 \mu\text{W}$, on mesure la réponse de la caméra équipée de son système optique en fonction de sa distance, ainsi que reporté sur la figure III.8.

Caractérisation du faisceau sonde Outre la puissance P_0 de la source virtuelle, la mesure précédente fait intervenir sa divergence θ qu'il convient de déterminer afin d'obtenir une calibration indépendante des propriétés de la source lumineuse observée. Pour cela, le système optique de la caméra a été retiré, de manière à pouvoir mesurer la dimension réelle du faisceau. On détermine ainsi sa divergence $\theta = 51 \times 10^{-3}$ rad.

Le coefficient de proportionnalité entre la puissance P_{cam} reportée par la caméra soumise à une intensité lumineuse moyenne I est alors :

$$\frac{P_{cam}}{I} = P_{cam} \frac{z^2 \pi \theta^2}{2P_0} = 4.4 \times 10^6 \text{ cm}^2, \quad (\text{III.11})$$

où on a utilisé les grandeurs issues des mesures précédentes, $P_0 = 1.4 \mu\text{W}$, $z^2 P_{cam} = 1.5 \times 10^6 \text{ mW}$ et $\theta = 51 \times 10^{-3}$ rad.

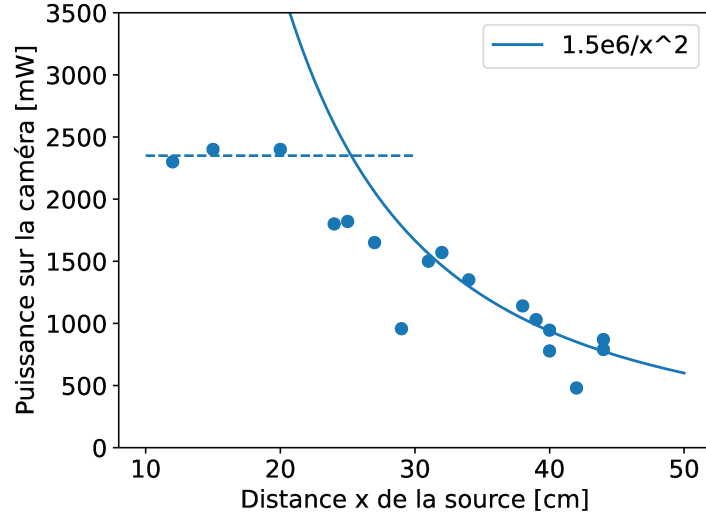


FIGURE III.8 – Puissance collectée par la caméra en fonction de la distance par rapport à la source laser divergente. Proche de la source, la totalité du faisceau est capturée et contribue à la puissance reportée et correspond au pallier en ligne pointillée, au-delà d’une vingtaine de centimètre, la puissance reportée diminue comme l’angle solide de la source qu’elle parvient à capturer. La puissance indiquée par le logiciel de la caméra – plusieurs watts – est faussée par le fait qu’une optique de collimation indépendante a été adaptée sur la caméra.

Mesure de l’intensité du jet atomique La calibration précédente peut être utilisée pour déterminer le nombre d’atomes produisant le signal de fluorescence. Pour cela, on réalise une seconde mesure de la fluorescence des atomes. Cette fois, le four est installé sur un système sous vide dédié, consistant en un cube comportant des entrées optiques se faisant face deux à deux et permettant de soumettre les atomes à un faisceau sonde orthogonal ainsi que reporté sur la figure III.9.

Les deux fenêtres traversées par la sonde sont identiques, on peut donc répartir le défaut de puissance du faisceau sonde qu’elles transmettent. Étant donnée une puissance d’entrée 2.4 mW, on récupère 1.52 mW à la sortie, ce qui permet d’évaluer à 1.9 mW la puissance perçue par les atomes en considérant une transmission de puissance d’environ $\eta = 80\%$. Étant donné le faisceau de rayon $w_0 = 2.6$ mm focalisé au niveau des atomes par une lentille, l’intensité maximale reçue est de $I_{\text{atomes}} = 17.9$ mW cm⁻² et l’intensité de saturation de la transition $|^1S_0\rangle \rightarrow |^1P_1\rangle$ $I_{\text{sat}} = 42$ mW cm⁻², soit un paramètre de saturation de $s = I_{\text{atomes}}/I_{\text{sat}} = 0.41$.

La fluorescence des atomes de strontium est partiellement collectée par la caméra, qui relève une puissance P_{cam} 139 mW, soit une intensité reçue $I_r = 31$ nW cm⁻² selon la calibration précédente. Étant donnée la distance $d = 28$ cm de la caméra aux atomes, et la transmission η de l’accès optique, cela correspond à une puissance par unité d’angle solide :

$$\frac{dP}{d\Omega} = I_r \cdot d^2/\eta = 22 \mu\text{W} \quad (\text{III.12})$$

La polarisation du faisceau sonde est par ailleurs orientée de manière à ce que les moments dipolaires atomiques soient dans l’axe de la caméra. Dans ce cas, une fraction dP de puissance est émise par fluorescence dans l’angle solide $d\Omega$ centré sur cette direction. Dans le cas de la transition $|^1S_0\rangle \rightarrow |^1P_1\rangle$, cela correspond à une fraction

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{3}{8\pi} P_{\text{at}} \quad (\text{III.13})$$

de la puissance totale

$$P_{\text{at}} = \frac{\Gamma}{2} h\nu \frac{s}{s+1} N, \quad (\text{III.14})$$

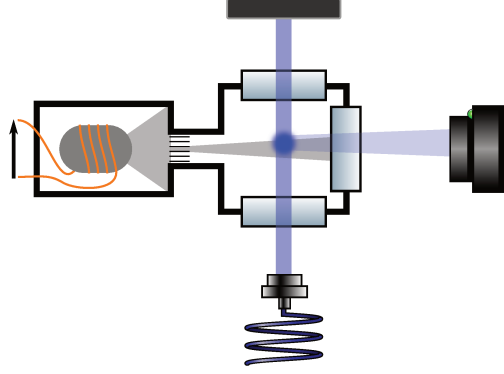


FIGURE III.9 – Dans ce second système expérimentale les faisceau sonde et jet atomique sont orthogonaux, ce qui permet d’adresser la vitesse transverse du jet par la spectroscopie de la transition. Un détecteur équipé du système optique de l’horloge *Sr2* est utilisé pour capturer la fluorescence émise par les atomes soumis à la sonde

où ν est la fréquence de la transition, Γ sa largeur, et N le nombre d’atomes contribuant à l’émission, que l’on détermine alors selon :

$$N = \frac{16\pi}{3} \frac{1}{\Gamma h \nu} \frac{1+s}{s} \frac{dP}{d\Omega} = 9.2 \times 10^{-7} \quad (\text{III.15})$$

La fluorescence des atomes est induite par le faisceau sonde, de diamètre $D = 5$ mm. La vitesse la plus probable pour les atomes du jet atomique émis par le four à $T = 349$ °C est par ailleurs $\bar{v} = 387$ m s⁻¹. Le débit n de l’effusion du four est alors approximativement :

$$n = N\bar{v}/D = 4.4 \times 10^{12} \text{ s}^{-1} \quad (\text{III.16})$$

Le four comprenant une réserve de 10 g de strontium au moment de son chargement, soit quelques 10^{22} atomes de ⁸⁷Sr, dispose ainsi d’un temps de vie de plus d’un siècle en opérant à cette température de manière continue. Ce calcul suppose que les atomes sont distribués de manière homogène, et dispose d’une vitesse uniforme dans le volume intercepté par la sonde. En pratique, tous les atomes ne sont pas émis dans cette direction, et le temps de vie du four est donc surestimé d’un ordre de grandeur. D’autre part, lorsque le système expérimental n’est pas utilisé (par exemple la plupart des nuits) la température du four est réduite jusqu’à rendre l’effusion de strontium négligeable. Un modèle de ce four est installé sur *SrB* depuis deux ans (avec un arrêt prolongé durant le confinement) et est ainsi toujours opérationnel bien qu’il n’ait pas été rempli.

III.3.2 Divergence du jet d’atomes

Outre le nombre d’atomes émis par le four, il est utile de caractériser la distribution de vitesse du jet. Le cas des vitesses longitudinales a été présenté dans la sous-section III.2.3 précédente en tant que méthode pour déterminer la température des atomes. Cette spectroscopie longitudinale ne donne en revanche aucune information sur la distribution transverse des vitesses, qu’il convient de déterminer par une seconde mesure spectroscopique, dans la configuration où les jet atomique et faisceau sonde sont orthogonaux, identique à celle utilisée pour la calibration de l’intensité du faisceau.

Nous avons précédemment utilisé la mesure spectroscopique pour déterminer la température des atomes. On considère désormais la température connue, et on en déduit la vitesse moyenne \bar{v} via l’expression :

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{3k_B T}{M_{Sr}}}, \quad (\text{III.17})$$

où M_{Sr} est la masse atomique moyenne du mélange d’isotope.

Contrairement à la géométrie de la configuration précédente, le vecteur d'onde est désormais orthogonal au jet atomique, donc seule la composante transverse de la vitesse des atomes contribue à l'effet Doppler. C'est donc la projection de la vitesse sur ce plan v_{\perp} qui intervient désormais dans la condition de résonance de l'équation III.4.

$$v_{\perp A}(\nu) = \lambda \cdot [\nu - (\nu_0 + \Delta\nu_A)], \quad (\text{III.18})$$

Conformément à la symétrie cylindrique du faisceau, la vitesse radiale moyenne et la plus probable est nulle pour chaque isotope. Dans ce cas, la distribution des vitesses suit une distribution gaussienne :

$$I_A(\nu) = I_0 \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{v}}} \exp(-v_{\perp A}^2/2\bar{v}^2), \quad (\text{III.19})$$

Comme précédemment, le profil de la transition consiste en la somme des contributions de chaque isotope. En remplaçant la distribution de Maxwell précédente par la distribution gaussienne dans l'équation III.9, on obtient ainsi le profil théorique de la résonance. La relation III.4 permet de convertir la distribution spectrale obtenue par la spectroscopie de la résonance à la distribution de vitesse transverse du faisceau que l'on obtient en optimisant le modèle aux données expérimentales.

La connaissance de la vitesse moyenne \bar{v} à la température T permet alors d'accéder à la distribution angulaire du jet d'atomes adressé par la sonde, dont la largeur correspond à sa divergence :

$$\theta \simeq \frac{v_{\perp}(\nu)}{\bar{v}} \quad (\text{III.20})$$

en prenant la largeur totale Δv_{\perp} on obtient alors la divergence du jet atomique :

$$\Delta\theta = \frac{\lambda\Delta\nu}{\bar{v}}, \quad (\text{III.21})$$

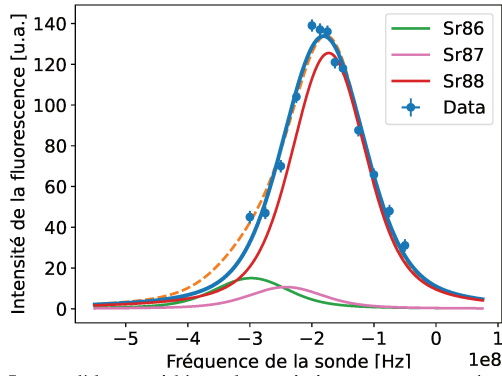
Finalement, l'acquisition ne permet pas de résoudre clairement les différents isotopes contribuant à la résonance comme on peut constater sur les données expérimentales et l'ajustement du modèle proposés en figure III.10. Cependant, la faible séparation isotopique, et la prépondérance du ^{88}Sr permettent de simplifier le modèle pour le réduire à un unique isotope, sans franchement changer la divergence de faisceau ainsi mesurée. On obtient ainsi $\Delta\nu = 109(4)$ MHz soit $\Delta\theta = 0.120(4)$ rad de divergence pour le modèle multi-isotope contre $\Delta\nu = 128(4)$ MHz et $\Delta\theta = 0.130(4)$ rad pour le modèle plus simple.

En pratique, il est possible que la sonde et le jet ne soient pas tout à fait orthogonaux. Dans ce cas la vitesse la plus probable ne correspond pas à la vitesse nulle, et conduit à une distorsion asymétrique du profil, situation intermédiaire entre les modèles des profils de vitesses longitudinales et radiales. Les déplacements isotopiques et le défaut d'orthogonalité conduisent ainsi à un élargissement asymétrique du profil qui n'est pas possible de discriminer avec les données présentées ici. Il est ainsi raisonnable de simplifier le modèle et de surestimer la divergence du faisceau.

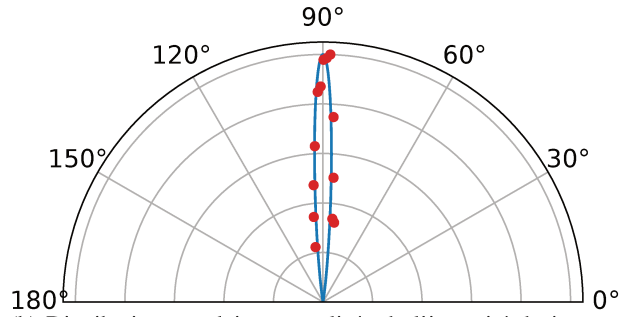
III.4 Installation et utilisation du four en conditions nominales

Nous avons présenté dans ce chapitre le nouveau modèle de source effusive d'un jet atomique de strontium au travers de sa caractérisation et son installation sur les horloges à strontium du SYRTE. Sa caractérisation a permis de vérifier que sa conception répondait aux objectifs d'amélioration du modèle précédemment en place, le transfert thermique vers les atomes notamment, puisque l'opération du four à une température moins importante permet de produire la quantité d'atomes nécessaire aux opérations d'horloge. La consommation également, la réduction des échanges thermiques entre le four et le laboratoire via l'enceinte à vide sont presque totalement supprimés, l'appareil présente une plus grande inertie thermique et des échanges réduits, comme en témoigne le gain de presque un ordre de grandeur sur la puissance électrique nécessaire à la production du jet. Ce nouveau modèle dispose également de la possibilité d'être orienté afin de maximiser le transfert d'atomes vers le MOT. Sur l'horloge *Sr2*, l'orientation du jet était quoiqu'il arrive corrigée par le système de déflexion du jet d'atomes en place. Sur *SrB* en revanche, ce système permet d'améliorer l'alignement du jet atomique selon l'axe du ralentisseur Zeeman et le centre du MOT. Plusieurs

FIGURE III.10



(a) Le modèle considérant les trois isotopes est représenté en tiret orange, tandis que le modèle considérant un unique isotope est représenté en bleu, dans ce cas la largeur est légèrement sur-estimée.



(b) Distribution angulaire normalisée de l'intensité du jet atomique émis. Les données expérimentales sont les mêmes que sur le spectre de la figure ci-contre. En ne considérant qu'un unique isotope, la distribution fréquentielle est aisément convertie en une distribution selon l'équation III.21.

exemplaires ont déjà été assemblés et réalisés par la MUTA, chargés de strontium pour le LPL et le SYRTE, ou d'ytterbium dans le cadre du développement d'une nouvelle horloge à réseau optique transportable au SYRTE, qui est en cours de test à l'observatoire.

Chapitre IV

Nouvel environnement ultra-haut vide pour une exactitude sub- 10^{-18}

Nous avons présenté dans le chapitre II sur les effets systématiques le bilan d'inexactitude actuel de l'horloge. Celui-ci est dominé par l'inexactitude de la contribution sur le déplacement de la transition par le rayonnement du corps noir. Lors de leur interrogation par le laser d'horloge, les atomes sont en effet soumis au rayonnement thermique émis par leur environnement, qui induit un déplacement lumineux des états fondamental 1S_0 et excité 3P_0 de la transition d'horloge. Loin de la longueur d'onde magique, le déplacement différentiel de ces états conduit à un déplacement de la fréquence d'horloge, dont la valeur fractionnaire est évaluée à -5312×10^{-18} pour le ^{87}Sr dans un environnement à 300 K. Cette correction peut être calculée à partir des modèles figurant dans la littérature [55, 108, 109], et de la mesure de la distribution thermique de l'environnement rayonnant. La stabilité et l'homogénéité de cette distribution sont dégradées par les échanges avec les charges thermiques présente dans le laboratoire. Du fait de l'inexactitude de la distribution de température à laquelle sont soumis les atomes, le déplacement induit par le rayonnement thermique représente à ce jour la principale contribution au bilan d'inexactitude de l'horloge strontium.

Dans ce contexte, on présente ici la mise en place d'un nouvel environnement expérimental pour l'horloge au strontium. Outre sa moindre inhomogénéité thermique, il présente une cavité optique à l'intérieur de l'ultravide dont la conception présente une stabilité mécanique améliorée. Doublement résonnante avec les lasers du réseau à 813 nm et de la détection à 461 nm, cette cavité est compatible avec la mise en place d'un protocole de détection non-destructive amplifié par cavité, par ailleurs déjà étudié sur l'horloge *SrB* [110, 111]. L'enceinte à vide inclut également des électrodes sous vide, qui permettent de soumettre les atomes à un champ électrique lors de l'interrogation d'horloge de manière à évaluer le déplacement de la transition par effet DC-Stark [112, 113]. Le nouvel environnement expérimental poursuit également l'évolution vers un système tout fibré, au travers de la mise en place de collimateurs fibrés pour apporter les faisceaux sur les atomes. Sa conception permet ainsi d'améliorer la robustesse de l'horloge et l'aisance de sa préparation, conditions nécessaires à des opérations plus régulières, tout en permettant la poursuite du travail d'investigation des sources de déplacement de la transition d'horloge.

IV.1 Déplacement de fréquence induit par rayonnement du corps noir

IV.1.1 Modèle de déplacement

Le rayonnement thermique émis par l'environnement expérimental est une source de déplacement lumineux différentiel pour les états de la transition d'horloge. Dans le cas des horloges ^{133}Cs , la prise en compte de ces interactions a même conduit à raffiner la définition de la seconde du système international d'unités en 1997, en apportant la précision supplémentaire que la définition *se réfère à un atome de césium au repos, à une température de 0 K*. De la même manière, la spectroscopie de la transition d'horloge du ^{87}Sr réalisée à température ambiante requiert d'évaluer et de corriger cette source de déplacement. Dans ce contexte, le déplacement de la transition d'horloge a été étudié aussi

bien théoriquement [55, 56], qu'expérimentalement [108, 109, 80, 57] afin de modéliser la sensibilité du déplacement de fréquence à la température environnementale.

À une température de référence $T_0 \simeq 300$ K proche de la température ambiante, le pic de l'émission thermique se situe au voisinage de 31 THz, loin de la fréquence d'horloge $\nu_{87\text{Sr}} \simeq 429$ THz. Dans le cas d'une émission thermique isotrope à T_0 , on réduit donc le rayonnement électromagnétique à un champ moyen constant, à l'origine d'un déplacement de la transition par effet DC-Stark $\Delta\nu^{(stat)}$. Le ratio (T/T_0) entre la température du système expérimental T et la température de référence T_0 permet d'évaluer la fraction du déplacement $\Delta\nu^{(stat)}$ effectivement réalisée.

Un terme supplémentaire $\Delta\nu^{(dyn)}$ est ajouté afin de tenir compte de la distribution spectrale de l'émission thermique. Tout comme le déplacement statique, le déplacement dynamique $\Delta\nu^{(dyn)}$ est donné pour une température T_0 , et l'amplitude du déplacement effectif est donnée par le ratio de température (T/T_0) . Finalement, le déplacement totale de la fréquence mesurée par rapport à la transition d'horloge ν_0 consiste en un développement polynomial du ratio entre du ratio (T/T_0) :

$$\Delta\nu(T) = \Delta\nu^{(stat)} \left(\frac{T}{T_0}\right)^4 + \Delta\nu^{(dyn)} \left[\left(\frac{T}{T_0}\right)^6 + \mathcal{O}\left(\frac{T}{T_0}\right)^8 \right], \quad (\text{IV.1})$$

et les travaux expérimentaux publiés donnent les valeurs des coefficients statiques et dynamique à la température de référence $T_0 = 300$ K :

$$\begin{cases} \Delta\nu^{(stat)} = -2.130\,23(6) \text{ Hz [108]} \\ \Delta\nu^{(dyn)} = -148.70(7) \text{ mHz [80]} \end{cases} \quad (\text{IV.2})$$

IV.1.2 Solutions expérimentales pour contraindre l'inexactitude due au rayonnement thermique

Compte tenu du modèle donné dans l'équation IV.1, on évalue l'inexactitude du déplacement induit par le rayonnement du corps noir sur la transition d'horloge. Celle-ci est donnée par l'incertitude sur les coefficients IV.2, et par l'incertitude sur la température réalisée.

Finalement, ce sont l'inhomogénéité et l'instabilité de la distribution thermique qui contraignent l'inexactitude de l'horloge. L'amélioration de l'horloge passe ainsi par la conception d'un environnement expérimental capable de réaliser une distribution thermique homogène et stable, équipé de multiple sondes thermiques, afin de modéliser du rayonnement qu'il produit au niveau des atomes, et donc l'inexactitude sur la transition d'horloge.

i. Interrogation d'horloge en milieu cryogénique

L'interrogation d'horloge dans un environnement cryogénique permet d'éloigner le pic d'émission vers le rouge, et donc d'en diminuer l'intensité et donc l'amplitude du déplacement qu'il induit sur la fréquence d'horloge, comme le montre la figure IV.1a. Cela permet ainsi gagner un à deux ordres de grandeur sur l'inexactitude du déplacement pour une même inexactitude sur la distribution de température comme on peut le voir sur la figure IV.1b. Cette solution a été implémentée avec succès en insérant un environnement cryogénique à $T = 95.0(5)$ K à l'intérieur de la chambre expérimentale. Durant la séquence d'horloge, les atomes préparés sont dans ce cas déplacés vers le milieu cryogénique avant leur interrogation par le laser d'horloge, avant de les ramener vers la zone de leur détection. L'interrogation d'horloge ainsi réalisée a été démontrée avec une inexactitude fractionnaire de 1×10^{-18} [57]. Cette solution présente également l'avantage de limiter les collisions avec le gaz résiduel, en réduisant le dégazage local dans la zone d'interrogation.

Elle apporte en revanche la difficulté supplémentaire de mettre en place un environnement cryogénique à l'intérieur de l'ultravide. L'intérieur de la chambre cryogénique est également partiellement soumis au rayonnement à température ambiante puisqu'elle dispose d'accès pour les atomes et les lasers. Cette contribution requiert ainsi de stabiliser la température du reste du système en regard des atomes, susceptible de dégrader l'estimation du rayonnement thermique. Une difficulté technique supplémentaire réside dans le transport des atomes dans le réseau.

ii. Interrogation d'horloge à température ambiante

Il est également possible de poursuivre le travail à température ambiante tout en améliorant la stabilité et l'homogénéité de la température. Cela présente l'avantage de ne pas ajouter à la complexité de l'horloge un sous-système supplémentaire, et contribue ainsi à sa robustesse et à sa compacité. Cette solution permet de réaliser toute la séquence d'horloge en un même lieu et ne nécessite pas de transporter les atomes vers un cryostat. Elle est donc compatible avec la réalisation d'un réseau et d'une détection non-destructive amplifiés par cavité, qui sont aujourd'hui à l'étude au SYRTE. Étant donnée la contribution de l'inexactitude thermique à l'inexactitude sur le déplacement de fréquence, l'interrogation à température ambiante est compétitive avec l'interrogation en milieu cryogénique tant que l'inexactitude thermique est réduite de 1.5 ordre de grandeur. Les réalisations de températures 295.000(15) K et 95.000(471) K conduisent par exemple toutes deux à la même inexactitude fractionnaire de 1×10^{-18} sur le déplacement de fréquence d'horloge.

Comme le montre la figure IV.1b, le fonctionnement d'une horloge à température ambiante est par ailleurs aujourd'hui limité au bas 10^{-19} d'inexactitude fractionnaire par l'état des connaissances sur les coefficients statique et dynamique. Les travaux à venir pour améliorer la précision sur ces coefficients tendent à étendre le fonctionnement d'une horloge à température ambiante en dessous de 10^{-19} , sous réserve d'améliorer encore la stabilité et l'homogénéité thermique de l'appareil expérimental.

Là encore, plusieurs solutions expérimentales sont explorées pour parvenir à maîtriser la distribution thermique. Tout d'abord, il est nécessaire de réduire les échanges thermiques entre l'enceinte et les charges thermiques nécessaires au fonctionnement de l'horloge (principalement les bobines du MOT), en les découplant pour supprimer les échanges conductifs. Bien que mauvais conducteur thermique, l'air peut également contribuer aux échanges entre l'horloge et le laboratoire, raison pour laquelle il est intéressant de placer l'enceinte ultra-haut vide (UHV) à l'intérieur d'une seconde enceinte sous vide primaire comme nous le verrons, ou même à l'intérieur d'une seconde enceinte UHV [58] bien que cette solution soit plus contraignante à mettre en place. L'enceinte expérimentale est ainsi placée à l'intérieur d'une boîte noire, dans laquelle les échanges thermiques sont fortement réduits.

iii. Contrôle de la température

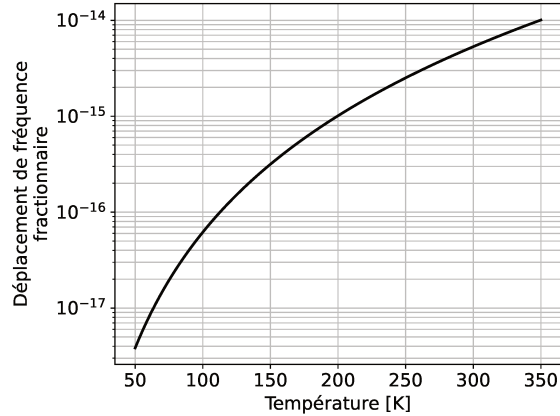
L'estimation de la distribution de température nécessaire à l'évaluation du déplacement d'horloge selon le modèle IV.1 est réalisée à partir des acquisitions de plusieurs sondes thermiques, distribuées sur l'enceinte. Ces capteurs permettent non seulement de déterminer l'incertitude thermique, mais également de paramétrer le système expérimental de manière à la réduire. Cela peut être effectué de manière passive, en paramétrant les systèmes de refroidissement de manière à absorber les charges thermiques de l'appareil expérimental qu'on laisse se thermaliser. Cela peut également être effectué de manière active, en ajoutant des sources thermiques asservies sur l'enceinte, par un refroidissement à eau ou des modules Peltier [16].

Le rayonnement émis peut quant à lui être déduit de la mesure de la température de l'enceinte par des sondes précises et situées à l'extérieur, ou par des sondes thermiques installées dans des ampoules à l'intérieur de l'enceinte UHV pour mesurer le rayonnement. C'est la combinaison des mesures de multiples capteurs qui permet de modéliser la distribution thermique de l'environnement atomique, et donc le rayonnement qu'il émet sur les atomes durant l'interrogation d'horloge.

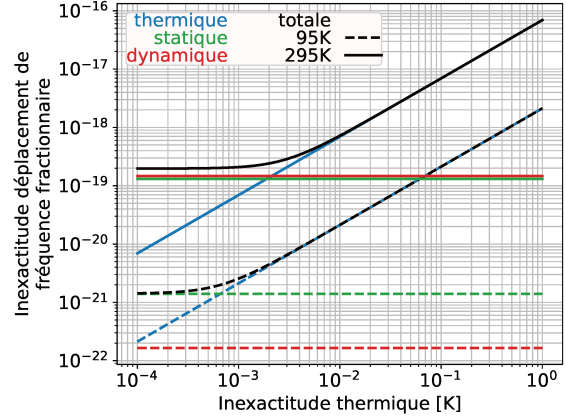
iv. Cas des systèmes en place *SrB* et *Sr2*

La correction appliquée pour une interrogation à température ambiante de 295 K est loin d'être négligeable puisqu'elle contribue au déplacement fractionnaire à hauteur de quelques -5×10^{-15} comme indiqué dans le budget de correction du chapitre II. Cette correction est appliquée en temps réel à partir des températures relevées par un ensemble de sondes présentes sur le système expérimental. Cet échantillonnage de la température permet également de mesurer la dispersion thermique, et ainsi mesurer l'inexactitude résultante sur la spectroscopie de la transition d'horloge, également reportée dans la table d'incertitude discutée précédemment.

En dépit de l'équilibre entre la chaleur dissipée par le système expérimental et celle extraite par le système de climatisation, la distribution de température du laboratoire n'est pas rigoureusement homogène et comprend de nombreux points chauds. Les charges thermiques dans l'environnement immédiat des atomes nuisent ainsi à l'exactitude



(a) Évaluation de la correction du déplacement par rayonnement du corps noir en fonction de la température de l’environnement expérimental selon le modèle de l’équation IV.1



(b) Contribution de chaque terme à l’inexactitude totale en fonction de la dispersion de température réalisée : pour un environnement à 95 K en traits tirés, 295 K en pleins.

FIGURE IV.1

de la correction évaluée selon le modèle de l’équation IV.1. Parmi ces charges, on peut mentionner la source effusive de strontium, et les bobines du MOT. La chaleur dissipée par ces bobines est extraite par un système de refroidissement à eau, dont la température est adaptée à la séquence d’horloge. La thermalisation de l’horloge après changement de la charge thermique dissipée ou absorbée se fait ainsi sur une durée d’environ une heure.

En dépit l’équilibre thermique établi, les relevés de température présentent tout de même une plus grande dispersion lorsque l’horloge est en fonctionnement que lorsqu’elle est éteinte, respectivement 295.8(5) K contre 295.8(1) K ainsi que le montrent les figures IV.2. Cela met en évidence l’inhomogénéité thermique induite par le fonctionnement des bobines. Dans ce contexte, la correction de fréquence est alors $\Delta\nu_{BBR} = -5096(35) \times 10^{-18}$.

La charge thermique du système expérimental en fonctionnement est ainsi une limite technique pour évaluer le déplacement induit par le rayonnement thermique, plus grande contribution au budget d’inexactitude. Nous présentons dans la suite un nouvel environnement expérimental permettant d’améliorer ce point, et ainsi compatible avec le fonctionnement de l’horloge sub- 10^{-18} .

IV.2 Conception d’un nouvel environnement ultra-haut vide

La nouvelle enceinte UHV est conçue en collaboration avec le service MUTA au SYRTE selon la deuxième solution décrite précédemment, avec un contrôle passif de l’inhomogénéité thermique. La conductivité thermique et la petite dimension de l’enceinte contribue à accélérer sa thermalisation, et son inclusion dans un vide primaire réduit le couplage d’avec les charges thermiques. Dans cette section, on présentera succinctement les propriétés de cette conception.

L’enceinte est usinée dans un bloc de cuivre de manière à former un polyèdre comprenant 18 faces parallèles deux à deux, et évidées par des trous cylindriques traversants. La forme globale de l’enceinte s’apparente à une boule d’environ 8 cm de diamètre. Son volume intérieur consiste quant à lui à la réunion des 9 cylindres creusés, dont chaque extrémité est un accès vers l’extérieur.

Des tubes de records ultravide *CFI6* sont collés sur deux de ces accès. Ils permettent de connecter la chambre expérimentale au reste du système ultravide : d’un côté vers la source effusive de strontium, et de l’autre vers le faisceau pousseur du ralentisseur Zeeman. Ce second accès est doublé par une jonction en **Y** afin d’également accueillir les équipements de pompage assurant l’ultravide : une pompe ionique et une pompe à sorbeur (*getter*).

Les 14 autres accès sont des accès optiques : 3 paires de hublots de 30 mm de diamètre pour les faisceaux du MOT, et 4 autres paires de hublots 20 mm dont deux pour les faisceaux du refroidissement transverse et du pompage optique,

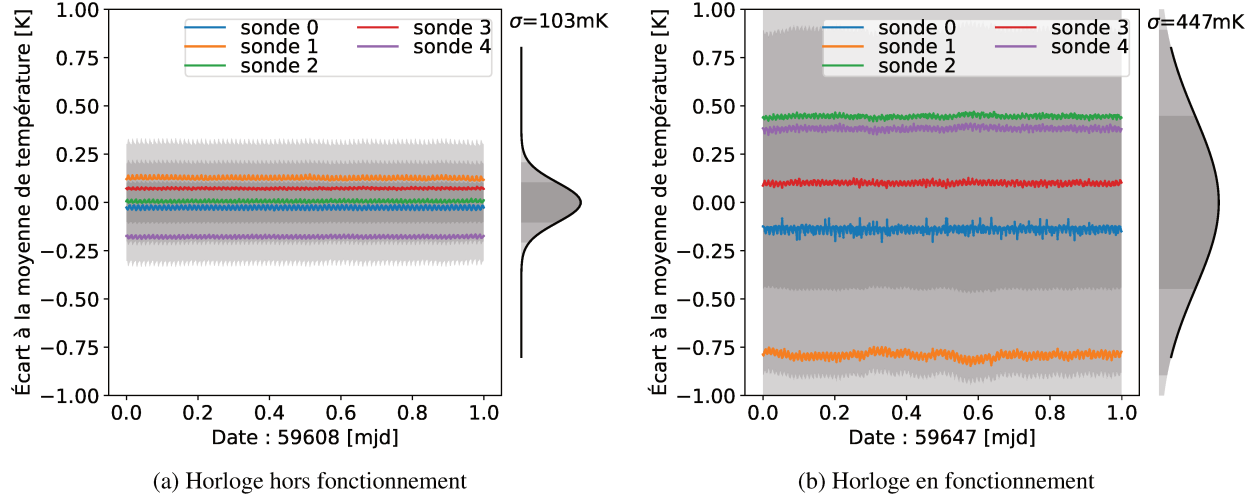


FIGURE IV.2 – Comparaison des températures relevées sur le système expérimental lorsque l’horloge est éteinte ou en fonctionnement. On peut voir que l’ajout de la charge thermique du système dégrade l’homogénéité de la distribution thermique du système, et donc l’inexactitude de la correction du déplacement dû au rayonnement du corps noir. Si une partie de la dispersion est due à la calibration des sondes, on constate cependant que la sonde la plus froide hors fonctionnement, la *sonde 4* figure parmi les plus chaudes en fonctionnement et est donc plus proche de la charge thermique, ce qui confirme l’inhomogénéité de la chambre.

une pour la détection, et enfin une dernière paire vers un ou deux détecteurs. Chaque hublot est monté sur la chambre avec un joint en indium pressé par une contre-bride en titane de manière à assurer l’étanchéité de l’accès. Les deux derniers accès optiques sont dédiés à la cavité optique, incluse à l’intérieur de l’ultravide. L’enceinte inclut également trois accès supplémentaires dans lesquels sont insérés des électrodes.

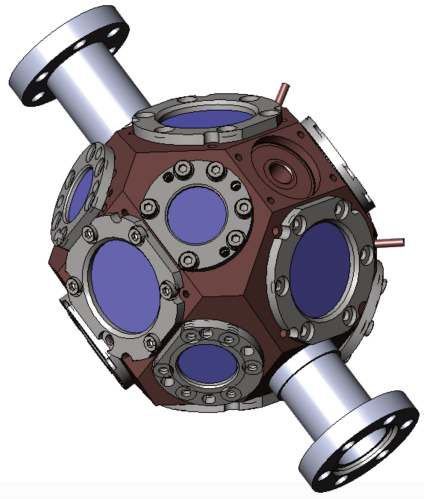
Finalement, cette enceinte ultravide est installée à l’intérieur d’un bâti en aluminium, fermé hermétiquement par des joints *VITON®*, de manière à pouvoir y établir un vide primaire. Cette deuxième enceinte comprend non seulement l’enceinte ultravide mais également des bobines et des collimateurs fibrés et inclut donc les passages électriques, optiques, hydraulique, ultravide.

IV.2.1 Contrôle passif de l’homogénéité de température

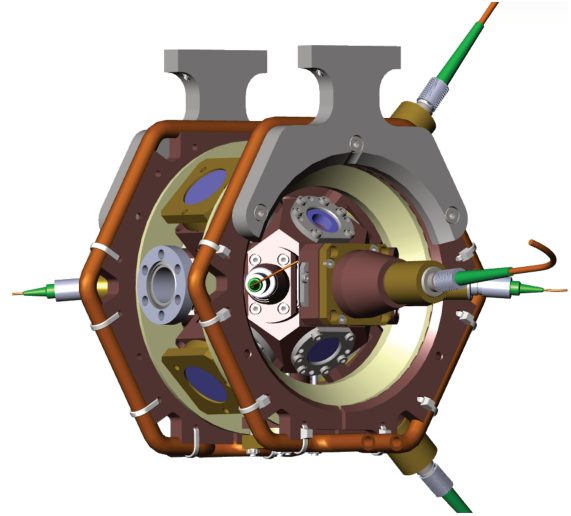
i. Géométrie et matériaux de l’environnement atomique immédiat

L’homogénéité thermique de l’enceinte ultravide bénéficie en premier lieu de sa conception en cuivre haute conductivité sans oxygène, qui présente une excellente conductivité thermique de $401 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ à 300 K [106] contre respectivement $237 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ et $21.9 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ à 300 K [106] pour l’aluminium et le titane qui composent la chambre précédente. Nous verrons par ailleurs que le protocole d’assemblage de l’enceinte conduit à l’oxydation superficielle du cuivre de la face intérieure, qui améliore son émissivité : 0.87 pour l’oxyde contre 0.04 pour le métal à 300 K [114]. Cette meilleure émissivité pourrait ainsi favoriser l’évaluation du rayonnement thermique et donc du déplacement qu’il induit sur les atomes par le modèle.

Le volume réduit de l’enceinte ultravide, proche d’une boule d’une dizaine de centimètres de diamètre, contribue à la rapidité de sa thermalisation et donc à son homogénéité thermique. Les accès optiques sont par ailleurs obstrués par les supports des collimateurs fibrés des faisceaux, des montures de rétro-réflexion associées, ou par de simples boucliers thermiques, tous réalisés en cuivre. Cela participe à l’homogénéité des radiations thermiques de l’environnement vers les atomes.



(a) Les accès optiques, les connexions *CF16*, la lame flexible du réseau, et deux des électrodes en haut à droite.



(b) Les collimateurs fibrés et les bobines du MOT montés autour de l'enceinte. Ces dernières disposent de leur propre structure, et ne sont pas liées thermiquement au reste de l'assemblage.

FIGURE IV.3 – Modèle de l'enceinte UHV assemblée réalisé par David Holleville.

ii. Découplage thermique de l'environnement atomique et des charges thermiques proches

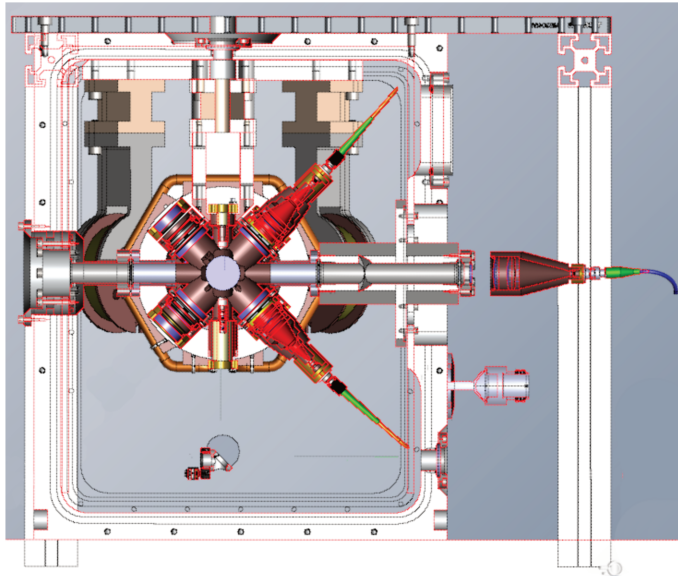
La thermalisation de la chambre expérimentale bénéficie également d'un meilleur découplage d'avec les sources thermiques environnantes. Auparavant fixées directement sur la chambre expérimentale, les bobines du MOT, qui produisent de chaleur par effet Joule de manière intermittente, disposent désormais chacune de leur propre support. Cela conduit à la suppression des échanges conductifs. Le bobinage repose d'autre part sur un assemblage de deux pièces : l'une face aux atomes est usinée en PolyEtherEtherKeton (PEEK), et l'autre du côté opposé en cuivre. On peut voir cet assemblage sur la figure IV.3b, les deux bobines placées en regard de la chambre et disposant de leur propre support, avec la pièce en PEEK en blanc vers l'intérieur et le diffuseur de cuivre vers l'extérieur. L'inertie thermique de la première permet de réduire les fluctuations des échanges radiatifs vers les atomes. La seconde pièce consiste en un diffuseur, et dispose d'une gorge dans laquelle est inséré les tuyaux de cuivre utilisés pour le refroidissement à eau. La chaleur des bobines est ainsi évacuée vers le circuit de réfrigération et se thermalise indépendamment de l'enceinte ultravide voisine.

iii. Inclusion dans une seconde enceinte à vide primaire

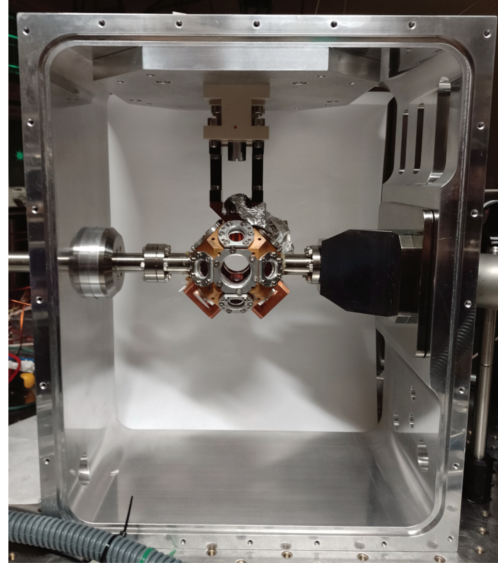
Finalement, c'est l'ensemble de la chambre expérimentale avec les bobines et les optiques qui est inclus dans une seconde enceinte à vide, de manière à réduire les échanges thermiques par convection. Les modèle et photo de la chambre installée dans son bati sont donnés sur la figure IV.4. Cette boîte opaque et fermée limite également les échanges conductifs et radiatifs entre le système expérimental et le laboratoire. La stabilité et l'homogénéité de la distribution de température à l'intérieur de la boîte reposent alors sur l'inertie et l'isolement thermique des éléments en place, et l'absorption de la charge thermique des bobines du MOT par le système de refroidissement à eau.

Outre le maintien de l'étanchéité avec l'extérieur, cette seconde enceinte inclut :

- des passages électriques pour les sondes et les alimentations des bobines et modules piézoélectriques ;
- des passages de fibre optique pour le Piège Magnéto-Optique, pour la sonde et pour le refroidissement transverse ;
- des accès optiques libres avec des hublots pour le laser d'horloge, pour les réseau, détection non-destructive, repompeurs, drains et refroidissement longitudinal, ainsi que pour un système optique vers la caméra ;



(a) Coupe de l'environnement expérimental selon le plan incluant le jet d'atomes et le réseau optique.



(b) Photo de l'environnement expérimental la chambre UHV installée dans le vide primaire, prête à accueillir les bobines et les optiques.

FIGURE IV.4

- des passages d'eau vers le circuit de refroidissement des bobines ;
- l'accès pour la pompe produisant le vide primaire.

iv. Échantillonnage de la distribution thermique par un ensemble de sondes *PT100*

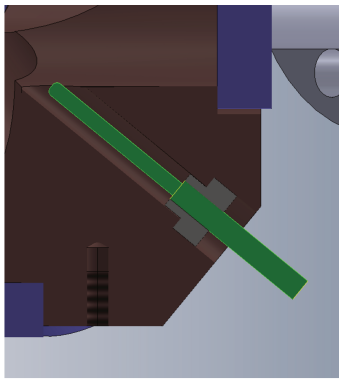
L'enceinte dispose également de trous borgnes, destinés à l'insertion de sondes thermiques *PT100* directement dans la masse de l'enceinte ultravide. Le nombre accru de sondes par rapport à l'enceinte actuelle doit permettre d'obtenir une meilleure évaluation de la distribution de température dans l'enceinte, et donc de l'inexactitude de la température utilisée pour corriger le déplacement de fréquence induit par le rayonnement thermique de l'environnement expérimental. D'autre part, des sondes sont également prévues pour être installés sur les bobines à proximité de l'enceinte, afin d'optimiser leur refroidissement pour assurer leur thermalisation à la même température que le reste du système expérimental.

v. Présence du four

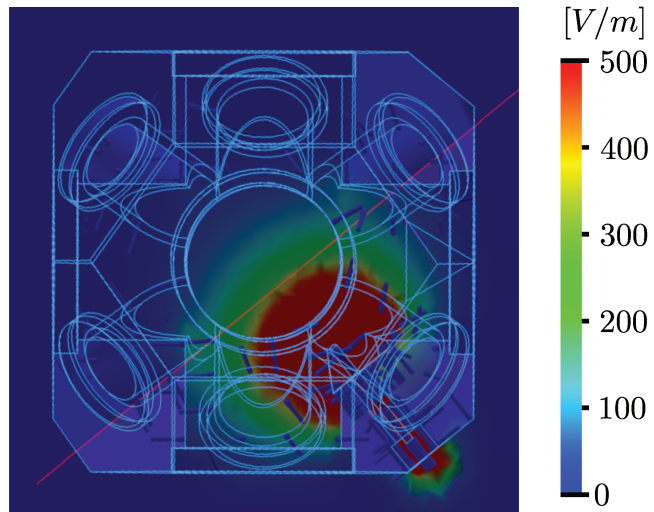
Le four chauffé à $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ constitue une singularité thermique dans l'environnement des atomes, et nuit à l'inexactitude de la correction du déplacement par rayonnement du corps noir. Toutefois, l'efficacité du transfert thermique accrue entre l'élément chauffant et la source de strontium permet de réaliser l'effusion du jet de strontium à une température plus faible ainsi que nous l'avons décrit dans le chapitre III.

IV.2.2 Insertion d'électrodes pour le paramétrage du champ électrique lors de l'interrogation d'horloge

L'effet DC-Stark est lui aussi largement observé sur la transition d'horloge [108, 109, 80, 57], et peut induire un déplacement fractionnaire de 10^{-16} voire plus sur la transition d'horloge. Celui-ci est principalement dû au piégeage de charges statiques sur les parties non conductrices de l'enceinte ultravide telles que les hublots. Cet effet est observé de façon récurrente sur l'horloge, malgré la possibilité de décharger les hublots avec de l'UV.



(a) Coupe du modèle représentant un des passages d'électrodes. L'électrode est insérée dans la céramique en alumine isolante, qui repose elle-même sur un lamage de l'enceinte.



(b) Simulation du champ électrique induit par une électrode sous une tension de 100 V. Au centre de la chambre où sont piégés les atomes, l'intensité du champ simulé est de 0.25 kV m^{-1} , ou 2.5 kV m^{-1} pour 1000 V

FIGURE IV.5

La mesure différentielle entre l'application des champs électriques $-E$ et $+E$ par une électrode permet de vérifier l'absence de ces charges [112]. La résolution de cette mesure est alors proportionnelle à l'amplitude du champ appliqué, et permet de résoudre un déplacement de 1×10^{-18} après seulement quelques minutes de mesure pour un champ de quelques kV m^{-1} .

Cette mesure est réalisable sur chacune des horloges. L'installation d'une électrode à l'extérieur de la chambre de *Sr2* rend possible cette mesure, mais sa distance aux atomes implique de produire un champ intense, avec le risque de réintroduire des charges statiques. La chambre de *SrB* présente quant à elle une électrode insérée au travers de l'enceinte ultravide. La proximité de l'électrode à la masse ne permet cependant pas de produire un champ suffisant au niveau des atomes. L'électrode est par ailleurs scellée dans un passage électrique par de la colle, source de dégazage.

La nouvelle enceinte dispose de plusieurs électrodes internes, et permet ainsi d'apporter des solutions aux problèmes observés sur les modèles actuellement en place. Ces électrodes permettent de produire un champ électrique au plus près des atomes, grâce à leur position interne mais également grâce à la petite dimension de l'enceinte. Au nombre de trois, elles offrent également la possibilité d'explorer la dépendance géométrique du déplacement de la transition d'horloge par effet DC-Stark. D'autre part, des céramiques d'alumine sont ajoutées aux passages des électrodes au travers de l'enceinte et la séparation électrique des pièces en cuivre, et également de réduire la quantité de colle à l'interface avec l'ultravide, comme le montre le modèle 3D de la figure IV.5a. Une simulation par la méthode des éléments finis du champ électrique produit par ces électrodes a été réalisée afin de déterminer que le champ est suffisant, et a permis d'adapter la dimension du passage pour éviter la connexion électrique avec l'enceinte elle-même IV.5b.

IV.2.3 Cavité optique doublement résonnante à 813 nm et 461 nm

La réalisation d'une cavité optique à l'intérieur de l'ultravide, résonnante avec le laser à la longueur d'onde magique, requiert de pouvoir asservir la longueur de la cavité, et donc la position des miroirs à l'intérieur de la cavité. Les horloges *SrB* et *Sr2* actuellement en place mettent en œuvre des soufflets métalliques collés et maintenus en tension sur des modules piézoélectriques à l'extérieur, qui permettent l'ajustement longitudinal des miroirs et assurent leur stabilité transverse, tout en maintenant l'étanchéité de la chambre. Sur la nouvelle enceinte, ces soufflets sont remplacés par des lames flexibles, solution plus compacte, et plus robuste mécaniquement. Comme le reste de l'environnement atomique, ces pièces sont réalisées en cuivre. Leur géométrie permet de découpler leurs modes de déplacement longitu-

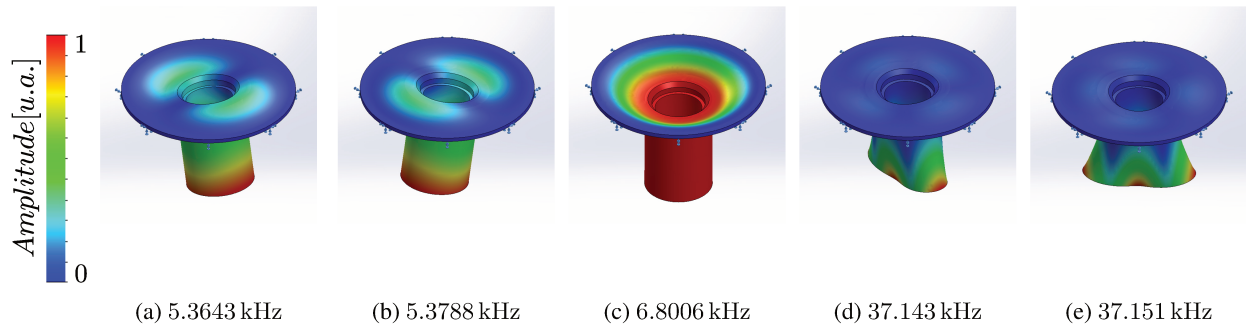


FIGURE IV.6 – Cinq premiers modes de déformation de la lame flexible supportant les miroirs de la cavité avec leur fréquence de résonance obtenus par de la simulation par éléments finis pour une lame de 0.5 mm d'épaisseur. Modélisation 3D, simulation et conception par David Holleville et Bertrand Venon.

dinal et transverse. Ces lames sont usinées dans un même bloc et se composent d'une rondelle de 0.5 mm d'épaisseur, au centre de laquelle est attachée une entretoise sur laquelle sont collées les optiques de 0.25". L'objectif étant de pouvoir asservir la position longitudinale du miroir tout en maintenant sa stabilité transverse et l'étanchéité.

La conception de ces lames a bénéficié d'une simulation par la méthode des éléments finis avec *SolidWorks*, afin de déterminer leurs modes de déformation et des fréquences de résonance associées, et d'en optimiser l'épaisseur. Les distributions du déplacement sur la pièce selon les cinq premiers modes sont représentées sur la figure IV.6.

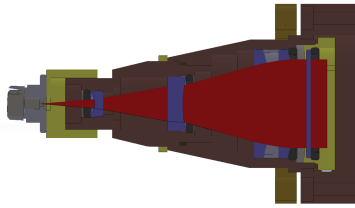
C'est sur les entretoises que reposent les miroirs de la cavité optique résonnant avec les faisceaux à 813 nm et 461 nm. Il s'agit de miroirs de 0.25" de diamètre, et de focale $f = 50$ mm qui forment une cavité de 4 cm de long à l'intérieur de l'ultraviolette, sur laquelle repose la mise en place du réseau optique, élément central de ce type d'horloge.

IV.2.4 Collimateurs fibrés pour la réalisation du Piège Magnéto-Optique à 461 nm

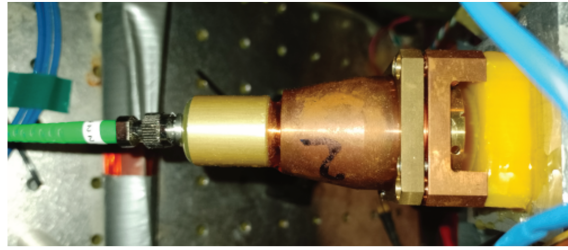
Les nombreux accès optiques de l'enceinte sont autant d'ouvertures vers le rayonnement thermique ambiant, qu'il est difficile d'estimer. Sur les horloges *SrB* et *Sr2* en place, le transport et la mise en forme des faisceaux sur les atomes se fait principalement en espace libre. Dans le cas des faisceaux du MOT de plusieurs centimètres de diamètre, cela induit une importante exposition au rayonnement thermique extérieur. La mise en place d'un système optique compact fixé à l'intérieur d'un collimateur fibré permet de réduire l'accès optique à celui du coupleur de fibre. Les montures de ces collimateurs et des miroirs de rétro-réflexion sont également réalisés en cuivre, et font ainsi office de boucliers thermiques. De cette manière, c'est presque toute l'émission thermique vers les atomes qui est rayonnée par du cuivre. Outre l'homogénéité de la distribution de température, c'est donc également l'homogénéité de l'émissivité du matériau rayonnant qui conduit à réduire l'inexactitude sur le déplacement de la fréquence d'horloge ainsi induit.

Nous nous focaliserons ici sur les collimateurs fibrés du MOT conçus et réalisés par le service MUTA avec l'enceinte UHV, et que j'ai assemblés et installés sur *Sr2* durant ma thèse, et dont on donne un modèle et une photo en figure IV.7. Sur la nouvelle enceinte, ce sont tous les accès optiques qui bénéficieront d'une conception identique ou similaire : le poussoir du ralentisseur Zeeman, la détection et le refroidissement transverse/pompage optique. Les avantages discutés ici valent donc au-delà de l'exemple des faisceaux du MOT.

En plus de leur contribution à la réduction de l'inexactitude sur le déplacement induit par rayonnement thermique, les systèmes compacts et fibrés apportent plusieurs améliorations à l'horloge. La compacité de ces systèmes optiques contribue à réduire l'encombrement autour de la chambre, qui est alors disponible pour d'autres équipements tels que le système de détection. Plus largement, la conception d'une horloge dans un volume plus restreint permet de réduire son occupation de l'espace du laboratoire, et est un facteur d'intérêt dans le cadre du développement d'une horloge transportable par exemple [87, 28, 25, 27]. Ces collimateurs fibrés offrent également une robustesse supplémentaire à l'horloge. Avec les optiques libres les propriétés des faisceaux au niveau des atomes dépendent largement des sources laser, dont les fluctuations et évolutions doivent être rectifiées. C'est ainsi que les faisceaux du MOT de *Sr2* se sont



(a) Coupe du modèle des collimateurs avec la dimension transverse du faisceau en rouge. Les pièces marron correspondent aux pièces en cuivre tandis que celles en jaune sont en laiton. La bague en laiton sur la droite supporte la lame quart d'onde et est orientable.



(b) Photo d'un collimateur installé sur l'horloge *Sr2*. La structure de la chambre n'étant pas prévue pour accueillir ces collimateurs, une pièce supplémentaire a été imprimée en 3D et collée sur la chambre pour les y visser, et figure en jaune à droite de la photo.

FIGURE IV.7

dégradés au fil des années, ce qui nuit à l'efficacité du piège. Avec les collimateurs fibrés en revanche, c'est le coupleur de sortie, fixé sur l'enceinte, qui détermine le profil du faisceau sortant.

IV.3 Assemblage et caractérisation de l'enceinte ultravide

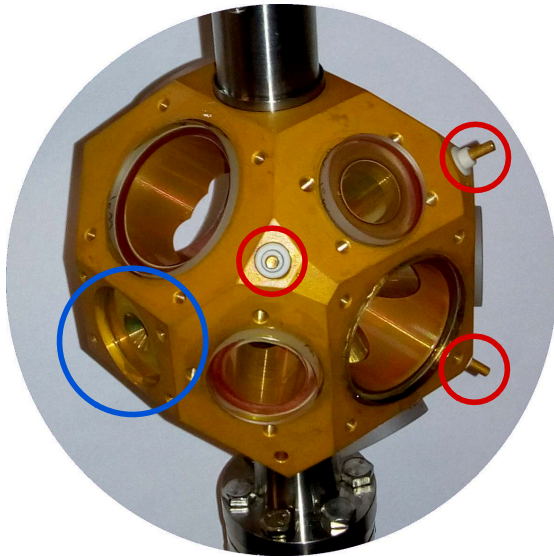
L'assemblage de l'enceinte a été réalisé à l'atelier du service MUTA. Au sortir de l'atelier d'usinage, les pièces de cuivre (chambre expérimentale, électrodes et lames flexibles), sont recouvertes d'oxyde du fait de leur exposition à l'air. Elles sont donc nettoyées dans une solution d'acide chlorhydrique puis rincées à l'eau désionisée pour neutraliser l'acide, et enfin à l'acétone afin d'éviter la formation d'une nouvelle couche d'oxyde, le tout dans un bain ultrasons. L'enceinte avec les accès encore ouverts a également été placée dans une chambre mise sous ultravide puis étuvée à 240 °C pendant 15 j au bout desquels la pression est en deçà des 5×10^{-10} mbar, limite de détection de la jauge. Les étapes d'assemblages doivent par la suite être menées suffisamment rapidement pour rendre la chambre hermétique, la mettre sur le groupe de pompage et interrompre l'oxydation de son intérieur. Cet assemblage nécessite plusieurs dizaines de jours, durant lesquels les pièces de cuivre et en particulier la chambre expérimentale sont conservées dans une cloche sous vide primaire lorsqu'elles ne sont pas manipulées.

Deux versions de la chambre ont été assemblées et seul le montage des hublots diffère dans leur conception. Sur la première, les accès optiques ont été fermés par des hublots avec de la colle. L'assemblage avec de la colle présente l'avantage d'être compact et nécessite aucune pièce supplémentaire, et figure sur la photo IV.8a. Il est en revanche plus long puisque la prise de la colle nécessite un passage à l'étuve, et qu'il est techniquement compliqué de faire coller tous les hublots simultanément. L'étanchéité de la colle, et la dégradation du gaz résiduel induit par son dégazage ont conduit à revoir la conception, qui présente également le défaut de ne pas pouvoir être rectifiée après la prise de la colle. Afin de régler les problèmes rencontrés sur le premier assemblage, un second a été réalisé avec des hublots scellés par des joints indium, comme le montre la photo IV.8b. Cette seconde version est plus complexe puisqu'elle nécessite la mise en place de contre-bridges en titane fixées à l'enceinte par des vis, qui ajoutent encore un encombrement supplémentaire. C'est cette version de l'enceinte UHV qui est aujourd'hui en cours d'installation sur une horloge au SYRTE.

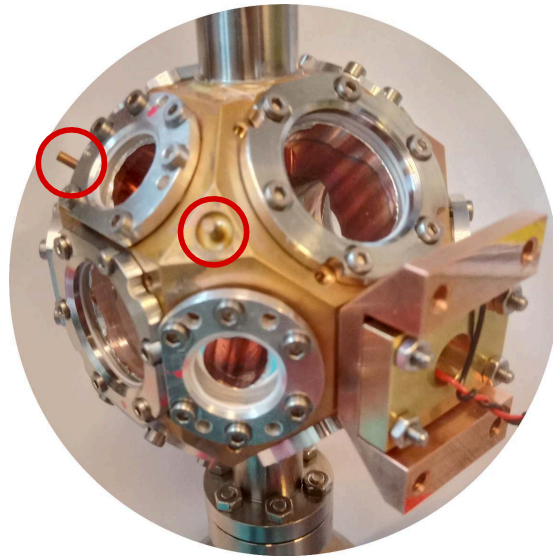
IV.3.1 Assemblages communs aux deux versions

La colle utilisée pour l'assemblage de l'enceinte ultravide est de l'*Epo-tek@H77*, isolante électrique, conductrice thermique et compatible avec des collages hermétiques pour l'ultravide. Il s'agit d'une colle bi-composant dont la polymérisation est thermo-activée, et requiert donc un passage à l'étuve :

- à 150 °C pendant 1 h



(a) 1^{ère} enceinte avec le collage des hublots où sont visibles les trois électrodes et la lame flexible



(b) 2^{nde} enceinte avec l'assemblage mécanique des hublots avec support du module piézoélectrique installé

FIGURE IV.8 – Photos des deux versions de l'enceinte à vide réalisées. Les électrodes visibles sont entourées en rouges et la lame flexible de la cavité optique en bleu. On peut voir les raccords *CF16* verticaux en haut et en bas des deux images.

- à 100 °C pendant 1 h puis 120 °C pendant 2 h.

Les pièces à assembler étant relativement massives, et usinées dans des matériaux hétérogènes, on veillera à ne pas imposer de variations de température brutales, en suivant une rampe pour que les pièces aient le temps de se thermaliser entre les paliers de température ainsi qu'au retour à température ambiante. On réduit ainsi les dilatations différentielles de l'assemblage hétérogène, qui induisent des tensions mécaniques susceptibles de fragiliser les collages en place. Avec ces rampes de température, ce sont 5 h à 7 h qui sont nécessaires à chaque collage. Pendant ce temps passé à l'étuve hors de la cloche sous vide primaire, l'oxydation thermique du cuivre est accélérée, ce qu'on constate visuellement car le métal se ternit. Les protocoles de collage ci-dessus sont respectivement ceux utilisés pour la première et la seconde version de l'enceinte UHV. Dans le second cas on a pris la précaution supplémentaire de réduire la température d'étuvage, pour limiter les tensions mécaniques.

Chaque accès vers l'extérieur de l'environnement ultravide comprend un lamage, sur lequel repose la pièce refermant l'accès. Cela permet d'avoir une moindre quantité de colle du côté de l'ultravide.

i. Collage des raccords ultravide *CF16*

L'enceinte ultravide est connectée au reste du système expérimental sous vide, par des raccords *CF16* en titane. C'est en partie sur ces raccords que repose le poids de l'enceinte, en particulier lors des manipulations nécessaires à son assemblage à l'atelier du service MUTA. Le collage doit donc être non seulement étanche mais aussi solide de manière supporter les contraintes mécaniques qui lui seront appliqués, notamment lors des serrages. Pour cette raison, la colle est ainsi d'abord appliquée sur l'enceinte à l'endroit de l'interface entre les deux pièces avant de les mettre en contact, avant d'ajouter de la colle dans la gorge ainsi formée. Bien que cette colle soit relativement visqueuse, on a veillé à coller ces deux raccords l'un après l'autre, afin que la colle reste dans le fond de la gorge et soit répartie de manière homogène tout autour du raccord.

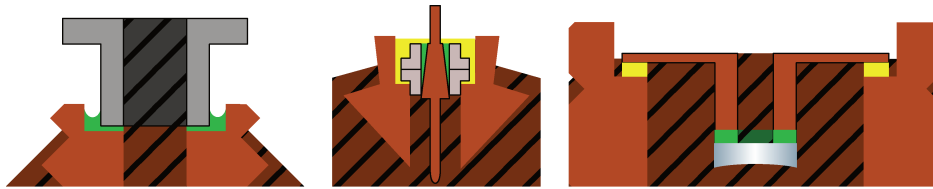


FIGURE IV.9 – De gauche à droite : schémas en coupe des collages d’un raccord *CF16*, d’une électrode, et d’un miroir. Les pièces en cuivre (enceinte ultravide, électrode et lame flexible) sont représentées en orange, le tube *CF16* en gris et les alumines blanc. Les parties foncées et rayées correspondent aux endroits évidés. Les interfaces entre les pièces en verte/jaune correspondent à la colle mis en place lors de la première/seconde étape de collage. Les lamages, mais également la forme biseautée de l’électrode permettent d’avoir une quantité minimale de colle en contact avec l’ultravide.

ii. Collage des électrodes au travers de l’enceinte ultravide

Comme nous l’avons vu dans la section précédente, l’insertion des électrodes dans l’enceinte comprend des céramiques isolantes dont le rôle est de supprimer le contact ohmique entre les deux pièces de cuivre. Là encore, l’alumine repose sur un lamage de manière à ce qu’un minimum de colle soit présente du côté intérieur de l’enceinte ultravide. De la même manière, la partie de l’électrode emmanchée dans l’alumine est biseautée, et passée par ce qui sera l’intérieur de la chambre, de sorte de réduire la surface de colle côté ultravide. Afin d’ajouter à la stabilité mécanique et l’isolement électrique de l’assemblage, ce sont deux pièces en alumine qui sont collées tête-bêche sur l’alumine. Pour ce faire, le montage est donc réalisé en deux parties : d’abord l’insertion et le collage des électrodes dans les alumines, puis des ensembles ainsi formé sur l’enceinte ultravide.

iii. Assemblage de la cavité optique

Le collage de la cavité optique est le plus délicat, puisque la position des miroirs détermine les qualités optiques de la cavité, et la position des lames flexibles ses qualités mécaniques. L’assemblage est réalisé en deux parties : d’abord le collage des miroirs sur les lames flexibles, puis le collage des ensembles lames flexibles + miroirs sur la chambre.

Collages des miroirs sur les lames Les dimensions des pièces, 0.25'' de diamètre pour le miroir, requièrent d’être particulièrement minutieux pour réaliser ce premier collage. L’interface entre l’ultravide et l’environnement repose en effet sur ces interfaces de 0.5 mm d’épaisseur, et il est nécessaire de veiller à ne pas mettre de colle hors de cette interface, au risque de réduire les accès optiques de la cavité. Pour ce faire la colle est dans un premier temps étalée au sommet de l’entretoise, avant d’y poser le miroir. Trois pièces ont été conçues et imprimées en 3D pour maintenir les pièces et positionner les pièces à coller. Deux pour caler l’entretoise dans un étau sont placées sur une platine de translation selon les deux axes horizontaux, et une dernière pour pincer le miroir est placée dans le mandrin d’une perceuse à colonne permettant la translation verticale et la rotation du miroir, comme le montre les photos IV.10. Ce protocole permet de positionner finement les deux pièces en regard avant de les mettre en contact, et également de les faire pivoter l’une par rapport à l’autre de manière à étaler la colle pour obtenir un collage le plus homogène possible. Les assemblages sont alors placés à l’étuve pour activer la colle.

Collages des lames sur la chambre Le collage des ensembles lame + miroir sur la chambre est réalisé dans un second temps, en insérant le miroir dans l’accès optique et en posant la lame sur le lamage prévu pour l’accueillir, avant de placer le tout à l’étuve. On peut voir la lame dans le lamage sur la photo IV.8. Avant le collage du second miroir, son alignement avec le premier miroir a été vérifié. En effet, si la cavité ainsi conçue gagne en stabilité et en compacité, on perd la possibilité d’orienter les miroirs par rapport au précédent montage avec les soufflets. Il est donc nécessaire de s’assurer que le positionnement du second miroir est suffisamment contraignant pour former une cavité dont l’axe passe par l’ouverture des miroirs.

Pour ce faire, plusieurs montages à blanc ont été réalisés. Le second miroir a pour cela été déposé sur le lamage, de manière à fermer la cavité optique, puis un laser à 813 nm a été injecté dans la cavité. En l’absence du module

piézoélectrique sur la lame déjà collée, c'est la fréquence du laser qui a été modulée de manière à vérifier la condition de résonance avec la cavité. L'observation du mode transverse transmis par la cavité par une caméra a permis de vérifier la compatibilité avec le mode TEM_{00} attendu. L'observation de l'intensité transmise en fonction de la longueur d'onde a quant à elle permis de vérifier le caractère mono-mode de la cavité optique. Des observations identiques sur plusieurs essais successifs ont permis de garantir que l'assemblage produisait une cavité optique satisfaisante.

IV.3.2 Assemblage étanche des accès optiques

L'enceinte dispose de 14 accès optiques via des hublots. Ce sont donc autant de pièces à monter de manière étanche sur la chambre expérimentale. Nous présentons ici deux solutions mises en œuvre pour l'assemblage de ces hublots. Une première avec le collage des hublots, qui s'est révélée infructueuse avec la présence de fuites, et une seconde avec un montage incluant des joints indium, aujourd'hui en cours d'installation au laboratoire dans le cadre du développement d'une nouvelle horloge.

i. Montage des hublots collés

Comme nous l'avons discuté en introduction des assemblages collés, les passages successifs à l'étuvage requis par les collages sont des sources de contraintes pour la chambre du fait de la dilatation différentielle des différents matériaux en présence. Afin de diminuer ces contraintes thermiques imposées par chaque nouveau collage sur les anciens, les hublots ont été collés par paire, en collant les deux hublots qui se font face simultanément, ainsi que schématisé sur la figure IV.11. On réduit ainsi le nombre d'étuvages dédiés aux collages des accès optiques à 7.

Les pièces collées reposent par ailleurs sur des lamages qui limitent la quantité de colle à l'intérieur de la chambre. Bien que le collage des hublots soit compatible avec les objectifs de compacité du système, il augmente beaucoup la quantité de colle. En effet, en faisant l'hypothèse d'une épaisseur de colle identique pour chaque collage, et en prenant les diamètres intérieurs \emptyset_i des interfaces entre les pièces i et la chambre, la surface de colle exposée à l'ultravide est proportionnelle à la somme des périmètres des accès. Soit pour les accès optiques :

$$l_{hublots} \simeq \pi \left[8 \cdot \emptyset_{hublot}^{petit} + 6 \cdot \emptyset_{hublot}^{grand} \right]$$

et pour les autres accès :

$$l_{autres} \simeq \pi \left[3 \cdot (\emptyset_{electrode} + \emptyset_{alumine}) + 2 \cdot \emptyset_{CF16} + 2 \cdot (\emptyset_{miroir} + \emptyset_{lame}) \right]$$

La contribution des hublots à la quantité de colle à l'intérieur de l'ultravide est ainsi de :

$$\frac{l_{hublots}}{l_{hublots} + l_{autres}} \simeq 80\%.$$

Les interfaces entre les hublots et la chambre sont donc la plus grande source d'interface entre l'ultravide et l'environnement extérieur, avec pour conséquence d'exposer au minimum 4 fois plus de colle à l'intérieur de la chambre. Contrairement aux hublots, les autres collages sont fait par l'extérieur. Cette évaluation est donc probablement sous-estimée, et il est d'autant plus avantageux de mettre en place une autre méthode d'assemblage pour restreindre la quantité de colle.

D'autre part, le retrait de la colle est réalisé par un étuvage à 405 °C, il s'agit donc d'une opération destructrice pour l'intégralité des pièces assemblées sur la chambre puisqu'il ne permet pas d'adresser un seul des assemblages. Le niveau d'étanchéité des collages n'est mesuré qu'au moment de la mise sur le groupe de pompage. Nous verrons par la suite comment la caractérisation du vide a permis de mettre en évidence des fuites dans ces collages. Étant donnée l'impossibilité de décoller pour les reprendre, nous avons tenté de les boucher en ajoutant de la colle supplémentaire, soit de l'*Epo-tek@H77*, soit de la *Vacseal@*, sans succès. Ces fuites et le dégazage de la colle ont conduit à s'orienter vers une seconde conception avec des joints indium.



FIGURE IV.10 – Collage d’un des deux miroirs de la cavité optique sur sa lame flexible. Les deux pièces noires et la pièce en rose sont les pièces conçues et imprimées en 3D pour réaliser cet assemblage. Sur la photo de gauche, on peut voir le miroir dans la pince rose et suspendu au-dessus de l’entretoise, elle-même calée entre les deux pièces noires et pincée dans un étau. En haut à droite, une vue rapprochée des deux pièces en regard avant leur mise en contact. Leur maintien stable permet l’ajustement précis de leur position relative. À droite l’assemblage final vu du dessus. On peut voir la distribution de la colle sur le miroir par transparence, dont l’étalage est homogène et réduit à l’interface entre les deux pièces. La taille de l’accès optique n’est ainsi pas réduite par un excès de colle.

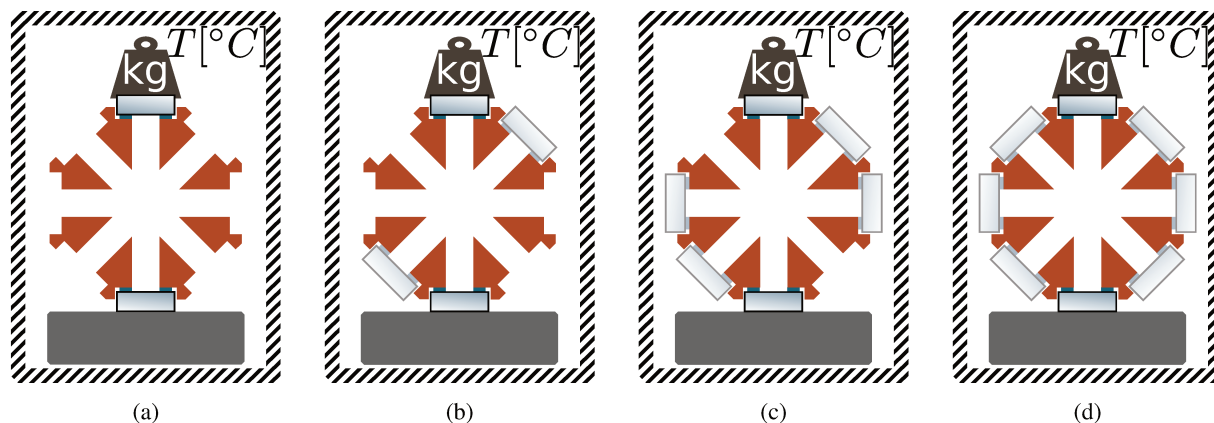


FIGURE IV.11 – Collages successifs des paires de hublots, à raison d’une paire par jour environ pour les 7 paires que la chambre comprend au total. Un filet de colle est placé à l’interface entre hublot et le lamage qui l’accueille, et un poids est placé sur l’ensemble avant d’être mis à l’étuve.

ii. Montage des hublots par un ensemble joint indium + contre-bride en titane

Une seconde version de l’enceinte à vide a été conçue pour pallier les problèmes d’étanchéité attribués à la colle dans la première version, à la faveur d’assemblage mécanique, tout en conservant la compacité du premier modèle. Les montures des collimateurs fibrés et les supports des modules piézoélectriques sont en effet fixés directement sur l’enceinte ultravide, de telle sorte que l’espace autour de l’enceinte est déjà largement encombré et contraignant pour la mise en place de l’assemblage mécanique des hublots. Le second modèle conçu par le service MUTA parvient à offrir une solution compacte pour assembler les hublots avec des joints indium pressés par des contre-bridés en titane sous les collimateurs fibrés.

Ce type d’assemblage présente l’avantage d’être réalisé à température ambiante, limitant ainsi les contraintes thermiques répétées subies lors des collages. Le temps de réalisation est également grandement réduit puisqu’il est possible de réaliser plusieurs joints successivement contrairement aux 7 h d’étuvage nécessaire pour une seule paire de hublot. Enfin, il est possible de reprendre individuellement un éventuel assemblage défectueux d’un joint indium choisi, en dévissant la contre-bride pour arracher le hublot.

Les joints sont réalisés à partir d’un fil d’indium de 0.75 mm^2 de section pour les petits hublots, et 0.5 mm^2 pour les grands en raison de la taille de leur portée de joint. Ce fil a la propriété de s’autoamalgamer, ce qui permet de préformer le joint sur un calibre circulaire et de le fermer par un nœud plat qui s’amalgame lorsqu’il est pressé. L’assemblage est réalisé immédiatement en posant sur la portée de joint de l’enceinte à vide le joint indium, le hublot, la contre-bride. L’accès ainsi fermé est scellé hermétiquement en vissant et en serrant la contre-bride. Un second serrage des contre-bridés, réalisé à 100°C est effectué par la suite et permet de compresser davantage le joint et ainsi améliorer l’étanchéité.

IV.3.3 Mise sous vide et caractérisation du gaz résiduel

Les deux versions de l’enceinte UHV décrites précédemment ont été assemblées. Dans les deux cas, l’enceinte a été installée sur un groupe de pompage avant d’être installée sur l’horloge afin de pouvoir caractériser le vide à l’intérieur de l’enceinte. L’intérêt est de restreindre le système pour pouvoir attribuer les observations à la contribution de la chambre, et de corriger l’assemblage lorsque cela est possible.

i. Système de vide

Le système sous vide provisoire comprend plusieurs appareils pour le pompage de l’enceinte, ou pour la caractérisation du gaz résiduel, la détection de fuites.

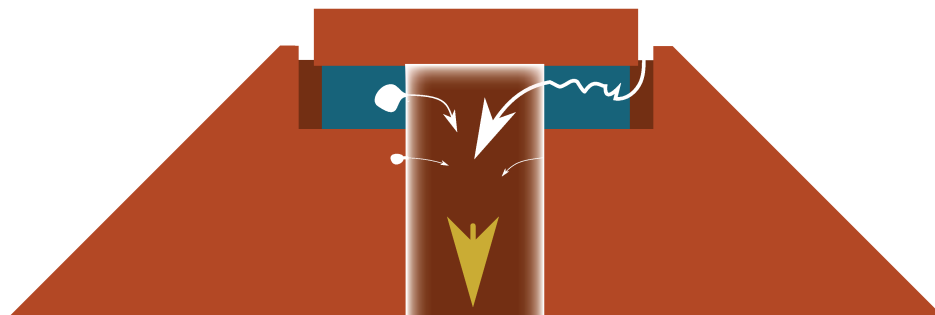


FIGURE IV.12 – Vu en coupe d’une partie de l’enceinte : en orange clair/foncé les parties pleines/évidées du cuivre, en bleu la colle. En haut à droite, la colle présente une fissure qui permet à l’air extérieur de s’introduire dans la chambre. À gauche, des cavités dans la colle et dans le cuivre sont deux exemples de fuites virtuelles. Enfin, toutes la surface interne constitue une source diffuse de gaz. La pression d’équilibre est celle pour laquelle le groupe de pompage compense ces sources.

- une pompe primaire
- une pompe turbomoléculaire
- une pompe ionique
- un analyseur de gaz résiduel : Residual Gas Analyzer (RGA) ou Vacuum Quality Monitor (VQM)

La présence de vannes permet par ailleurs d’isoler certaines parties du système. Le montage des appareils a pu différer selon les opérations en cours et la disponibilité du matériel, on justifiera par la suite des observations et des mesures effectuées.

ii. Pression à l’intérieur de la chambre

Les systèmes de pompage extraient en permanence le gaz de la chambre, dont la pression diminue jusqu’à ce qu’un équilibre soit atteint avec les sources de gaz représentées sur la figure IV.12 qui comprennent notamment :

- les fuites vers l’atmosphère du laboratoire, défaut d’étanchéité dont les tailles déterminent le flux d’atomes pénétrant dans la chambre ;
- la désorption des gaz de la surface intérieure de l’enceinte, dont le flux est lié à la quantité de gaz adsorbée et la vitesse du dégazage ;
- les fuites virtuelles, induites par la présence de bulles d’air piégées dans la structure de l’enceinte (dans la colle par exemple), et de laquelle s’échappe lentement du gaz.

La caractérisation de l’ultravide vise à déterminer les limitations éventuelles de ces contributions à la dégradation de l’enceinte à vide, notamment son étanchéité et la composition des gaz résiduels comme nous le verrons par la suite. Cette préparation a également vocation à traiter les deux premières sources de gaz résiduels, en bouchant les fuites vers l’extérieur, ou en accélérant la désorption. Il est en revanche difficile d’agir sur les fuites virtuelles.

iii. Étuvage de l’enceinte à vide

L’exposition de la surface intérieure de l’enceinte ultravide à l’atmosphère de l’atelier lors de l’usinage et de l’assemblage conduit à l’adsorption de molécule de gaz à la surface du métal, dont on limite la quantité en réalisant l’assemblage rapidement et en conservant l’enceinte sous cloche. Une fois étanche, l’enceinte branchée sur le groupe de pompage et mise sous vide, la dynamique des interactions entre la paroi de cuivre et le gaz s’inverse, et conduit à la désorption progressive de ces molécules. Outre les fuites, la surface de l’enceinte elle-même constitue donc également une source potentielle de gaz résiduel, et contribue à limiter la pression.

Le dégazage du métal est accéléré par la mise sous étuvage de l’enceinte pendant son pompage. Contrairement à l’étuvage de la pièce principale en cuivre qui a été réalisé avant l’assemblage à 240 °C, cet étuvage doit être réalisé à

plus basse température, afin de limiter les contraintes de dilatation différentielle des différents matériaux en place, la dégradation de la colle ou rester loin de la température de fusion de l'indium $T_{fusion} = 156\text{ °C}$. On veillera donc à faire cet étuvage sans dépasser une température de 100 °C à 110 °C , à laquelle la chambre expérimentale sera portée progressivement.

iv. Détection de fuites

La détection d'une fuite permet idéalement de déterminer sa localisation, ce qui n'est pas toujours évident, en particulier sur un système compact tel que l'enceinte décrite ici, où les fuites potentielles sont proches les unes des autres.

Pour ce faire, on observe la pression relevée par la jauge de la pompe turbomoléculaire. Les corrélations entre des manipulations de l'enceinte ultravide et la pression peut en effet être caractéristique d'une fuite. Une diminution/augmentation de la pression de gaz à l'intérieur de l'enceinte caractérise ainsi la fermeture/l'ouverture d'une fuite, et peut être réalisé en resserrant un joint vissé ou en insérant un liquide qui vient combler temporairement la fuite. On utilise pour cela du méthanol, molécule de faible dimension pouvant s'insérer dans des ouvertures minces, et dont la volatilité lui permet de se faire pomper rapidement. Dans le cas des joints collés, on veille à ce que la colle soit inerte à l'élément auquel on l'expose, afin que la méthode de détection ne conduise pas au contraire à ouvrir des fuites.

Une méthode plus quantitative consiste à utiliser de l'hélium, également de petite taille et naturellement absent de l'atmosphère de l'atelier. L'utilisation d'une bonbonne d'hélium munie d'un pistolet souffleur permet d'adresser chaque miroir, tout en mesurant sa pression partielle d'hélium à l'intérieur la chambre avec un spectromètre de masse. En présence d'une fuite, l'hélium peut pénétrer dans la chambre et est alors détecté. On peut également enfermer la chambre dans un sac rempli d'hélium. On perd alors la possibilité de déterminer le lieu de la fuite, mais on peut mettre en évidence l'étanchéité globale de l'enceinte ultravide.

La pression totale minimale dans la chambre est donné par la somme des flux issus de chaque source de gaz résiduels. Cette pression peut ainsi être dominée par la contribution d'une seule grande fuite, ou du dégazage de l'enceinte, qui empêche l'observation d'une fuite plus petite. À l'inverse, souffler à un endroit précis de la chambre permet de détecter des fuites plus petites.

Fuites dans la colle Sur la première version de l'enceinte, les fuites ont été observées à un niveau de 10^{-8} mbar à 10^{-7} mbar, sur tous les accès optiques du MOT, et plusieurs autres accès optiques. Deux hypothèses ont été faites pour expliquer que ceux du MOT étaient moins étanches. Tout d'abord, ces trois paires de hublots sont les premières à avoir été collées, et ont donc subi de plus nombreux passages à l'étuve, donc plus de tension thermique. D'autre part, ces fenêtres sont de plus grandes dimensions, 30 mm contre 20 mm pour les autres, et sont donc plus sensibles aux dilatations différentielles.

Suite à la détection de ces fuites, nous avons mené plusieurs tentatives pour colmater ces fuites. Par l'introduction de *Vacseal*, colle fluide censée s'insérer dans les fuites étroites, et en ajoutant de la colle *H77* -avec le risque de produire des fuites virtuelles. Différents protocoles ont été mis en place, en remettant la chambre à l'azote, en la laissant sous vide, avec un succès mitigé. La caractérisation du gaz résiduel réalisée en parallèle à conduit à s'orienter vers la réalisation d'une nouvelle chambre, sans coller les hublots.

Fuites dans les joints indium À l'inverse de l'assemblage des hublots par de la colle qu'il est difficile voire impossible de rectifier une fois la colle prise, l'assemblage avec des joints indium présente l'avantage de pouvoir être modifier. Dans la plupart des cas, le resserrage des contre-bridés a suffi à améliorer l'étanchéité. Lorsque cela n'a pas fonctionné, la remise à l'air de la chambre pour retirer la fenêtre et reprendre l'assemblage a permis d'adresser la fuite.

Contrairement aux relevés de pression totale, la détection de la pression partielle d'hélium est uniquement dû au défaut d'étanchéité de l'enceinte. Elle permet ainsi d'adresser les vraies fuites, et de les localiser. Bien que certains hublots aient présentés des fuites sur l'assemblage initial, nous sommes parvenus à toutes les adressés, jusqu'à ne plus détecter aucune fuite au pistolet à hélium. Des fuites résiduelles sont cependant présentes, et sont mises en évidence en plaçant l'ensemble de l'enceinte dans un sac rempli d'hélium.

Ces observations tendent à montrer que la pression dans la chambre est aujourd'hui davantage limitée par le dégazage interne plutôt que par les fuites vers l'extérieur, qui semblent compatibles avec un vide en deçà de 10^{-10} mbar. On discutera de la composition de ces gaz par la suite.

v. Analyse des gaz résiduels

L'analyse du gaz résiduel se fait par la spectroscopie de masse, qui peut induire une décomposition des molécules. La lecture de ces analyses s'appuie ainsi sur des abaques qui permettent d'associer des groupes de pics dont la distribution en masse et en intensité est caractéristique de la décomposition d'une molécule source. Par exemple, la présence de diazote est à l'origine d'un pic à 28 et un autre à 14.

Tout comme la détection de fuite, la composition de gaz résiduels dans la chambre a également aidé à mettre en évidence les fuites. En effet, toutes les molécules de gaz ne sont pas toutes identiquement pompées. La présence de diazote, qui est en principe efficacement évacué par les pompes est ainsi caractéristique d'une ouverture vers l'environnement extérieur où il est majoritaire.

Plusieurs analyses de gaz résiduels ont été réalisées pour la caractérisation du vide des deux chambres réalisées. Les molécules qu'on s'attend à observer sont les molécules présentes dans l'air ambiant ou dans les produits chimiques utilisés lors de l'assemblage. Il s'agit donc majoritairement de molécules relativement légères, telles que de l'eau, du dioxygène, du diazote, et dans de moindre proportion de l'acide chlorhydrique, de l'éthanol, de l'acétone.

Pendant, on a pu observer la présence de gaz de masse importante, au-delà de 50 masses atomiques, qu'on attribue aux fragments de molécules de colle. Sur la première version de l'enceinte à vide où les hublots étaient collés, ces molécules étaient présentes en grande quantité, aussi bien avant qu'après l'étuvage. L'importance de la surface de colle exposé à l'ultravide constitue un réservoir important pour le dégazage de la colle, et nous n'avons pas pu observer de réduction significative. Contrairement aux molécules d'eau et à l'oxyde qui sont pompés progressivement, et dont la désorption peut être améliorée par l'étuvage, la pollution du gaz résiduel par le dégazage de la colle semble ainsi inhérent au collage des hublots.

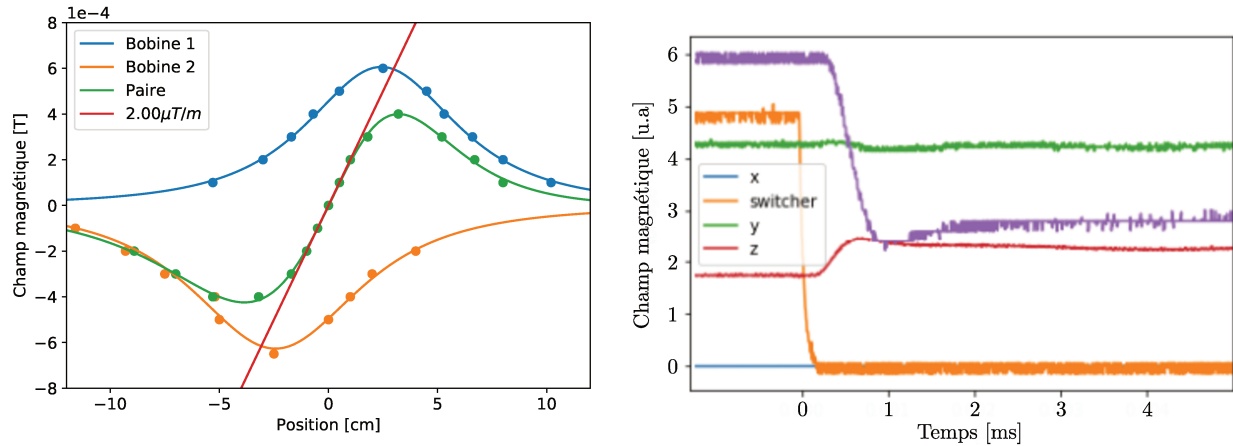
Ce sont donc ces observations qui ont conduit à la réalisation de la seconde version avec les joints indium présentée précédemment. Sur cette seconde version, l'analyse du gaz a également mis en évidence les fuites, avec la présence de diazote en excès. Suite à l'amélioration de son étanchéité, le gaz présent dans cette seconde enceinte est finalement majoritairement de l'eau et de l'oxyde. Si ce dégazage contribue à dégrader la pression finale dans l'enceinte au moment de la mesure, on observe qu'il est accéléré par l'étuvage, et qu'il offre ainsi la possibilité d'améliorer la pression dans la chambre en réalisant un étuvage long de plusieurs semaines.

L'installation de l'enceinte sur l'horloge nécessite sa remise à l'air, nous avons fait le choix de reporter cet étuvage après son installation au laboratoire. D'autre part, les différents gaz ne sont pas pompés avec la même efficacité par les pompes turbomoléculaire, ionique, et getter. On peut ainsi s'attendre à ce que la moindre efficacité de la pompe à un type de molécule soit compensée par l'une des autres pompes qui lui seront associées sur le système final.

vi. Conclusion sur le vide final

Seule la seconde enceinte a été conservée, et est actuellement en cours d'installation au laboratoire pour assembler une nouvelle horloge. Le vide final est donné dans le haut 10^{-9} mbar par la jauge de la pompe turbomoléculaire, et à quelque $10\mu\text{A}$ soit environ 10^{-8} mbar par la pompe ionique. Comme indiqué précédemment, il est attendu qu'un étuvage final, sur une période prolongée permette d'accélérer le dégazage et de réduire de manière importante la quantité de molécules adsorbées à l'intérieur de la chambre. D'autre part, le système sous vide final présentera plusieurs pompes ionique et un getter, dont on peut espérer que la combinaison permette de maintenir le vide en deçà de la pression aujourd'hui mesurée.

L'objet de cette nouvelle enceinte ultravide est de permettre la réalisation de l'interrogation de la transition d'horloge avec une inexactitude sub- 10^{-18} . La qualité du vide se mesurera au final par le temps de vie des atomes dans le réseau optique, et par l'absence de déplacement de fréquence induit par la collision avec le gaz résiduel. Le temps de vie sur les horloges SrB et $Sr2$ a été mesuré de manière optimale à 2 s et 10 s. Sur SrB , ce temps de vie semble limité par la colle comme on a pu observer sur la première version de l'enceinte. La moindre quantité de colle utilisé grâce à la fixation des hublots par des joints indium permet donc d'espérer un temps de vie plus important que 2 s.



(a) Champ magnétique produit par l'une et l'autre des bobines ainsi que par la paire. En présence d'un courant de 0.5 A, le gradient de champ magnétique est de $2 \mu\text{T m}^{-1}$.

(b) Réponse dynamique du champ magnétique lors de l'extinction de l'alimentation des bobines. Pour les trois composantes, la durée du régime transitoire est de l'ordre de 1 ms.

FIGURE IV.13 – Caractérisation spatiale et temporelle de la paire de bobines anti-Helmholtz

Après plusieurs semaines d'étuvage, on mesure un courant de 10^2 nA sur la pompe ionique, ce qui équivaut à quelques 10^{-10} mbar d'après sa courbe de calibration.

IV.4 Bobinage et caractérisation des bobines du piège magnéto-optique

Les bobines du MOT se composent d'environ 120 spires de fil de cuivre de 1.25 mm de diamètre, pincées entre l'isolant en PEEK et le diffuseur en cuivre, et liées par de la résine époxy. Les deux bobinages sont réalisés de manière à respecter la symétrie de rotation d'une paire de bobines anti-Helmholtz. On vérifie par ailleurs la résistance des deux fils bobinés : 3.5Ω et 3.8Ω .

Les bobines ont ensuite fait l'objet d'une caractérisation, de manière à mesurer le gradient de champ magnétique produit par la paire d'une part, et leur temps de réponse d'autre part. En effet, bien que des temps morts soient mis en place lors de la séquence d'horloge pour éviter les régimes transitoires, il est important que ceux-ci soient les plus courts possibles, ce qui implique une réponse rapide du système expérimental. Pour cela, les bobines ont été installées face à face à une distance de 4.5 cm, et le champ magnétique a été relevé le long de l'axe central dans trois configurations avec l'une, l'autre ou les deux bobines alimentées. Les distributions de champ selon l'axe sont ainsi reportées sur la figure IV.13a. La linéarisation du champ au milieu des bobines alimentées est également présentée sur la figure IV.13a et permet d'évaluer le gradient de champ magnétique à $2 \mu\text{T m}^{-1}$ au centre du piège pour un courant de 0.5 A, soit $40 \mu\text{T m}^{-1}$ pour 10 A.

La caractérisation dynamique des bobines assemblées sur la chambre a également été réalisée, en mesurant la réponse du champ magnétique à un échelon de courant. La consigne de courant ainsi que les amplitudes de champ selon les trois dimensions d'espaces sont reportées sur la figure IV.13b. Pour cela, les bobines ont été installées temporairement sur la première version de la chambre en cuivre, afin de vérifier l'absence d'induction magnétique dans la chambre par les bobines. On vérifie pour cela le déchargement des bobines sur une échelle de temps de 0.5 ms à 1 ms. Lors des opérations d'horloges, on veillera ainsi à mettre un temps mort plus important après le MOT pour s'assurer du déchargement des bobines, et poursuivre la préparation atomique en l'absence du gradient de champ magnétique induit par ces bobines.

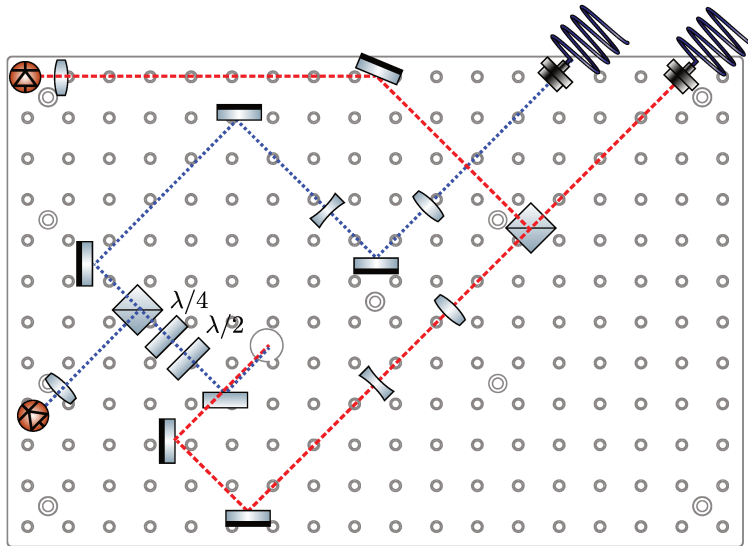


FIGURE IV.14 – Distribution des lasers de réseau et de détection non destructive sur la table optique fixée au sommet de l’enceinte de vide primaire. Le laser de réseau est transporté jusqu’à la table à l’intérieur de la fibre LMA dans laquelle les drains et repompeurs sont également injectés.

IV.5 Couplage des faisceaux à 813 nm et 461 nm dans la cavité et caractérisation

IV.5.1 Breadboard

L’injection des faisceaux du réseau et de la détection non-destructive dans la cavité doublement résonnante est réalisée en espace libre, sur une table optique dédiée et fixée sur le bâti du vide primaire, au-dessus de la cavité. Le système optique doit permettre de mettre en forme le mode transverse des faisceaux, les superposer, et les aligner avec la cavité. Il comprend également les photo-diodes dédiées à la production des signaux d’erreur pour l’asservissement de la cavité sur le laser du réseau à 813 nm, et du laser de détection à 461 nm sur la cavité. La distribution des faisceaux est représentée sur le schéma IV.14.

Initialement conçue pour être installée sur l’horloge *Sr2*, la source laser utilisée pour asservir la cavité provient de la fibre à LMA déjà installée sur cette horloge, de manière à optimiser le système optique avec la source laser définitive. Cette source comprend ainsi les bandes latérales de la modulation à 163 MHz utilisées pour l’asservissement sur la cavité selon la technique de Pound–Drever–Hall (PDH).

IV.5.2 Comportement dynamique de la cavité optique

L’ensemble miroir + lame flexible + module piézoélectrique constitue un système masse-ressort, dont la stabilité est assurée de manière passive par la rigidité de l’ensemble, et de manière active par module piézoélectrique. L’asservissement de la position des miroirs permet de réaliser la condition de résonance entre la cavité optique et le laser à $\lambda_{RO}^0 = 813 \text{ nm}$ et ainsi de produire le réseau optique amplifié par la cavité. L’instabilité mécanique des miroirs se traduit alors par des fluctuations de la puissance optique à l’intérieur de la cavité, et donc des fluctuations de la profondeur du réseau optique.

La boucle de rétroaction est en effet limitée par la réponse mécanique du support du miroir, qui ne permet pas de filtrer le bruit au-delà de quelques kHz. Outre le facteur d’amplification de la cavité, la profondeur du piège est également contrôlée dynamiquement par l’asservissement en puissance du laser incident la cavité. Cette fonction est réalisée en rétroagissant sur l’amplitude du signal de modulation d’un AOM et permet de filtrer le bruit jusqu’à presque 1 MHz. Le filtrage du bruit haute fréquence se fait ainsi au détriment de la puissance maximale du réseau optique. Le

bruit d'amplitude n'étant pas filtré au-delà, c'est la stabilité mécanique de la cavité qui détermine le plancher de bruit.

Deux études ont ainsi été réalisées pour déterminer la stabilité de la cavité optique assemblée sur l'enceinte ultravide. Une première permettant de caractériser la réponse dynamique et la fréquence de coupure des lames flexibles, et une seconde pour déterminer le bruit d'intensité du laser dans la cavité, et donc de la profondeur du piège.

i. Réponse dynamique des miroirs de la cavité

Cette étude a été menée de manière à mesurer la bande passante de l'asservissement de la cavité sur le laser du réseau. Celle-ci est limitée par les fréquences de résonance de l'ensemble module piézoélectrique + lame flexible selon les modes de déformation correspondant aux figures IV.6.

Pour ce faire, la position du miroir est modulée via la tension aux bornes du module piézoélectrique. L'amplitude du déplacement est mesurée au nombre d'Intervalle Spectrale Libre (ISL) balayé à chaque période de modulation en fonction de la fréquence de modulation. À la fréquence de résonance de l'oscillateur mécanique, celui-ci suroscille. On veillera donc à balayer la fréquence jusqu'à voir le début de la fréquence de coupure et à éviter ce régime de suroscillation dans lequel l'ensemble est soumis à d'importantes contraintes mécaniques susceptibles de fragiliser le collage.

ii. Stabilité mécanique de la cavité

Une fois la longueur de la cavité asservie selon la technique PDH, on observe l'intensité lumineuse réfléchie ou transmise par la cavité et dont les fluctuations sont corrélées aux fluctuations de la profondeur du piège. On calcule alors la densité spectrale de puissance du signal dans différentes configurations :

- en boucle fermée ;
- en boucle fermée avec suroscillation ;
- en boucle fermée et verrouillée en puissance.

La plus grande rigidité des lames flexibles par rapport au système avec les soufflets utilisés sur les précédentes conceptions d'enceinte expérimentale permet de réduire le bruit de la cavité optique. Même sans l'asservissement de la puissance d'entrée, on obtient une densité spectrale de puissance équivalente à celle observée sur l'ancien système. La puissance totale disponible est alors accrue, puisque le moindre bruit haute fréquence ne requiert plus de couper autant l'intensité du laser, où le verrouillage de puissance induisait une perte de 20 % à 25 % de la puissance initiale afin d'atténuer correctement ce bruit.

La densité spectrale de puissance de puissance détectée en transmission de la cavité est ainsi reportée sur la figure IV.15a.

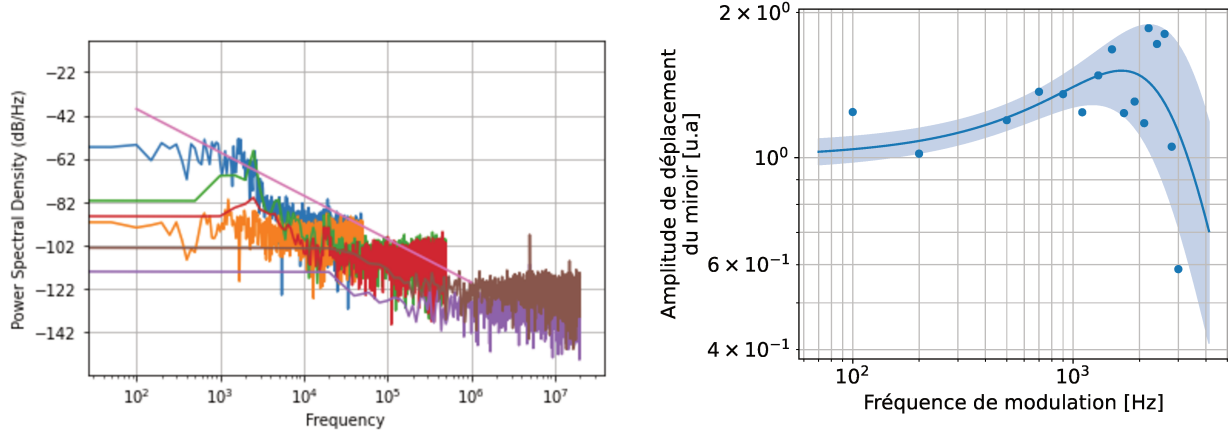
IV.5.3 Qualités optiques de la cavité doublement résonnante

La réalisation du piège optique repose sur la cavité optique à l'intérieur de l'ultravide. Celle de la nouvelle enceinte est doublement résonnante avec les lasers à 813 nm et 461 nm, et est ainsi compatible avec la mise en place d'un système de détection non destructive en cavité. Dans le cas du réseau, l'efficacité de couplage entre le laser et la cavité peut en effet limiter la profondeur du réseau. Dans le cas de la détection non-destructive, le rapport signal sur bruit dépend du couplage entre le laser et la cavité.

Ces deux lasers sont transportés par fibre optique jusqu'à la cavité. La mesure de leur résonance avec la cavité est faite en détectant le déphasage entre les lasers incident et rétro-réfléchi, et requiert donc la mise en place d'un système optique plus important que pour les autres faisceaux discutés jusqu'alors. Le système optique est ainsi positionné sur une table optique fixée directement sur l'enceinte primaire au-dessus de la cavité afin d'assurer la stabilité des lasers.

i. Injection du laser à 813 nm

L'optimisation du système optique permet d'obtenir un couplage de 95 % du laser à 813 nm résonnant avec la cavité. Outre la stabilité mécanique de la cavité discuté dans la section précédente, le couplage contribue également à limiter la profondeur de piège accessible pour une puissance initiale de laser disponible.



(a) Densité spectrale de puissance du bruit d'intensité normalisé en transmission de la cavité du réseau optique. La pente rose représente le bruit au-delà duquel le temps de vie est limité à 1 s par le chauffage paramétrique du réseau.

(b) Réponse dynamique du miroir en fonction la fréquence de modulation. On observe une fréquence de coupure autour de 3 kHz, soit un peu moins que celle obtenu par la simulation présentée précédemment.

FIGURE IV.15 – Comportement mécanique de la cavité

ii. Injection du laser à 461 nm

L'injection du laser à 461 nm s'est avéré moins fructueuse et nous sommes parvenu au couplage maximal de 36 %, bien que les mêmes revêtements de miroir soient utilisés sur *SrB* où le couplage atteint plutôt 82 % [110]. Le rapport signal sur bruit de la détection évoluant comme la racine carré du couplage, c'est tout de même un facteur 1.5 qui est perdu. Une hypothèse envisagée est que les contraintes thermiques subit par la chambre au court de son assemblage a dégradé les revêtements des miroirs.

iii. Conclusion sur la cavité

Nous sommes parvenus à injecter les deux lasers individuellement dans la cavité. Le système d'asservissement de la cavité sur le laser du réseau est d'ores et déjà opérationnel et a pu être testé comme nous avons discuté dans la partie sur la stabilité mécanique de la cavité. Le signal de phase du laser de détection a également été observé, et il reste à mettre en place tout l'électronique nécessaire pour asservir le laser sur la cavité et ainsi obtenir la résonance simultanée des deux faisceaux en cavité nécessaire pour la mise en place d'un schéma de détection non-destructive.

IV.5.4 Assemblage des collimateurs

Les collimateurs se composent d'une monture de cuivre à l'intérieur de laquelle est fixé un système optique composé de 4 lentilles et dédiées à la mise en forme et à la collimation du faisceau. L'entrée du système consiste en un connecteur de fibre type *FC/APC* collé sur un barillet en laiton à l'intérieur duquel est collé le collimateur, et sa sortie dispose une lame $\lambda/4$ montée dans une bague également en laiton et vissée sur le support de collimateur. Cette pièce mobile permet d'orienter la lame d'onde pour optimiser la conversion de la polarisation linéaire du faisceau émergent de la fibre en polarisation circulaire. Directement fixés sur l'enceinte ultravide, ces collimateurs permettent de réduire les alignements optiques à l'injection d'une unique fibre grâce à l'utilisation d'un coupleur 1 → 3. Ils constituent des boucliers thermiques sur les accès optiques du fait de leur conception en cuivre, et contribuent ainsi à améliorer l'exactitude de l'évaluation du rayonnement sur les atomes. Les accès d'en face sont quant à eux fermés par les systèmes de rétro-réflexion, toujours en cuivre.

L'assemblage des optiques a été réalisé sous hotte aspirante. Les positions optiques sont prédéterminées par l'usage de la pièce en cuivre, et consiste simplement à poser les lentilles sur les lamages du collimateur prévus pour les

accueillir, avant de les sceller avec des bagues de maintien. Deux d'entre elles reposent sur un même lamage et sont séparées par une entretoise. Le collimateur ainsi assemblé est mis en présence du connecteur fibré auquel est connectée la fibre qui sera installée sur le système finale.

Le collage du connecteur est ainsi réalisé sur banc optique pour optimiser la collimation et l'alignement du faisceau sortant de la fibre dans le collimateur. Le connecteur est pour cela maintenu sur un support comprenant trois axes de translation et deux de rotation dans la position optimale, puis collé avec une colle polymère activée par l'insolation de lumière UV. Une fois ce collage réalisé, une seconde colle bi-composant est ajoutée pour accroître la robustesse de l'assemblage. Les collages sont ainsi réalisés après avoir appairé chacun des collimateurs à une des fibres de sortie du séparateur 1 → 3, pour s'adapter aux éventuelles différences entre les faisceaux émergeant de chaque sortie.

IV.5.5 Installation du système fibré sur l'enceinte de Sr2

L'intérêt d'utiliser des collimateurs fibrés a été justifié précédemment en mettant en lumière la dégradation du système précédemment installé sur l'horloge Sr2. Les collimateurs achevés avant la mise en place de la nouvelle enceinte ultravide ont ainsi été installés sur l'enceinte déjà en place et fonctionnelle pour remplacer les optiques en espace libre et résoudre ce problème. La structure de l'enceinte actuelle n'étant pas conçue pour accueillir ces collimateurs, une pièce supplémentaire a été imprimée en 3D et collée à l'enceinte, avant d'y visser les collimateurs fibrés.

L'utilisation d'un séparateur de fibre 1 → 3 contribue également à la robustesse et à l'aisance d'opération du système, pour lequel l'alignement des faisceaux du MOT est désormais découplé de l'alignement de la source à 461 nm. L'injection d'une unique fibre permettant de retrouver l'alignement nominal. Les puissances de sortie des trois fibres de sortie sont en revanche uniquement déterminées par le système et donc non paramétrables. On constate ainsi que la puissance optique est répartie de manière inégale entre les trois sorties : 26 %, 35 % et 39 %. plutôt qu'un tiers dans chaque idéalement. L'efficacité de couplage est en revanche correcte avec 66 % de la puissance d'entrée disponible sur les trois sorties.

Une fois les faisceaux en place et les rétro-réflexions grossièrement alignées, les lames $\lambda/4$ ont été orientées pour obtenir la conversion de polarisation adéquate. Les réalisations des polarisations circulaires sur chaque bras coïncidant avec l'obtention du nuage d'atomes le plus dense et à la forme la plus régulière, leur observation permet de régler les orientations.

IV.5.6 Amélioration du rapport signal sur bruit du signal atomique

Si le peuplement et la géométrie du MOT contribue à améliorer le nombre d'atomes disponibles pour la spectroscopie d'horloge, cette dernière est réalisée par la détection de la fluorescence des atomes du réseau optique soumis à un faisceau sonde. Ce faisceau de détection empruntait jusque-là les optiques en espace libre d'un des faisceaux du MOT. Cette solution n'est plus possible avec les collimateurs fibrés, dont la mise en place a par conséquent nécessité de déplacer le faisceau sonde et la caméra. Le moindre encombrement des collimateurs fibrés a permis de trouver une position de la caméra qui permet de collecter plus de fluorescence sans dégrader le rapport signal sur bruit.

C'est ainsi un ordre de grandeur qui a été gagné sur l'intensité de la fluorescence du MOT capturée par la caméra, dû à un meilleur peuplement du piège et à l'accroissement de l'angle solide capturé par la caméra. Le gain est moins important dans le cas de la fluorescence des atomes du réseau optique, qui est par ailleurs limité par le nombre d'atomes par site. On constate ainsi une augmentation d'un facteur 3 du nombre d'atomes, sans dégradation du rapport signal sur bruit.

i. Profil transverse et polarisation des faisceaux collimatés

Les faisceaux issus de trois collimateurs présentent initialement un profil gaussien, et ont permis d'obtenir un MOT et de retrouver un fonctionnement nominal de l'horloge. Cependant, nous avons observé une dégradation des performances du nouveau système après quelques semaines d'utilisation, avec un nombre d'atome réduit et fluctuant. Bien que le système fibré liant la source laser aux collimateurs soit à maintien de polarisation, on constate que la polarisation en sortie des fibres présentait des fluctuations d'orientation absentes dans le laser injecté, et qui se traduisait par

une dégradation de l'efficacité de conversion vers la polarisation circulaire nécessaire à l'obtention du MOT. L'importance de ces fluctuations étant suffisante pour perdre complètement les atomes et ainsi rendre impossible les opérations d'horloge. L'une des sorties a par la suite également subi une grande perte de puissance. Le mode transverse de sortie était alors loin du faisceau gaussien observé lors de la mise en place du système et l'observation du connecteur au fibroscope a montré que le cœur de la fibre était brûlé. La réparation du connecteur de sortie a nécessité un polissage.

Nous avons pu attribuer cette dégradation prématurée à la présence de colle encore liquide car non exposée aux UV dans le chemin optique, brûlé par le laser à 461 nm. Les collimateurs ont ainsi été nettoyés pour enlever la colle en excès. On note ainsi l'importance de veiller à ce qu'un excès de colle n'échappe pas à l'insolation UV.

ii. Mise en place d'une sonde pour contrôler la polarisation des faisceaux

Étant données les fluctuations de polarisation observées, l'un des miroirs de rétro-réflexion a été remplacé par un miroir semi-réfléchissant, afin d'ajouter un cube séparateur de polarisation et une photo-diode permettant de pouvoir surveiller la polarisation en temps réel. Le polissage et le nettoyage de la colle décrit précédemment a cependant semblé résoudre le problème de fluctuation de polarisation, qui démontre depuis une excellente stabilité.

L'installation des collimateurs fibrés a ainsi pu montrer qu'ils répondent parfaitement aux objectifs de stabilité, de robustesse et d'aisance d'opération. Contrairement au système en espace libre précédemment installé, aucun ajustement de la polarisation d'entrée ou des orientations des lames quart d'onde n'a été effectué sur l'horloge, sans observer de dégradation du nombre d'atome dans le MOT durant une année d'utilisation. Du fait des problèmes de vide sur SrB , cette nouvelle enceinte ne sera finalement pas installée sur $Sr2$. La conception des collimateurs a néanmoins été approuvée et trois nouveaux collimateurs identiques seront assemblés pour la nouvelle horloge.

Chapitre V

Campagnes métrologiques locales et internationales

Les chapitres précédents font état du fonctionnement d'une horloge seule avec une inexactitude de 2×10^{-17} , au travers de la description des opérations dans le chapitre I, des outils expérimentaux développés à cette fin dans les chapitres III et IV, et des mesures de son budget d'inexactitude dans le chapitre II. La caractérisation d'une horloge isolée consiste à mesurer son inexactitude et son instabilité, avec la perspective de les améliorer davantage. À l'inverse, étant données les performances et la disponibilité d'une horloge, la fréquence qu'elle réalise peut être utilisée pour effectuer d'autres mesures. Nous aborderons dans ce chapitre le fonctionnement des horloges strontium incluses au sein d'un réseau d'horloges dans le cadre de comparaisons locales et internationales auxquelles j'ai pu contribuer durant ma thèse.

Ces comparaisons répondent à de multiples objectifs selon les horloges qu'elles impliquent. La confrontation avec d'autres réalisations indépendantes permet de se soustraire aux biais communs dont peuvent souffrir les mesures auto-référencées ou entre instruments très corrélés, ou de supprimer la relativité d'une comparaison entre deux horloges. Des comparaisons tout-optique ont ainsi été menées localement au SYRTE entre les deux horloges strontium *SrB* et *Sr2*, qui corrigent une même cavité ultrastable, et également contre l'horloge mercure *Hg* voisine qui dispose de sa propre cavité. Dans le second cas, la comparaison consiste en une mesure du rapport des fréquences d'horloge des deux espèces. Ces trois horloges fonctionnant de manière séquentielle, elles sont impactées par l'échantillonnage de la cavité ultrastable au travers de l'effet Dick [115, 116]. Nous présentons des comparaisons synchrones permettant de se soustraire à cet effet. La disponibilité des chaînes de fréquence entre les horloges optiques et les horloges micro-ondes à l'Observatoire de Paris permet d'autre part de mener des comparaisons locales entre les réalisations des fréquences d'horloge du ^{87}Sr contre le ^{87}Rb et le ^{133}Cs [20]. Ce dernier cas consiste en fait en une *mesure* de la fréquence de la transition d'horloge du strontium.

Les mesures d'instabilité réalisées par des comparaisons locales entre deux horloges sont relatives, et limitées par la moins performante des deux. Pour déterminer l'instabilité de chacune d'elles, il est donc nécessaire de disposer d'au moins une troisième horloge. Les réalisations locales des fréquences d'horloge du strontium doivent donc également être confrontées à des réalisations indépendantes d'autres laboratoires. J'ai pu contribuer à ces mesures lors de campagnes de comparaisons internationales, qui tirent parti de la disponibilité de liens optiques ultrastables par fibres optiques compensées, à l'échelle locale [117, 118] voire continentale [119], ou en espace libre [120] jusqu'à l'échelle mondiale [121].

Outre les mesures des performances propres à chaque horloge, ces comparaisons locales et internationales présentent de multiples intérêts. Pour la métrologie tout d'abord, en incluant les horloges strontium dans le réseau d'horloges contribuant à l'élaboration du TAI : on présente ici les premières contributions d'une horloge optique au pilotage en temps réel de cette échelle de temps commun. D'autre part le réseau d'horloges peut également être utilisé comme détecteur. On met alors à profit la sensibilité différentielle du réseau d'oscillateurs pour effectuer des tests de physique fondamentale, tels que l'observation d'objets encore non-détectés comme de la matière noire [30, 31, 32, 33], la variation des constantes fondamentales [34, 35, 36], des violations de l'invariance de Lorentz [37].

V.1 Asservissement en fréquence du laser d’horloge sur la transition atomique

L’objectif du système expérimental est de réaliser la spectroscopie optique ultra-haute résolution de la transition d’horloge du strontium, avec quelques 10^{-17} d’incertitude fractionnaire. Pour ce faire, un laser issu d’une source à semi-conducteur est utilisé et d’abord asservi sur un oscillateur local permettant d’affiner sa largeur de raie jusqu’à un niveau sub-Hz, puis sur la référence atomique. C’est la stabilité à court-terme de l’oscillateur local –quelques secondes– qui garantit la cohérence du laser avec les atomes durant l’interrogation et d’un cycle d’horloge à l’autre, de manière à conserver la condition de résonance avec les atomes satisfaite et assurer la stabilité plus long terme.

Nous discuterons ici des outils expérimentaux développés pour produire le laser ultrastable, de sa dynamique et de sa correction par les atomes. C’est cette correction qui constitue le signal d’horloge à proprement parler, qui consiste donc en un écart de fréquence entre le laser ultrastable et les atomes en fonction du temps $\Delta\nu(t)$.

De la même manière, la caractérisation de l’horloge requiert de comparer la fréquence qu’elle réalise avec d’autres réalisations indépendantes : soit en comparant directement les corrections qu’elles appliquent au même laser ultrastable, soit via la comparaison des fréquences de leurs propres oscillateurs locaux, entre lesquels un lien de fréquence est établi.

V.1.1 Production d’un laser ultrastable : asservissement sur un oscillateur local

i. Asservissement sur une cavité ultrastable

Le laser peut être asservi sur une cavité ultrastable au moyen de la technique de PDH, solution aujourd’hui en place sur les horloges strontium du SYRTE. Dans ce cas, c’est la grande stabilité de la longueur L de la cavité qui est transférée vers le laser de fréquence ν à résonance :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \simeq -\frac{\Delta L}{L} \quad (\text{V.1})$$

La cavité utilisée par les horloges strontium faisant l’objet de ce manuscrit présente une finesse de 568 000, et permet de produire un laser dont la stabilité de fréquence court terme est de 8×10^{-16} entre une et quelques dizaines de secondes [122], comme nous verrons par la suite dans l’étude de la stabilité des horloges V.4. Cette cavité date d’une dizaine d’années et ne correspond plus à l’état de l’art des cavités ultrastables qui atteignent aujourd’hui des stabilités du 10^{-17} [41]. Plusieurs voies de développement sont explorées pour produire ce type de laser. Les cavités conçues en silicium tirent par exemple parti de la disponibilité des technologies permettant de réaliser de grandes structures mono-cristallines avec ce matériau [123]. L’espacement entre les miroirs de la cavité est alors fixé par la distance interatomique des atomes silicium, et une dérive fractionnaire linéaire aussi faible que $1 \times 10^{-19} \text{ s}^{-1}$ est attendue [41]. La température d’opération de ces cavités requiert en revanche la mise en place d’un système cryogénique, ajoutant ainsi à la complexité du système expérimental. L’allongement de la longueur des cavités est une autre solution pour améliorer la stabilité des lasers. Bien qu’une plus grande sensibilité à la dérive soit attendue, cette technologie permet de travailler à température ambiante [124]. C’est cette seconde voie qui a été choisie au SYRTE, où une cavité en ULE de 40 cm est en cours de développement et est amenée à stabiliser les lasers des horloges dans les années à venir.

Dans les deux cas, les cavités ultrastables développées tendent à être produites dans l’infrarouge, ce qui permet de bénéficier de la maturité technologique des outils optiques à 1542 nm, ainsi que de l’avantage qu’offrent les revêtements de miroirs cristallins disponibles à ces longueurs d’onde [125]. La pureté spectrale de la cavité infrarouge est alors transférée vers le laser d’horloge via le peigne de fréquences optiques. Il est ainsi possible de produire une unique cavité ultrastable dont la pureté spectrale est distribuée vers plusieurs lasers d’horloges de différentes fréquences plutôt que de produire une cavité dédiée à chaque laser, et ainsi mutualiser les efforts de développement et d’investissement [126].

ii. Asservissement sur un trou spectral brûlé

Parallèlement au développement de ces cavités, le brûlage de trous spectraux constitue également une des solutions explorées pour produire un laser ultrastable à destination des horloges optiques [127, 128].

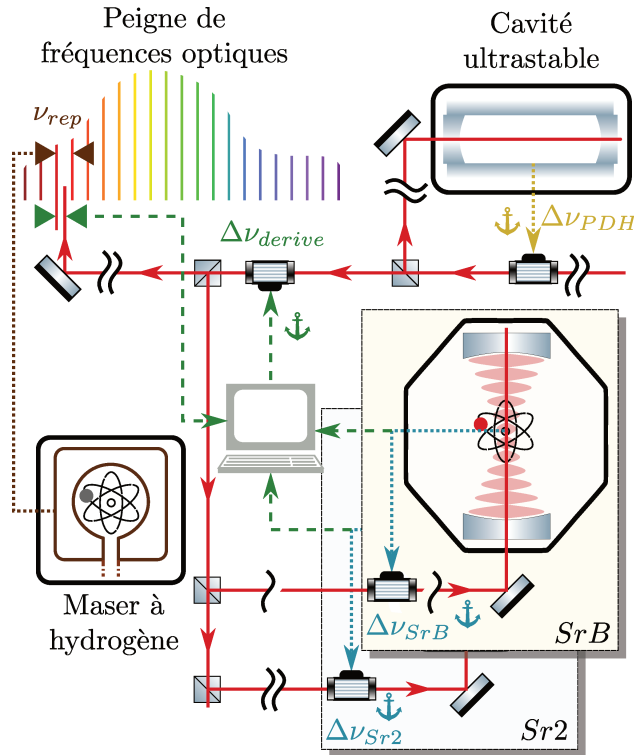


FIGURE V.1 – Distribution du laser d’horloge. Le laser issu d’une diode en cavité étendue est asservi en fréquence sur la cavité ultrastable puis distribué vers le peigne de fréquences optiques et les horloges à réseau optique au strontium SrB et $Sr2$. La dérive de la cavité, mesurée contre une des horloges strontium ou le maser via le peigne est compensée de manière à fixer l’écart de fréquence entre le laser ultrastable et la fréquence d’horloge à $\Delta\nu_{SrB} = \Delta\nu_{Sr2} \simeq 390.5$ MHz.

Sur la figure, les coupures du faisceau représentent les fibres compensées. Un AOM est dédié à la fermeture des boucles de phase mis à part sur SrB où il s’agit de celui de l’horloge présent sur le schéma. Le lien de fréquence entre les atomes et la cavité est alors la somme des déplacements de fréquence $\Delta\nu_{PDH}$, $\Delta\nu_{derive}$ et $\Delta\nu_{SrB}/2$.

Tout comme les horloges discutées ici, la stabilisation du laser par des trous spectraux repose sur l’interrogation d’une transition atomique. En revanche, l’exactitude de la référence ne présente ici pas d’intérêt. Plutôt que des atomes isolés, ce sont des impuretés insérées dans une matrice cristalline qui sont utilisées comme référence. La déformation inhomogène du cristal dopés induit alors un déplacement des états d’énergie du dopant qui dépend de la structure locale du cristal et conduit à un élargissement -également inhomogène- du profil des transitions. Le pompage optique d’une population homogène vers un état hyperfin métastable permet alors de dépeupler un niveau, et donc de produire un trou dans la bande d’absorption de la résonance inhomogène. Dans des conditions expérimentales stables dans lesquelles le défaut de la bande présente une faible dérive et un long temps de vie, l’asservissement d’un laser sur un trou spectral brûlé par un PDH permet alors la production du laser ultrastable.

L’utilisation d’atomes interagissant faiblement avec le cristal tels que les ions terres rares, au sein d’un environnement cryogénique permet ainsi de rivaliser avec les cavité ultrastables. On reporte ainsi la mesure d’un temps de vie de quelques 10^6 s (soit une dizaine de jours) avec une stabilité fractionnaire de 10^{-17} dans un cryostat à 4 K [129, 130].

Cette solution est en cours de développement au SYRTE et a été retenue plutôt que les cavités cryogéniques pour produire les lasers ultrastables nécessaires aux horloges optiques [131, 132, 133]. Les trous brûlés s’avèrent en effet très prometteurs et plus intéressants du point de vue de la recherche fondamentale.

iii. Distribution du laser ultrastable

Quelle que soit la solution choisie pour produire le laser ultrastable, il ne constitue qu'une référence arbitraire qui permet d'établir des liaisons de fréquence au sein d'un réseau d'oscillateurs. Le laser d'horloge à 698 nm est ainsi distribué et mesuré contre la cavité ultrastable, les atomes préparés par les deux horloges strontium, et le peigne de fréquences optiques. La distribution du laser entre les équipements est réalisée au moyen de fibres optiques compensées, afin de corriger le bruit de phase de la transmission. La mesure de l'écart avec le laser en chaque noeuds du réseau permet d'établir une chaîne de fréquence entre les différents équipements et ainsi de mesurer leur dynamique.

La stabilité de cette cavité permet de produire le laser ultrastable étroit à une fréquence arbitraire, qui présente une dérive. La mesure de cette dérive par rapport à une référence atomique permet d'appliquer une correction dynamique $\Delta\nu_{derive}$ sur le laser avant sa distribution vers les atomes et le peigne, de manière à conserver un désaccord constant avec les atomes de strontium : $\Delta\nu_{SrB} = \Delta\nu_{Sr2} \simeq 390.5$ MHz.

Le peigne de fréquences optiques permet par ailleurs d'établir un lien entre les domaines optique et micro-ondes, et ainsi de mesurer le laser à 698 nm par rapport au maser à hydrogène. Nous verrons par la suite que cela permet d'inclure les réalisations de la fréquence d'horloge du strontium produites par *SrB* et *Sr2* dans un réseau d'oscillateurs plus vaste en établissant des liens de fréquence au-delà du laboratoire strontium et du SYRTE.

V.1.2 Acquisition du signal d'horloge : asservissement du laser sur la référence atomique

i. Dynamique de la cavité ultrastable

La cavité ultrastable dispose d'une excellente stabilité court terme, donnée par son faible bruit de scintillation (flicker) $\Delta\nu_{flicker}(t)$ dû au bruit thermique du matériau à température ambiante [134]. Elle présente également une dérive $\Delta\nu_{derive}(t)$, jusqu'à plusieurs hertz par seconde, principalement due aux fluctuations thermiques de la cavité stabilisée au nK, prédictible par une extrapolation quadratique sur des périodes allant jusqu'à plusieurs heures.

Chaque horloge produit sa propre correction du désaccord entre la cavité ultrastable et les atomes, $\Delta\nu_{SrB}$ et $\Delta\nu_{Sr2}$. Comparer les horloges revient alors à comparer les corrections qu'elles appliquent sur la cavité, dont on observe la différence en haut à gauche de la figure V.2.

Bien que ces deux sources de déplacement de fréquence présentent une dynamique distincte, la réalisation expérimentale de leur correction était auparavant partiellement confondue, configuration sous-optimale pour réaliser le signal d'horloge. Nous présentons ici un nouveau protocole permettant d'améliorer la correction de la dérive du laser.

Dérive de la cavité ultrastable Lors des opérations d'horloge, le signal d'erreur permettant d'asservir le laser sur la transition d'horloge est réalisé par l'interrogation alternative des flancs droit et gauche de la raie spectrale. Ces deux interrogations n'étant pas simultanées, la dérive de fréquence du laser introduit un biais sur le signal d'erreur de l'horloge. Pour un temps de cycle d'une seconde et une dérive d'un hertz par seconde, cela représente ainsi un biais aussi important qu'1 Hz sur la fréquence d'horloge, et est donc incompatible avec des opérations avec un niveau de 10^{-17} . Pour cette raison, il est primordial de soustraire la dérive de la cavité ultrastable du laser ultrastable, en amont de l'interrogation atomique.

Jusqu'à présent, la dérive $\Delta\nu_{derive}$ était évaluée par un ajustement polynomial d'ordre trois de la correction appliquée au laser d'horloge par la mesure atomique, sur quelques dizaines cycles d'horloge. Elle est ensuite compensée en appliquant une rampe de fréquence opposée sur un AOM. Le défaut de cette estimation conduisait alors à l'existence d'une dérive résiduelle du laser ultrastable qui était compensée par le déplacement d'horloge $\Delta\nu_{horloge}$ lui-même. Le signal d'horloge incluait alors la dérive résiduelle, qui était seulement corrigée a posteriori en faisant une optimisation polynomiale du jeu de données. Le biais introduit n'était alors que partiellement supprimé, au niveau de 10^{-17} .

La correction de la dérive décrite précédemment a donc été modifiée afin de séparer complètement les sources de déplacement entre la cavité et les atomes. Pour cela, le déplacement d'horloge $\Delta\nu_{horloge}$ est désormais centré sur une fréquence fixe de 390.5 MHz, ce qui implique de supprimer totalement la dérive. Pour cela, un biais proportionnel à la différence $\Delta\nu_{horloge} - 390.5$ MHz, telle que donnée par l'une des horloges strontium ou par le maser à hydrogène (via le peigne de fréquences, comme vu sur la figure V.1), est ajouté à la rampe de fréquence appliqué à l'AOM qui compense la dérive de fréquence. Le gain de cet asservissement proportionnel est choisi pour obtenir une constante

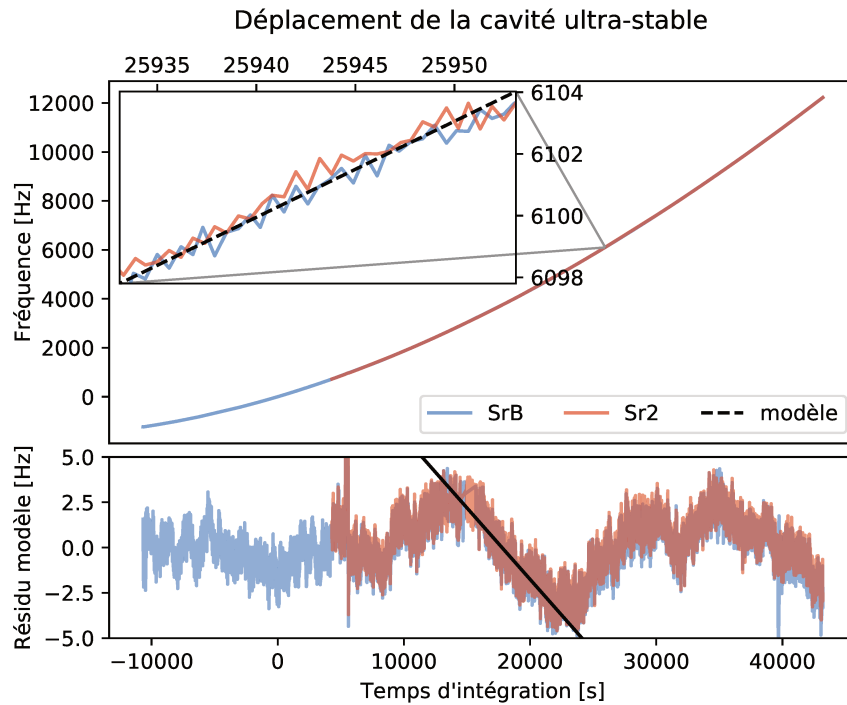


FIGURE V.2 – Écart de fréquence entre la cavité ultrastable et les atomes donné par chacune des horloges *SrB* et *Sr2* à partir d'une fréquence arbitraire. On observe deux comportements distincts : une dérive prédictible de la cavité sur le long terme, ici modélisé par un polynôme du second ordre, et un bruit de scintillation résiduel rapide et imprédictible. La tendance quadratique est bien perceptible sur ce jeu de donnée, et le modèle a été ajusté a posteriori. L'écart entre le modèle et les données constitue toutefois une dérive résiduelle, et on observe ainsi une dérive de quelques 5 Hz pendant 5000 s au milieu de l'acquisition correspondant à la portion de pente en noir, soit 1 mHz s^{-1} de dérive. En pratique, la dérive est corrigée en temps réel à partir des données déjà acquises. La mise en place d'un second étage de correction permet d'adresser les fluctuations sur deux échelles de temps, afin de conserver un écart constant entre le laser et les atomes.

de temps d'environ 10 minutes. De plus, le fonctionnement quasi ininterrompu du maser et du peigne de fréquences garanti qu'au moins une référence soit disponible en permanence.

Contrairement au système précédent où le laser dérivait librement entre les mesures d'horloge jusqu'à plusieurs centaines de kHz, la dérive est désormais compensée en permanence. Cela simplifie l'initialisation d'une acquisition d'horloge, puisque la transition est nécessairement centrée sur 390.5 MHz, et la spectroscopie initiale est donc réalisée sur une plage réduite autour de cette valeur de référence.

ii. Le signal d'horloge

Le fonctionnement de l'horloge consiste à réaliser la correction de la cavité nécessaire à satisfaire la condition de résonance avec les atomes préparés tout au long de l'acquisition. Le signal produit se réduit donc en une mesure dynamique d'un écart relatif entre l'oscillateur local et l'oscillateur de référence, éventuellement libre de dérive. Étant donnée la moindre stabilité de la cavité ultrastable après quelques cycles d'horloge, sa contribution à l'instabilité de l'écart de fréquence domine celle de l'horloge que l'on souhaite caractériser.

Afin de caractériser la stabilité de la fréquence réalisée, il est nécessaire de comparer plusieurs réalisations simultanées, de préférence indépendantes. Ici, le laser d'horloge issu de la cavité est distribué vers deux horloges strontium ce qui permet de mesurer la stabilité de l'écart entre les deux horloges strontium $\Delta\nu_{SrB, Sr2}$. La distribution du laser vers le peigne de fréquences optiques permet aussi de mesurer la stabilité d'un ratio de fréquence entre l'une des horloges strontium et une autre réalisation de fréquence du domaine optique ou micro-ondes η . Les horloges comparées peuvent ainsi différer par la transition atomique qu'elles réalisent, par l'oscillateur local qu'elles corrigent, et par leurs conditions expérimentales d'opérations telle que leur localisation.

V.2 Comparaisons locales des horloges au SYRTE

Outre les horloges strontium, d'autres horloges sont également développées au SYRTE, aussi bien dans le domaine optique avec l'horloge mercure voisine, que dans le domaine micro-ondes avec les fontaines césium et rubidium. Les liens entre ces horloges permet alors de réaliser des comparaisons locales.

V.2.1 Investigation d'effets systématiques par comparaisons entre configurations d'horloge

Les mesures d'effets systématiques réalisées sur plusieurs configurations d'une même horloge équivalent déjà à des comparaisons d'horloges. Celles-ci peuvent être menées par une unique horloge auto-référencée qui opère alternativement sur chaque configuration, ou par une paire d'horloge dont l'une établit un référentiel de fréquence commun aux opérations successives de l'autre. Ces deux cas de figure sont représentés sur le schéma V.3.

i. Mesures différentielles : des comparaisons auto-référencées

Comme nous l'avons abordé dans le chapitre II, il est possible de mener des acquisitions au cours desquelles l'horloge fonctionne alternativement selon divers ensembles de paramètres. La plupart du temps, seul un paramètre est modifié, de manière à pouvoir modéliser plus aisément les écarts de fréquences. Le temps de cycle de l'horloge est cependant dégradé, puisque l'appareil expérimental n'est plus disponible en permanence pour chaque séquence, et seule l'une d'entre elle est utilisée pour produire le signal d'erreur. L'exemple sur la figure V.3 schématise le cas de cinq séquences. C'est la stabilité court terme de la cavité ultrastable qui permet ce type de mesure. L'instabilité de la cavité ultrastable n'est en revanche pas un bruit blanc. Ajouter des séquences différentes introduit alors une instabilité supplémentaire.

Ce type de comparaisons est équivalent à disposer de plusieurs systèmes qui ne diffèrent que par le choix des paramètres. De fait, la mesure est fortement biaisée par la non-indépendance des horloges en place, ce qui constitue un avantage dans le cadre d'une analyse d'effet systématique puisqu'il est d'autant plus facile de déterminer la source du déplacement de fréquence mesuré, mais un inconvénient pour établir des performances absolues.

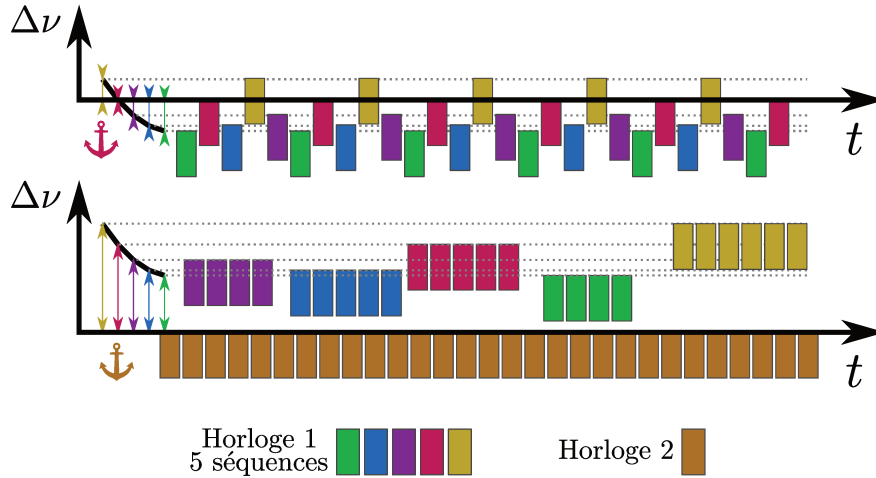


FIGURE V.3 – Mesures du déplacement de fréquence entre plusieurs configurations d’horloge. Chaque rectangle représente une interrogation d’horloge, dont le sommet correspond à la fréquence du laser d’horloge. En haut, l’*Horloge 1* est utilisée seule, et le déplacement de fréquence entre ses différentes configurations est mesuré à partir de l’une d’entre elles, choisie arbitrairement et représentée en rouge sur cet exemple. En bas, cinq acquisitions sont effectuées successivement par l’*Horloge 1*. Leur consistance requiert une *Horloge 2*, afin d’établir un référentiel de fréquence commun, ici représentée en orange.

ii. Mesures dans le référentiel d’une seconde horloge

Nous venons de discuter de la possibilité pour une horloge de s’auto-référencer dans le cadre d’une exploration des effets systématique. Cela implique nécessairement qu’il soit possible de changer l’état de l’horloge au rythme de l’acquisition. Certains paramètres environnementaux sont en revanche impossibles à changer aussi rapidement, comme la pression partielle d’un gaz dans la chambre expérimentale, sa température, ou tout autre paramètre non-piloté logiciellement.

Pour ces raisons, il est parfois indispensable ou judicieux de bénéficier de la présence d’une ou plusieurs autres horloges voisines, et de les faire opérer simultanément pour accélérer la mesure ou étendre les paramètres qu’elles peuvent explorer. Cela permet alors de mener des acquisitions successives sur plusieurs séquences tout en conservant la consistance de l’ensemble de données, ainsi que représenté au bas de la figure V.3.

Durant ma thèse, j’ai ainsi indirectement contribué à des mesures sur les horloges *SrB* et *Hg*, en maintenant le fonctionnement de l’horloge *Sr2* inchangée. Dans ce cas, l’exactitude de l’horloge servant de pivot importe peu tant qu’elle reste stable durant l’acquisition, afin d’assurer la consistance des données produites par l’horloge de travail.

V.2.2 Comparaisons d’horloges optiques

Plusieurs espèces atomiques sont aujourd’hui utilisées pour le développement des horloges optiques, et l’instabilité et l’inexactitude de certaines d’entre elles dépassent déjà l’état de l’art des fontaines atomiques réalisant la référence primaire. La mesure de leur fréquence, c’est-à-dire leur comparaison avec l’étalon primaire est ainsi paradoxalement limitée par l’étalon lui-même. On dispose cependant d’outils expérimentaux permettant d’établir des liens tout-optique entre les horloges ainsi que représenté schématiquement dans la figure 3a de l’introduction .

Le cas de deux horloges interrogeant une même espèce atomique X est assez immédiat à traiter puisque le rapport de leur fréquence η doit être compatible avec l’unité :

$$\eta = 1. \quad (\text{V.2})$$

Il est possible de lier les horloges par un même laser comme c’est le cas pour les horloges strontium dont on a donné la distribution du laser V.1, ou de faire battre leurs lasers d’horloge, la fréquence de battement étant alors accessible à un compteur de fréquence.

Les horloges impliquées dans la comparaison peuvent cependant différer par l'espèce atomique qu'elles interrogent. Dans le cas de l'interrogation de deux espèces atomiques différentes X et Y , on ignore ainsi la valeur du ratio de leur fréquence $\eta_{X/Y}$:

$$\eta_{X/Y} = \frac{\nu_X}{\nu_Y}, \quad (\text{V.3})$$

La différence de fréquence entre deux lasers d'horloge est d'autre part trop élevée pour être mesurée directement par un compteur. L'utilisation d'un peigne de fréquences optiques permet de réaliser le battement de chaque laser d'horloge avec une dent du peigne d'une part, et de mesurer le nombre de dents qui les sépare d'autre part. La séparation entre les dents du peigne est aujourd'hui mesurée par le maser ainsi que représenté schématiquement figure V.1 précédente. Afin de réaliser ce type de comparaison, il est donc nécessaire que les horloges optiques, peignes de fréquences optiques et les liens ultrastables soient opérationnels simultanément. Cela implique donc un important travail de préparation, allégé par l'automatisation des systèmes.

i. Mesure de l'écart de fréquence entre les horloges strontium SrB - $Sr2$

Dans le cas des horloges strontium du SYRTE tout d'abord, une partie du système expérimental est partagé, dont le laser ultrastable qui est distribué vers les deux horloges SrB , $Sr2$ qui en réalisent les corrections $\Delta\nu_{SrB}$, $\Delta\nu_{Sr2}$. La comparaison entre les deux horloges est alors assez immédiate puisqu'elle se réduit à considérer la différence des corrections :

$$\Delta\nu_{SrB, Sr2} = \Delta\nu_{SrB} - \Delta\nu_{Sr2} \quad (\text{V.4})$$

Ici, le partage de la cavité ultrastable simplifie grandement la réalisation des mesures comparatives. La mise en commun d'une partie des équipements réduit par ailleurs la redondance du système, et simplifie ainsi la préparation des horloges pour une comparaison : une calibration effectuée par une des horloges pouvant être utilisée par la seconde. S'il est plus facile de mener des comparaisons entre ces deux horloges, un système de deux horloges n'est pas assez contraignant pour attribuer l'instabilité à l'une des deux. Ces mesures ne peuvent donc suffire à établir les performances de ces systèmes de manière absolue. Au travers de ces comparaisons internes, nous sommes parvenus initialement à un accord de 2×10^{-17} entre les deux horloges strontium [110], une stabilité qu'il est possible de résoudre en quelques heures d'acquisition, comme le montre l'intégration des données de la figure V.4a.

Cet écart s'est cependant dégradé durant ma thèse, jusqu'à atteindre un désaccord aussi haut que 10^{-16} . Le déplacement de fréquence a été attribué à l'horloge SrB au travers des mesures comparatives à la fois locales et internationales. Les mesures du rapport des temps de vie dans le réseau pour les atomes des états fondamental et excité de la transition d'horloge ont permis d'associer ce déplacement aux collisions avec le gaz résiduel ainsi que discuté dans le chapitre II. Cette détérioration du vide est attribuée à un vieillissement prématuré de l'enceinte à vide de SrB , et notamment de la colle utilisée pour fixer les hublots.

Ces observations sur le vieillissement de la colle sur SrB confortent ainsi le choix qui a été fait de privilégier un assemblage mécanique avec des joints indium pour la fixation des hublots de la nouvelle enceinte à vide discuté dans le chapitre IV, afin de réduire l'utilisation de colle après le premier assemblage infructueux.

ii. Mesure de rapports de fréquences optiques : Sr/Hg

En plus des deux horloges au strontium, une troisième horloge à réseau optique au mercure est en cours de développement au SYRTE, et offre la possibilité de réaliser des comparaisons locales tout optique entre les transitions d'horloge ^{87}Sr et ^{199}Hg . La comparaison requiert alors une chaîne de fréquence, établie grâce au peigne de fréquences optiques et permettant d'établir un lien entre les horloges. On mesure alors l'instabilité des ratios de fréquences entre les horloges, ainsi que son inexactitude par rapport à sa valeur recommandée. Comme discuté dans la sous-section précédente, le déplacement du rapport de fréquence obtenu au travers de ces comparaisons a également été utilisé afin de réaliser des mesures exploratoires d'effets systématiques sur l'horloge mercure.

Dans ce contexte, le rapport entre les deux fréquences d'horloge a ainsi été mesuré de façon reproductible trois fois en 2018 et 2019 avec une instabilité dans le 10^{-17} entre elles, proche des budgets d'inexactitude de ces horloges, respectivement 3.9×10^{-17} et 2.0×10^{-17} pour les horloges mercure et strontium. On propose le ratio mesuré en juillet 2019 entre les fréquences d'horloges du ^{87}Sr de $Sr2$ et du ^{199}Hg et compatible avec les deux autres mesures :

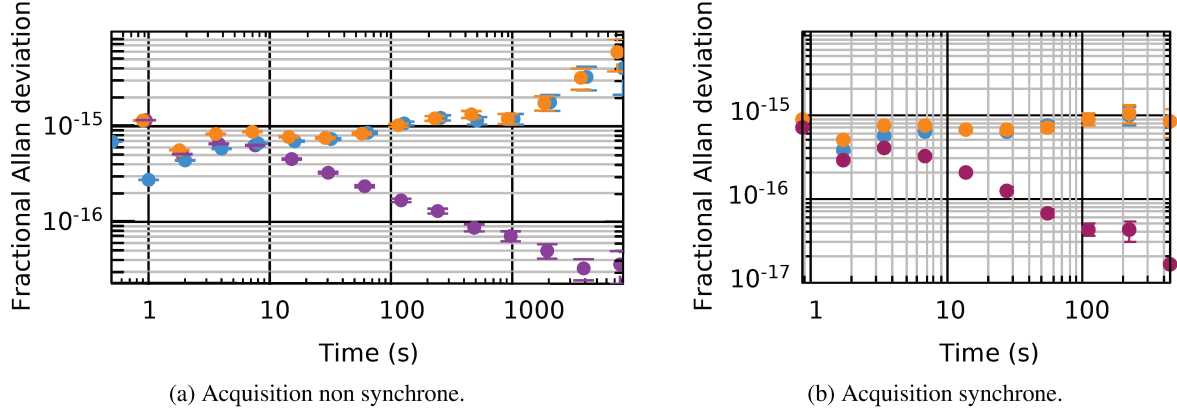


FIGURE V.4 – Instabilités fractionnaires obtenues par des horloges SrB et $Sr2$ de la cavité ultrastable, respectivement en bleu et en jaune. L’instabilité est consistante avec celle de la cavité, de 8×10^{-16} jusqu’à 100 s d’intégration. En revanche, la différence des deux signaux permet d’exclure la contribution dominante de la cavité : son instabilité qui s’intègre en $\tau^{-1/2}$, jusqu’à atteindre quelque 2×10^{-17} . On observe également l’intérêt de mener des mesures synchrones supprimant la contribution de l’effet Dick à l’instabilité, comme on abordera dans la sous-section iii. suivante. On atteint ainsi 2×10^{-16} à 100 s dans le cas de la mesure non synchrone V.4a contre 4×10^{-17} dans le cas de la mesure synchrone V.4b.

$$\eta_{Sr2/Hg}^{2019} = 0.380\,327\,309\,773\,466\,66(3) \quad [12] \quad (V.5)$$

Cette valeur du ratio diffère de celle obtenue indépendamment par le RIKEN [135] en 2015.

$$\eta_{Sr/Hg}^{RIKEN} = 0.380\,327\,309\,773\,466\,53(3) \quad [135] \quad (V.6)$$

Toutefois, les trois mesures effectuées localement en 2018 et 2019 sont toutes consistantes. L’une de ces mesures a d’autre part été obtenue lors d’une campagne de comparaison internationale à laquelle participait également l’horloge strontium du National Physical Laboratory (NPL) et donne un ratio de fréquence compatible. Le rapport recommandé par le CCTF consistant principalement en la valeur du RIKEN, on observe ainsi le désaccord :

$$\frac{\Delta\eta_{Sr2/Hg}^{2019}}{\eta_{Sr/Hg}^0} = (3.72 \pm 0.86) \times 10^{-16} \quad (V.7)$$

iii. Comparaisons libres de l’effet Dick par des mesures synchrones

Les horloges discutées ici fonctionnent selon la séquence qui a été décrite dans la section I.3. Les acquisitions comportent donc des temps morts consacrés à la préparation et à la détection des atomes, pendant lesquels le laser évolue librement avec la cavité ultrastable. Le signal de correction du laser est ainsi établi à partir de l’échantillonnage de la cavité qu’effectue l’horloge, et constitue une source d’instabilité. Cet effet Dick, qui correspond à l’observation du bruit haute fréquence de la cavité comme un bruit à la fréquence d’échantillonnage de l’horloge tend ainsi à limiter la stabilité du système [116].

L’effet Dick dégrade ainsi la stabilité des comparaisons de deux échantillonnages différents d’une même cavité ultrastable, comme dans le cas des comparaisons locales strontium vues précédemment qui ne présentent pas le même temps de cycle V.4. Il est cependant possible de réaliser une comparaison d’horloge libre de l’effet Dick en réalisant des acquisitions synchrones d’une cavité ultrastable partagée par plusieurs horloges. Dans ce cas, les atomes sont soumis à un même état du laser d’horloge, dont le bruit constitue un biais commun aux acquisitions, et donc absent de leur différence. Il est ainsi possible d’utiliser un ensemble d’horloges pour réaliser une horloge composite non soumise

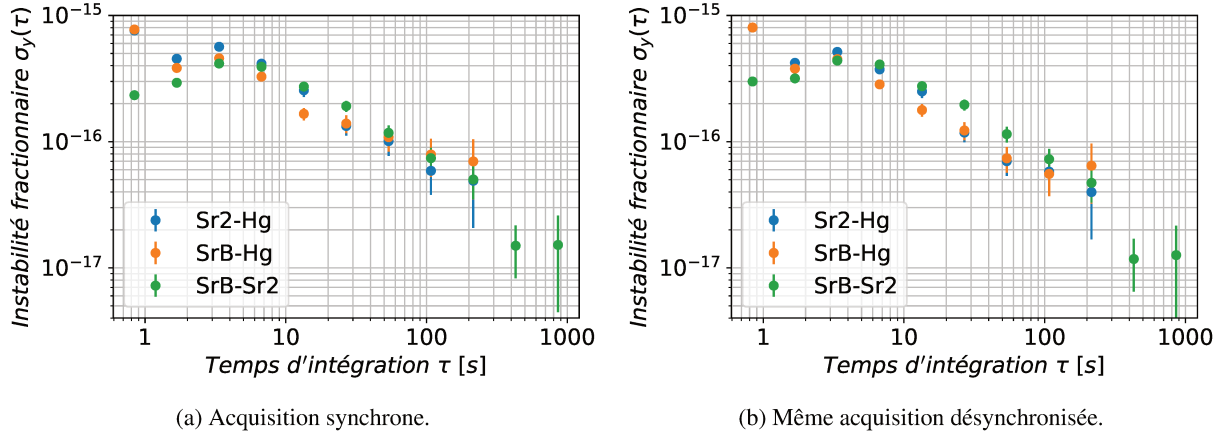


FIGURE V.5 – Instabilité de chaque paire d’horloge parmi les horloges strontium *SrB* et *Sr2* et mercure Hg. Les données représentées sur la figure V.5a ont été obtenues lors d’une acquisition synchrone des trois horloges, qui permet d’atteindre une instabilité du bas 10^{-17} malgré sa courte durée. L’objet de cette acquisition synchrone est de réduire la contribution de l’effet Dick comme nous verrons par la suite iii.. La figure V.5b a été obtenue à partir des mêmes données, qui ont été décalées a posteriori pour désynchroniser l’acquisition. On observe une légère dégradation de la stabilité lorsque les données sont désynchronisées.

à l’effet Dick. L’acquisition simultanée de plusieurs ensemble atomique piégés au sein d’un même réseau optique a également été démontrée, et permet de réduire encore les biais commun de la mesure [136].

Le déplacement observé dépend du taux d’échantillonnage du bruit de la cavité par les atomes et du temps mort, mais également du protocole d’interrogation mis en place ainsi que représentée sur la figure V.6. Dans le cas de l’interrogation Rabi, les atomes sont soumis au bruit de fréquence du laser durant toute la durée de l’impulsion Rabi, et ne présente pas une fonction de sensibilité uniforme, telle que définie dans [137]. Lors d’une interrogation Ramsey en revanche, les atomes n’y sont soumis que durant les deux impulsions, et présente une fonction de sensibilité relativement uniforme [116]. La suppression quasi-totale de l’effet Dick a été réalisée par une paire d’horloges anti-synchrones (même temps de cycle et interrogations en opposition de phase) selon une interrogation de Ramsey. L’horloge composite permet alors de réaliser quasi-continûment le signal de correction d’une cavité partagée [138]. Dans ce cas, la paire d’horloge opère comme une unique horloge composite et sa caractérisation complète requiert de disposer d’une seconde d’horloge, éventuellement également composite. Plus généralement, on peut produire une horloge composite à partir de N horloges ce qui permet de relâcher la contrainte sur le temps, qui peut augmenter à $(N - 1)/N\%$. Une autre manière de réduire les temps morts de l’horloge est de permettre le recyclage des atomes grâce à la mise en place d’une détection non-destructives, permettant de conserver et d’interroger plusieurs fois par cycles les mêmes atomes [116].

Acquisition synchrone des horloges strontium Les temps de cycle des horloges *SrB* et *Sr2* sont respectivement de 500 ms et 860 ms. Cette différence s’explique surtout par le temps de chargement des atomes dans le réseau de la seconde, dont déjà 500 ms consacrés au MOT sur *Sr2* que nous avons déjà discuté dans le chapitre I sur les opérations d’horloge. Il est toutefois possible d’allonger le temps de cycle de l’horloge la plus rapide pour mener des acquisitions synchrones, et réduire la contribution de l’effet Dick à l’instabilité de la comparaison.

On peut comparer les résultats obtenus lors d’une acquisition synchrone par rapport à une acquisition sur les figures V.4 déjà présentées précédemment qui mettent en évidence la contribution de l’effet Dick aux acquisition d’horloge. On constate la réduction de l’instabilité initiale, qui permet d’atteindre 4×10^{-17} à 100s pour la mesure synchrone, contre 2×10^{-16} pour l’acquisition non synchrone de même durée. Cela représente donc tout de même un gain d’un facteur 25 sur le temps d’intégration nécessaire pour parvenir à la même stabilité.

Il n’est en revanche pas possible de réaliser une horloge composite sans temps mort à partir de ces deux horloges, qui nécessiterait de réduire le temps mort à 50 % sur les deux. Étant donné la cohérence du laser, la durée de l’inter-

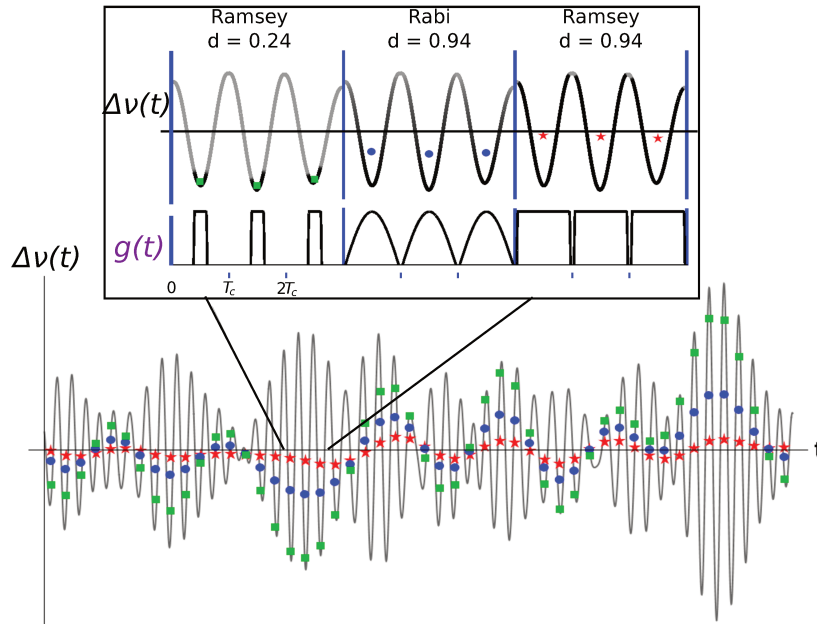


FIGURE V.6 – Échantillonnage d'un même bruit selon trois interrogations issu de l'article [116]. Un bruit de fréquence entier multiple du temps de cycle est représenté pour mettre en évidence l'effet Dick. Le cas de l'interrogation de Ramsey par une horloge de temps mort important, ne permet pas de mesurer un bruit sur un échantillon. Pour une interrogation Rabi, c'est la fonction de sensibilité $g(t)$ non uniforme qui ne permet pas de supprimer le bruit. Finalement, une horloge de faible temps mort, réalisant l'interrogation Ramsey des atomes présente une fonction de sensibilité presque uniforme sur tout le cycle d'horloge. Le bruit ainsi échantillonné s'annule en moyenne sur la durée d'interrogation. Pour des horloges fonctionnant de manière séquentielle, la suppression complète du temps mort est obtenue en produisant une horloge composite à partir de plusieurs instruments.

rogation Rabi est en effet limité à 180 ms voire 200 ms aujourd’hui, temps inférieur au temps mort des deux systèmes actuels. Toutefois, l’amélioration du système *Sr2*, à laquelle j’ai pu contribuer, notamment par l’installation des colli-mateurs qui améliore l’efficacité du MOT et donc la vitesse de chargement des atomes dans le réseau optique contribue à réduire le temps mort de cette horloge, et on espère pouvoir être en mesure de réaliser ce type de mesure à l’avenir. L’utilisation d’un meilleur laser ultrastable peut quant à elle contribuer à réduire le temps mort par l’allongement de la durée de l’interrogation d’horloge.

Mesures synchrones des horloges strontium et mercure via le transfert de pureté spectrale de cavité mercure à 1064 nm L’horloge mercure dispose de sa propre cavité ultrastable, également réalisée en ULE, et permettant de stabiliser un laser à 1064 nm avec une stabilité dont le plancher est à 4×10^{-16} contre 8×10^{-16} pour le strontium. Le laser d’horloge mercure à 266 nm est produit par la suite en quadruplant la fréquence du laser stabilisé sur cette cavité. Comme nous avons discuté dans la section i. précédente la production du laser ultrastable tend à être transférée vers une cavité ultrastable unique résonant dans l’infra-rouge combinée à un peigne pour transférer la pureté spectrale vers les lasers d’horloges. Dans ce contexte, nous présentons ici le transfert de la pureté spectrale de la cavité de l’horloge mercure voisine à 1064 nm vers le laser des horloges strontium à 698 nm.

On peut constater la stabilité initiale améliorée par rapport à la cavité strontium puisque l’intégration débute en dessous de 8×10^{-16} , ce qui met en évidence l’intérêt du transfert de pureté spectrale. En dépit de la faible durée de l’acquisition, on parvient ainsi à obtenir suffisamment de donnée pour intégrer la stabilité jusqu’au 10^{-17} ainsi que le montre la figure V.5a.

Là encore, ces comparaisons d’horloge sont soumises à l’effet Dick de la cavité ultrastable, celle du mercure dans ce cas. La mesure a été effectuée selon une acquisition synchrone de manière à mettre en évidence la dégradation de la stabilité due à l’effet Dick. Les horloges strontium ayant leur propre cavité ultrastable, et on dispose de peu de données réalisées en stabilisant le laser strontium sur la cavité du mercure hors de cette courte acquisition synchrone. L’effet Dick peut toutefois en être mis en évidence en désynchronisant les données a posteriori, et la figure V.5 met en parallèle les données initiales et désynchronisées. On constate sur la figure V.5b qu’on observe pas de dégradation significative de la stabilité, ce qui démontre que la mesure réalisée n’était pas limitée par l’effet Dick. Le bruit est vraisemblablement dominé par le transfert de la stabilité du laser entre les deux horloges.

V.2.3 Comparaisons de fréquence des horloges strontium et micro-ondes

Outre les liens de fréquence entre les horloges optiques du SYRTE, dont nous venons de discuter, le peigne de fréquences optiques offre également la possibilité d’établir des liens avec les horloges du domaine micro-ondes, comme nous l’avons mentionné en discutant de la possibilité de corriger la dérive du laser d’horloge par le maser à hydrogène. Le SYRTE étant un laboratoire contribuant activement à l’élaboration du TAI, des horloges césium et rubidium à l’état de l’art sont présentes sur site et opèrent presque continûment.

De la même manière que pour les comparaisons $^{87}\text{Sr} - ^{199}\text{Hg}$, il s’agit ici d’établir des rapports de fréquences avec le strontium, dont les valeurs calculées à partir des fréquences recommandées par le CCTF et actives en 2021 sont :

$$\eta_{87\text{Sr}/133\text{Cs}}^0 = 46\,692.613\,711\,630\,590\,0(93) \quad (\text{V.8})$$

contre le ^{133}Cs , et

$$\eta_{87\text{Sr}/87\text{Rb}}^0 = 62\,801.453\,800\,512\,000(25) \quad (\text{V.9})$$

contre le ^{87}Rb .

Durant ma thèse j’ai ainsi pu contribuer à la réalisation de comparaisons avec les horloges micro-ondes du SYRTE, et nous présentons ici les résultats obtenus lors d’une campagne réalisée en juin-juillet 2021.

Étant donnée la moindre stabilité de fréquences des horloges micro-ondes, de l’ordre de 4×10^{-14} à une seconde, il faut accumuler un temps d’intégration supérieur à une journée pour obtenir une résolution statistique dépassant l’inexactitude des horloges micro-ondes dans le bas 10^{-16} . Là encore, l’amélioration de la disponibilité et la robustesse des horloges strontium discutées dans la section I.4 du chapitre I a contribué à pouvoir mener ces comparaisons, dont nous donnons les résultats ici.

On mesure ainsi les rapports de fréquences relatifs et fractionnaires par rapport aux rapports recommandés, contre les fréquences d’horloge du ^{133}Cs réalisées dans les fontaines *FO1* et *FO2* :

$$\frac{\Delta\eta_{\text{Sr2}/\text{FO1}}}{\eta_{\text{Sr}/^{133}\text{Cs}}^0} = (-0.58 \pm 3.84) \times 10^{-16} \quad (\text{V.10})$$

et

$$\frac{\Delta\eta_{\text{Sr2}/\text{FO2Cs}}}{\eta_{\text{Sr}/^{133}\text{Cs}}^0} = (1.20 \pm 3.15) \times 10^{-16}; \quad (\text{V.11})$$

et contre la fréquence d’horloge du ^{87}Rb réalisée dans la fontaine *FO2*,

$$\frac{\Delta\eta_{\text{Sr2}/\text{FO2Rb}}}{\eta_{\text{Sr}/^{87}\text{Rb}}^0} = (2.37 \pm 2.24) \times 10^{-16}. \quad (\text{V.12})$$

Dans le cas de la comparaison avec le césium, la mesure du rapport de fréquence constitue par ailleurs une mesure à proprement parler de la réalisation de fréquence des horloges strontium, puisqu’il s’agit de l’étalon de fréquence primaire :

$$\nu_{\text{Sr}}^{\text{FO1}} = 429\,228\,004\,229\,872.94(16) \text{ Hz} \quad (\text{V.13})$$

et

$$\nu_{\text{Sr}}^{\text{FO2}} = 429\,228\,004\,229\,873.10(14) \text{ Hz}, \quad (\text{V.14})$$

toutes deux compatibles avec la fréquence recommandée V.8.

Afin de prendre en compte les différences de temps de cycle des horloges, de la chaîne de fréquence, les données présentées dans les figures V.7 et V.8 sont moyennées sur 100 s. Les points conservés consistent ainsi en des moyennes sur des sous-échantillons dont les temps-morts sont supérieurs à 25 %, et les valeurs aberrantes au-delà de 4σ sont exclues. La plupart du temps, ces points sont dus à des mesures erronées du rapport de fréquence entre le laser d’horloge strontium et du maser à hydrogène, qui proviennent soit d’un déverrouillage du peigne, soit d’un déverrouillage du laser d’horloge strontium.

Les stabilités présentées sur la figure V.7 montrent une intégration jusqu’à une incertitude aussi basse que 1.1×10^{-16} pour la comparaison avec le ^{87}Rb de *FO2*. En réalité, on atteint ici une incertitude statistique en deçà du budget d’inexactitude de la fontaine, 2.46×10^{-16} . Il en est de même pour les deux autres comparaisons où l’on atteint les incertitudes systématiques respectives de 3.18×10^{-16} et 2.05×10^{-16} pour *FO1* et le ^{133}Cs de *FO2*. Le budget de l’horloge strontium étant de 2×10^{-17} , il n’est pas nécessaire de réaliser les acquisitions selon la configuration nominale pour produire des données compatibles avec le budget d’inexactitude de fontaine. Des mesures différentielles ont ainsi été réalisées simultanément à la comparaison contre les horloges micro-ondes sans dégrader la comparaison.

V.3 Comparaisons internationales

Les sections précédentes font état de la stabilisation du laser d’horloge et de l’établissement de liens de fréquences avec des horloges voisines, permettant de réaliser des comparaisons entre les horloges strontium et les autres horloges optiques et micro-ondes développées au SYRTE. Ces comparaisons locales permettent de mesurer la stabilité et les rapports de fréquence entre les réalisations locales, partiellement indépendantes. Outre les comparaisons locales, les comparaisons internationales permettent de confronter les réalisations de fréquence en supprimant les biais communs qui peuvent exister au niveau local où une partie des équipements, de l’environnement, des expérimentateurs est partagée. Cela permet également de produire des ratios de fréquences d’horloge entre le strontium ^{87}Sr et des espèces atomiques non-développées au SYRTE, par exemple les horloges à ions.

Ces comparaisons requièrent d’établir des liens de fréquences entre les réseaux locaux d’horloge de plusieurs laboratoires métrologiques à l’échelle internationale. Dans le cas des comparaisons locales, les liens de fréquences entre les horloges en présence sont établis par des fibres optiques ou des câbles coaxiaux compensés sur des distances de

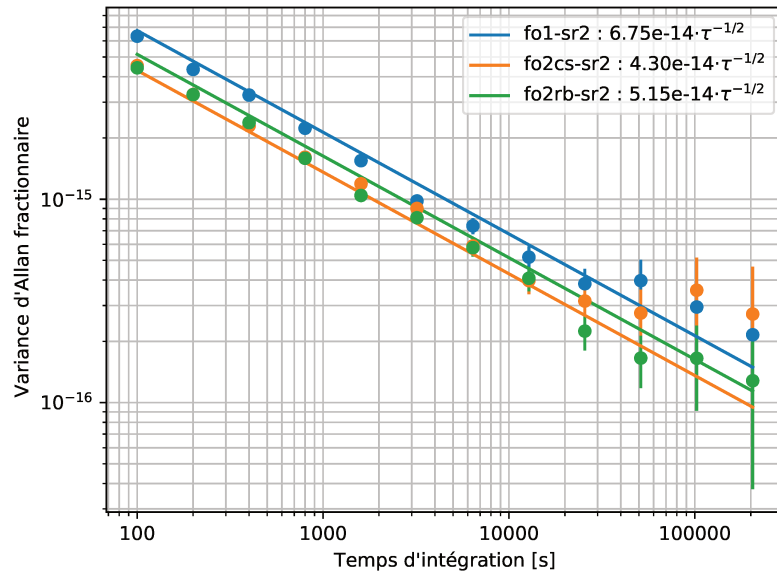


FIGURE V.7 – Stabilité des fréquences réalisées par l’horloge *Sr2* lors d’une comparaison avec les horloges micro-ondes du SYRTE : la fontaine césium *FO1* et la fontaine double rubidium/césium *FO2*. Afin de s’affranchir de la différence des temps de cycle dû au fonctionnement propre à chacune des horloges en présence, les données sont moyennées sur 100 s.

quelques centaines de kilomètres. Ce sont dans ce cas les horloges elles-mêmes qui limitent la stabilité de la comparaison. Dans le cas des comparaisons internationales, ce sont sur des milliers ou dizaines de milliers de kilomètres que sont établis les liens de fréquences selon différents protocoles de transfert.

Contrairement aux comparaisons locales, où l’inexactitude du système est résolue après quelques heures d’acquisition, la stabilité du lien de fréquence n’est plus négligeable dans le cas des transferts longues distances. Les comparaisons internationales requièrent alors de maintenir les horloges et les liens opérationnels sur des périodes plus longues, courant sur plusieurs jours voire semaines pour acquérir suffisamment de données.

V.3.1 Comparaisons internationales par satellites

Le transfert de fréquence longue distance peut se faire en espace libre tout d’abord, en utilisant des satellites pour relayer le signal entre les laboratoires. Du fait de l’activité métrologique déjà menée au SYRTE, au travers des contributions des fontaines micro-ondes à la calibration du TAI par exemple, les équipements nécessaires à ce type de transfert de fréquence longue distance sont déjà en place sur site. La réalisation des comparaisons distantes avec les horloges strontium se fait donc de la même manière que les comparaisons locales, en bénéficiant du lien de fréquence établi entre le laser strontium et le maser à hydrogène, par ailleurs déjà lié aux horloges embarquées dans les satellites.

i. Par les satellites des réseaux GNSS selon la technique IPPP

Les constellations GNSS présentent l’avantage de disposer d’une excellente couverture géographique, sont disponibles en permanence., et bénéficient d’une grande redondance avec plusieurs systèmes en opération (GPS, GLO-NASS, Galileo, ...) [139]. Ils permettent ainsi d’atteindre une stabilité optimale de 1×10^{-16} après une semaine d’acquisition de données [121].

Ces transferts de fréquence utilisant les réseaux GNSS sont réalisés selon la technique Precise Point Positioning (PPP) qui repose sur un transfert de phase plutôt qu’un transfert de fréquence, ce qui permet d’améliorer la stabilité du

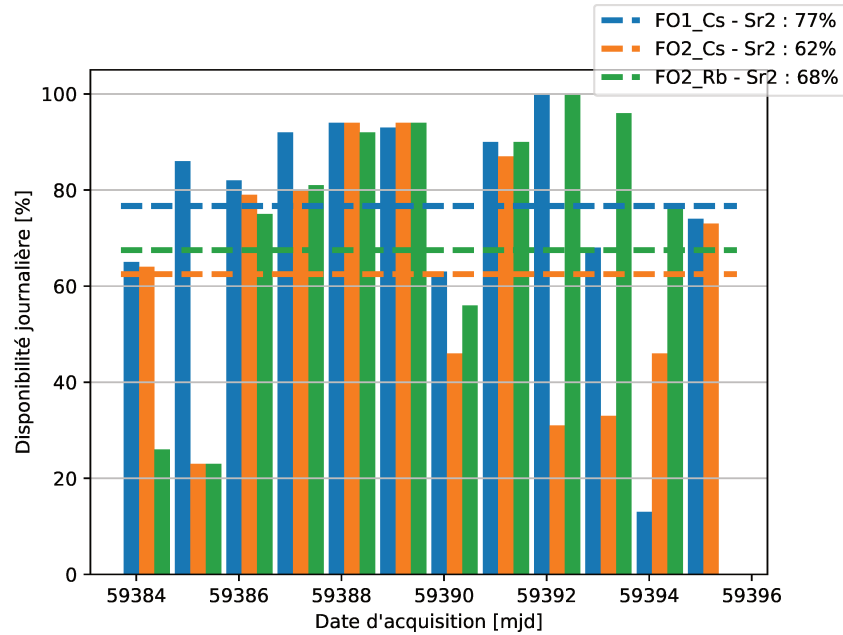


FIGURE V.8 – Pourcentage de disponibilité journalière de la comparaison entre l’horloge *Sr2* et les fontaines atomiques. Les cycles sont moyennés sur des intervalles de 100 s, les 100 % de disponibilité journalière correspondent ainsi à l’acquisition de 864 points. Le jour sont mesurés par rapport à la date et l’heure du milieu de l’acquisition. Les systèmes sont disponibles pour la comparaison lorsque les deux horloges à comparer et toute la chaîne de fréquence qui les lie sont opérationnelles. L’acquisition se poursuit quelques jours supplémentaires, non-pris en compte car ils n’ont pas été utilisés pour le calcul de la stabilité.

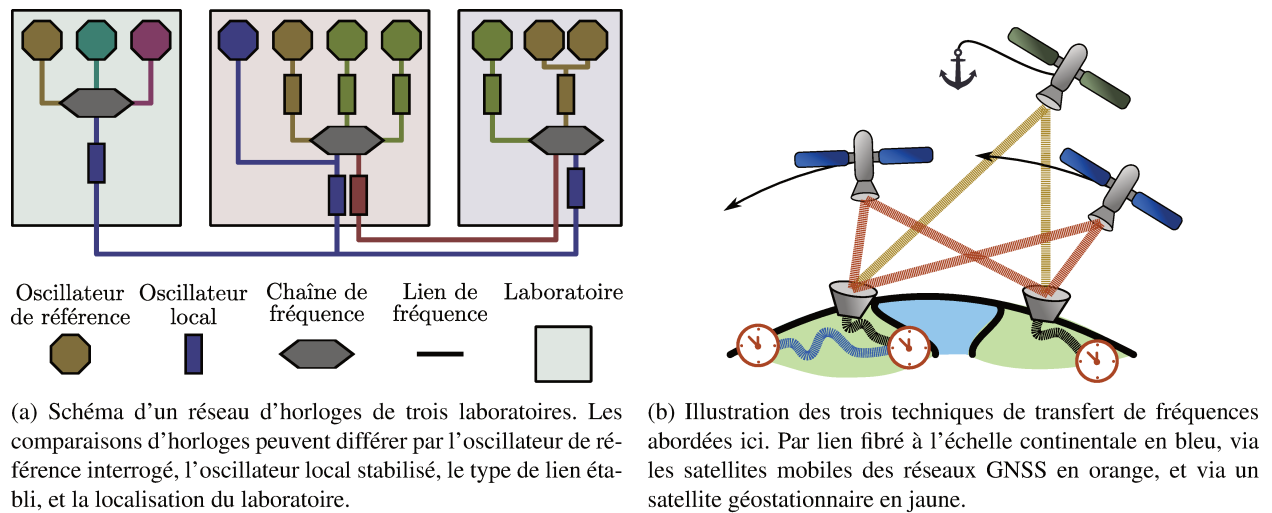


FIGURE V.9 – Mise en réseau des horloges dans le cadre des comparaisons.

lien. Cette technique souffre en revanche de l'ambiguïté d'une mesure de phase, qui ne permet pas de distinguer des déphasages correspondant à un nombre entier de périodes. Les sauts de phase sur la fréquence transférée introduisent ainsi une incertitude, et contribuent à limiter la stabilité du lien. La technique IPPP apporte une réponse à ce problème, et repose sur la nature entière du déphasage potentiellement introduit lors de ces sauts de phase, pour en donner une correction déterministe et soulever les éventuelles ambiguïtés de phase, et ainsi réduire la contribution de cette source d'incertitude. L'amélioration apportée par ce protocole de transfert permet alors d'obtenir une stabilité atteignant le 10^{-17} après presque une semaine d'acquisition de données [140].

Des mesures simultanées des horloges *SrB* du SYRTE et *SrI* du National Institute of Information and Communications Technology (NICT) au Japon ont permis de réaliser la comparaison des deux systèmes distants selon cette technique, ainsi que leur contribution au TAI en décembre 2018, qui sera abordée dans la section suivante.

ii. Par un satellite en orbite géostationnaire selon la technique TWSTFT

La stabilité des liens de fréquence établis avec les satellites est toutefois dégradée par l'incertitude liée à leur vitesse relativement aux stations au sol, et également soumise au bruit de phase induit par la traversée de l'atmosphère terrestre [43].

L'utilisation d'un satellite géostationnaire permet d'adresser le premier problème, en supprimant la vitesse des satellites par rapport à la station terrestre et donc en annulant le déplacement par effet Doppler. Là encore, il est possible de s'appuyer sur les équipements déjà en place, avec les satellites de télécommunications en orbite.

Le bruit de phase induit par la traversée atmosphérique est quant à lui partiellement compensé par la transmission bidirectionnelle. Tout comme les techniques reposant sur l'utilisation des GNSS, cette technique est déjà en place et utilisée depuis 1999 pour la génération du TAI [141], et permet d'atteindre une inexactitude de 2×10^{-17} après 10 j d'intégration.

V.3.2 Comparaisons internationales via le réseau de liens fibrés d'échelle continentale

Une autre voie possible est le transfert guidé sur de longue distance, qui repose sur l'utilisation de fibres optiques compensées. Ces liens par fibre optique compensée sont en réalité composés de plusieurs sections d'une centaine de mètres en cascade ce qui permet de compenser les pertes dans la fibre au moyen d'amplificateurs bidirectionnels [142]. Leur utilisation se réduit alors à des transferts continentaux où il est possible de mettre en œuvre ce type d'équipements, ou à des tronçons sous-marins de courtes distances [143]. Bien que cette technique requiert des infrastructures plus lourdes, elle présente de meilleures performances avec des stabilités proches de 10^{-16} @1 s, qui ne sont obtenus qu'après plusieurs heures d'acquisition dans le cas des liens en espace libre, et atteignent une stabilité aussi basse quelque 10^{-19} après quelques jours d'intégration [42].

Le projet de Réseau Fibré Métrologique à Vocation Européenne (REFIMEVE) et ses extensions REFIMEVE+ et T-REFIMEVE ont pour objectif le transfert longue distance d'un signal optique ultrastable en vue de disséminer la fréquence d'horloge du SYRTE vers d'autres laboratoires français, mais également européens comme représenté sur la carte V.12. Le développement de ce réseau s'appuie la disponibilité et la qualité des équipements aux longueurs d'onde des télécommunications. De la même manière que pour les comparaisons entre références atomiques différentes, une chaîne de fréquence est pour cela établie entre le laser d'horloge à 698 nm et le laser de télécommunication à 1542 nm par le peigne de fréquences optiques.

La partie française de ce réseau repose sur l'utilisation d'un canal dédié du Réseau National de Télécommunications pour la technologie, l'Enseignement et la Recherche (RENATER) déjà en place et parallèlement utilisé pour les télécommunications. Il convient alors de l'adapter aux transmissions bi-directionnelles compensées et amplifiées requises pour le transfert de fréquence ultrastable [42] en incluant des stations de régénération le long de la fibre.

Au début de ma thèse en 2019, ce réseau permettait déjà d'établir des liens continentaux entre l'Observatoire de Paris en France, le NPL, et la Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB). Une nouvelle liaison avec l'Istituto Nazionale di Ricerca Metrologica (INRIM) est opérationnelle depuis 2020. Nous avons ainsi pu bénéficier de la disponibilité de ce réseau afin de réaliser des comparaisons tout-optique entre les horloges développées dans les laboratoires ainsi connectés, à l'occasion de campagnes de comparaisons. Ces comparaisons requièrent un fonctionnement simultané et donc coordonné des horloges fonctionnant de manière nominale, et ce pendant plusieurs jours ou semaines.

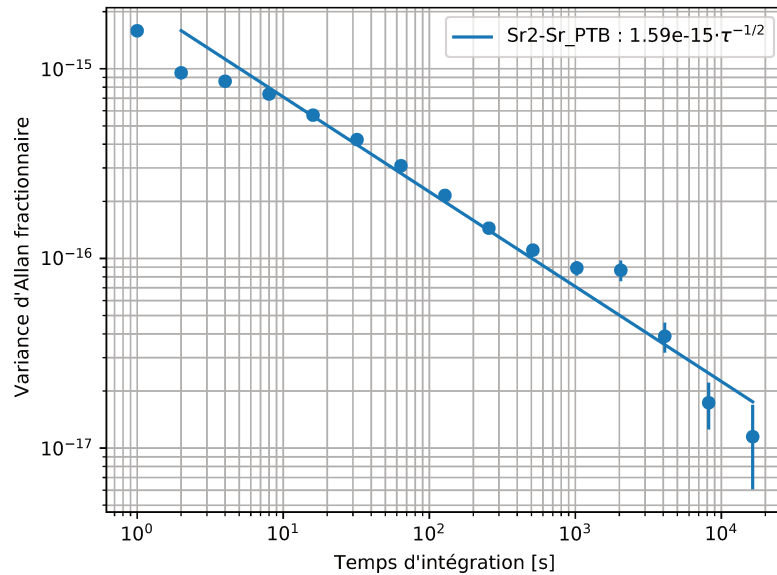


FIGURE V.10 – Stabilité de la comparaison des fréquences réalisées par les horloges *Sr2* et *SrPTB* lors de la campagne de comparaison par lien fibré du mois d’avril 2018

Dans ce contexte, ma contribution a porté sur la préparation et la maintenance des horloges strontium durant plusieurs de ces campagnes :

i. Campagne d’avril-mai 2018

- *SrB* du 7 mai au 18 mai
- *Sr2* du 15 mai au 18 mai

Lors de la campagne d’avril-mai 2018, on dispose d’un bon accord avec le strontium de la PTB, dont la résolution est compatible avec le bilan d’inexactitude mesuré localement par l’horloge *Sr2* :

$$\Delta\nu_{Sr2,SrPTB} = -1.5(25) \times 10^{-17}.$$

La variance d’Allan de la comparaison donnant l’écart entre les horloges *Sr2* et *SrPTB* est donnée en figure V.10.

En revanche, on a observé un écart plus important entre les deux horloges strontium. À l’inverse d’une mesure locale relative entre les deux horloges strontium *Sr2* et *SrB*, la comparaison avec une horloge supplémentaire dans le cadre de la comparaison internationale tend à confirmer que le désaccord provient de *SrB* avec laquelle le désaccord fractionnaire est de :

$$\Delta\nu_{Sr2,SrB} = 5.0(25) \times 10^{-17}$$

Cette mesure signe le début de l’observation d’un désaccord persistant et grandissant entre les deux horloges strontium dû à la dégradation du vide de l’horloge *SrB* qui sera confirmé par d’autres comparaisons ainsi que discuté dans la sous-section i.. C’est à partir de ces observations qu’ont commencé les mesures de déplacement induit par le gaz résiduel sur l’horloge *SrB*.

ii. Campagne de juin 2019

Cette campagne a nécessité un important travail de préparation sur *SrB* sur lequel on observait des fluctuations importantes du nombre d’atome, identifiées comme étant dues à l’AOM du MOT en fin de vie. Son remplacement,

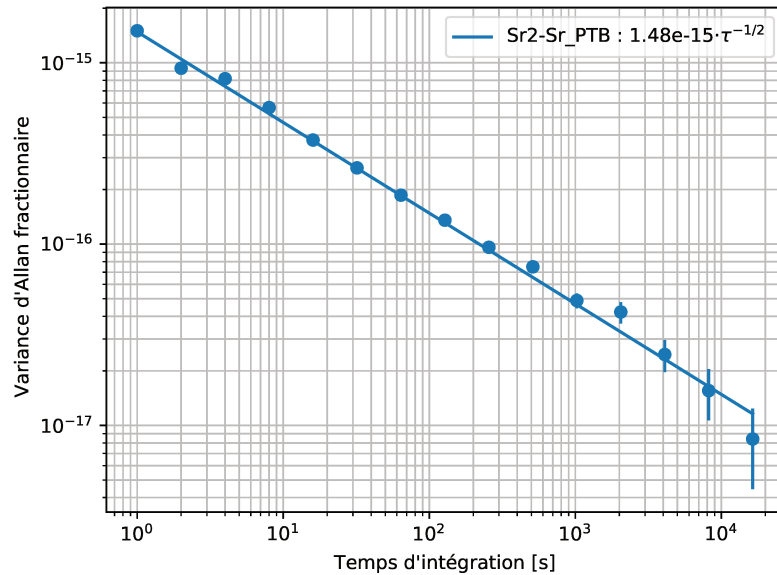


FIGURE V.11 – Stabilité de la comparaison des fréquences réalisées par les horloges *Sr2* et *SrPTB* lors de la campagne de comparaison par lien fibré du mois de juin 2019

la résolution d’un problème sur l’électronique d’asservissement de la puissance du laser d’horloge, et d’un problème de masse sur les bobines ont permis de retrouver un fonctionnement nominal de l’horloge. Cette préparation a ainsi permis de rejoindre la première campagne incluant les participations nominales de trois laboratoires européens simultanément : la PTB, le NPL et le SYRTE.

On a pu observer une bonne stabilité entre les horloges *Sr2* et *SrPTB* grâce à l’installation d’une nouvelle cavité pour le peigne de la PTB transférée vers leur laser strontium.

Des perturbations asymétriques ont été observées sur le lien vers le NPL et sont non identifiées. La conséquence a été de dégrader la résolution statistique de la comparaison et donc de ne pas permettre de parvenir à l’inexactitude optimale des horloges de part et d’autres du lien.

Le lien vers la PTB était en revanche pleinement opérationnel, et nous avons pu mesurer de nouveau la différence de fréquence entre *Sr2* et *SrPTB* lors de cette campagne avec un accord compatible avec le budget d’inexactitude, dans le bas 10^{-17} :

$$\Delta\nu_{Sr2,SrPTB} = -2.1(25) \times 10^{-17}.$$

La variance d’Allan de la comparaison donnant la stabilité de l’écart entre les horloges *Sr2* et *SrPTB* est donnée en figure V.11.

L’écart de fréquence avec *SrB* s’est par ailleurs creusé, sans que la source soit identifiée au moment de cette comparaison. En l’absence d’un bilan d’inexactitude correct, l’horloge n’a pas pris part à la campagne de comparaison par lien fibré.

iii. Campagne de mars 2020

La campagne de comparaison internationale de mars 2020 a été marquée par la pandémie de Covid-19. La finalisation récente du lien optique ultrastable entre le SYRTE et l’INRIM à Turin devait permettre de réaliser les premières opérations métrologiques communes avec nos homologues italiens. Du fait de la dégradation de la situation sanitaire en Italie, le confinement a été mis en place avant même le début de la campagne. Le lien vers la PTB rencontrait

quant à lui un problème au niveau de la station de transfert à Strasbourg, avec un compteur non référencé au satellite introduisant un déplacement de fréquence indéterminé entre les deux laboratoires, rendant les données inexploitable.

Nous avons tout de même initié les acquisitions avec le NPL, avant d'être également confinés une semaine plus tard. Cette courte acquisition a permis de déterminer l'écart avec SrB :

$$\Delta\nu_{SrB,SrNPL} = -6.7(20) \times 10^{-17}$$

Cependant, l'inexactitude due aux collisions avec le gaz résiduel est plus importante que la résolution statistique du lien. Le déplacement introduit est en effet compatible avec la présence d'hydrogène dans la chambre expérimentale, mais les mesures de ratio de temps de vie réalisées au préalable mettent en évidence la présence d'autres gaz, si bien qu'il n'est pas possible de se prononcer avec certitude sur le résultat obtenu.

L'horloge $Sr2$ présentait quant à elle un problème magnétique, qui a été abordé dans la section sur l'effet Zeeman du chapitre sur les effets systématiques. La non-reproductibilité de l'environnement magnétique de l'expérience a ainsi empêché la contribution de cette horloge à la campagne.

iv. Campagne de décembre 2021

Cette campagne marque la première comparaison entre l'INRIM et le SYRTE depuis la mise en service du lien entre les deux laboratoires en 2020.

Cependant, un problème de vide sur $Sr2$ a été observé et identifié par la dégradation du temps de vie des atomes dans le piège, de 100 ms contre 10 s mesurées jusqu'alors. L'augmentation du courant des pompes ioniques avait été observée mais attribuée à tort à une augmentation de pression dans la nouvelle enceinte à vide, dont la pompe ionique partageait l'alimentation de courant. Cette dégradation de la pression a pu être expliquée par la présence d'une fuite sur une des pompes ioniques du système sous vide.

La restauration du vide a ainsi nécessité le changement de la pompe défectueuse et de remettre le système sous vide à pression ambiante avant de le repomper et de l'éteindre pour retrouver la pression nominale. Ce sont donc les deux horloges qui présentaient un problème durant cette campagne et n'ont donc pas pu contribuer.

En dépit des problèmes rencontrés par les horloges optiques du SYRTE, le fonctionnement du lien optique a pu être validé par la comparaison entre l'horloge ^{171}Yb de l'INRIM et les fontaines du SYRTE.

v. Campagne de mars 2022

Cette campagne est la plus complète en termes de participation et de disponibilité des équipements, dans la mesure où les liens étaient établis à la fois par satellite et par fibre optique. De nombreuses horloges ont fournis des données, avec à la PTB les horloges ^{87}Sr , $^{171}\text{Yb}^+$, $^{115}\text{In}^+$, et pour la première fois bien que ni stable ni précise, $^{87}\text{Sr}^+$; et à l'INRIM l'horloge ^{171}Yb . Le lien vers le NPL n'était quant à lui pas opérationnel durant cette campagne.

Les acquisitions de l'horloge $Sr2$ ont présentées une instabilité de 1×10^{-16} , bien que toutes les mesures d'effets systématiques aient présenté des résultats nominaux et donc compatibles avec des opérations selon le budget d'inexactitude optimal de 2×10^{-17} . Les acquisitions se sont toutefois poursuivies durant la campagne selon des mesures différentielles afin d'identifier l'origine de ce comportement, mais n'ont pas permis de conclure à ce jour. Le travail de préparation est ainsi toujours à réaliser afin de retrouver les performances de l'horloge en vue de la prochaine campagne de comparaison internationale.

V.3.3 Utilisation du réseau d'horloge comme détecteur

Les mesures comparatives permettent de confirmer les bilans d'exactitude des horloges, et d'établir des valeurs nominales pour les ratios de fréquences. À l'inverse, il est possible de tirer parti de la sensibilité de la structure atomique à l'environnement expérimental pour l'utiliser comme détecteur [33, 31, 145, 146]. Là encore, une unique horloge ne suffit pas, et c'est l'utilisation d'un ensemble d'horloge en réseau qui permet d'effectuer des mesures différentielles. Les corrélations entre systèmes indépendants peuvent alors traduire l'observation d'un événement transitoire. Les variations d'écart de fréquence entre les horloges peuvent correspondre à plusieurs détections successives dans le cas d'horloges séparées spatialement, on dispose alors d'une mesure dynamique du passage d'un objet. Il peut également

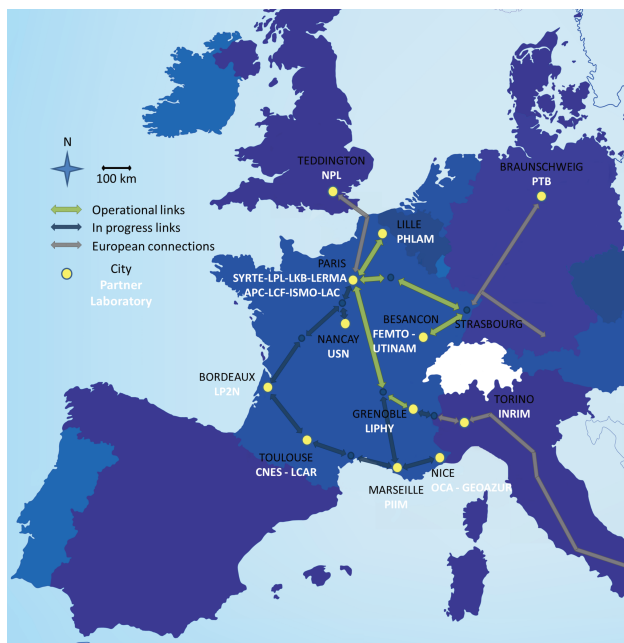


FIGURE V.12 – Carte du réseau de fibres optiques ultrastables en France et les connexions internationales publiée sur le site internet de REFIMEVE [144]. Les liens actuels constituent des connexions tout-optique entre les laboratoires de métrologie européens tels que le SYRTE, le PTB, le NPL et depuis 2020, l’INRIM.

s’agir de plusieurs détections simultanées, par des horloges utilisant des atomes différents, dont la structure se déplace différemment en présence de l’objet transitoire. Dans les deux cas et ainsi que représenté sur la figure V.13, c’est la comparaison des horloges du réseau qui permet de déterminer la dynamique ou le type d’interaction à l’origine du signal observé.

V.4 Opérations métrologiques en vue de contributions à l’élaboration d’une échelle de temps commune

Un intérêt de premier ordre stimulant le développement des horloges atomiques est l’élaboration et la dissémination d’une échelle commune. Les travaux présentés ici s’inscrivent dans le contexte de l’ouverture des contributions à d’autres espèces atomiques que le césium ^{133}Cs , initiée en 2013 avec la première contribution de la fontaine atomique ^{87}Rb de l’Observatoire de Paris en 2013 [4]. Nous présentons ici les premières contributions pilotantes d’horloges optiques auxquelles j’ai pris part durant ma thèse, qui ouvrent la voie à des contributions optiques au TAI plus régulières, et s’inscrivent dans le contexte de la redéfinition de la seconde SI.

V.4.1 Les différentes échelles de temps communes

Le Bureau International des Poids et Mesures (BIPM) est l’organisation qui publie le système SI et produit l’échelle de temps de référence Temps Universel Coordonné (UTC) à partir de la combinaison de plusieurs échelles de temps répondant à différents objectifs de la métrologie des temps et fréquence. Le Temps Universel (UT1) d’une part, qui fournit une orientation de la Terre dans un référentiel de quasars fixes. Cette échelle de temps est toutefois soumise aux variations de la période de rotation de la Terre, incluant une lente décélération due à ses interactions gravitationnelles, en particulier avec la lune et le soleil, ainsi que des fluctuations aléatoires dues à la dynamique interne de la planète et son activité géologique [1, 2]. Un second objectif est la réalisation d’une échelle de temps indépendante du référentiel. Le TAI d’autre part, est produit à partir des données d’un ensemble d’horloges atomiques à travers le monde, dont les

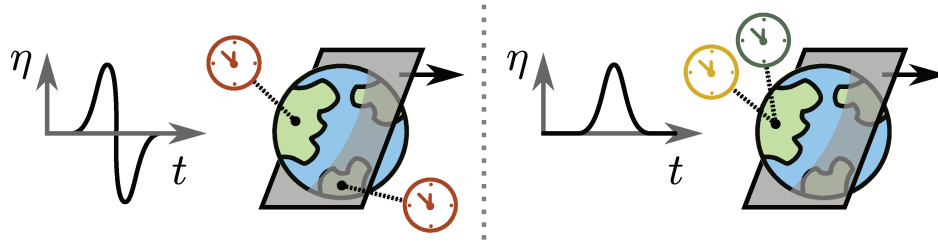


FIGURE V.13 – À gauche, on observe le déplacement des rapports de fréquence entre deux horloges dû au passage d’un objet transitoire schématisé par le plan gris, dans le cas de deux horloges identiques, la sensibilité du réseau d’horloge est due à la différence de géolocalisation. À droite, déplacement du rapport de fréquence perçu entre deux oscillateurs en un même lieu, la sensibilité différentielle de deux oscillateurs de référence distincts est requise. La mise en réseau de différents systèmes d’horloge, en plusieurs lieux contribue ainsi à améliorer la sensibilité de la détection d’objets transitoires.

réalisations de fréquences sont combinées et pondérées pour optimiser la stabilité et l’exactitude de l’échelle. L’UTC est alors calculé à partir du TAI, par l’ajout de secondes intercalaires sur le UT1 pour corriger la dérive entre les deux échelles données sur la figure V.14a. Cet artifice permet de minimiser le déphasage entre la subjectivité des observations astronomiques dans le référentiel terrestre et l’objectivité des observations des atomes isolés. L’ajout de ces secondes fait aujourd’hui débat car cela complexifie l’horodatage des données avec une subtilité supplémentaire, qui représente finalement une correction assez marginale, 27 s depuis l’introduction de l’UTC en 1972. La mise en place d’une correction parfois ambiguë dans le cadre d’échanges de données pourrait ainsi être abandonnée [147].

V.4.2 Réalisation du Temps Atomique International à partir des fréquences synthétisées par les laboratoires métrologiques

La réalisation de fréquence d’un laboratoire k contribuant au TAI peut être corrigée de la même manière afin de produire une échelle de temps locale UTC(k), l’UTC(OP) dans le cas de l’Observatoire de Paris. Ce sont les liens GNSS entre les laboratoires qui permettent de mesurer les désaccords entre les UTC(k) locaux.

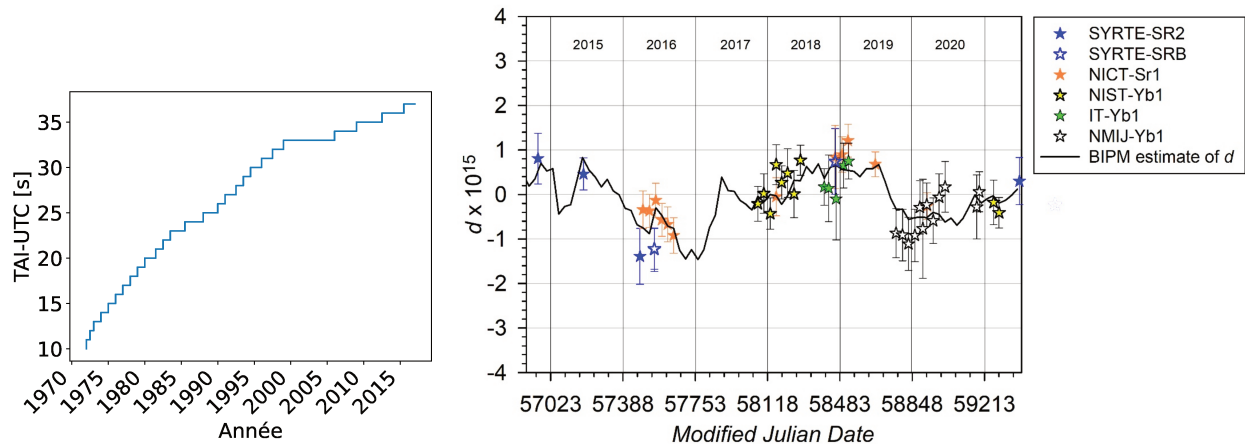
Chaque laboratoire k se charge par ailleurs d’établir des liens de fréquence entre son UTC(k) et les réalisations de fréquence des horloges locales. Dans le cas des horloges strontium discutées ici, une chaîne de fréquence est établie vers le maser à hydrogène au travers du peigne de fréquences optiques ainsi que discuté précédemment, dont l’écart est mesuré face à l’UTC(OP). Les données des horloges sont soumises a posteriori et de manière indépendante au BIPM, qui produit l’UTC. L’UTC est ainsi une moyenne pondérée des UTC(k) de chaque laboratoire métrologique contribuant au pilotage du TAI, et les pondérations rendent compte des incertitudes et des disponibilités de chaque horloge impliquée dans la réalisation du TAI.

Préalablement à leur contribution au TAI, les fréquences d’horloge ν_X réalisées à partir de référence secondaire X doivent être mesurées contre la référence primaire ^{133}Cs , afin de parvenir à un accord sur une valeur recommandée pour la fréquence de transition de la référence secondaire X , et ce par plusieurs mesures indépendantes. Cela équivaut à mesurer le rapport de fréquence $\eta_{X/^{133}\text{Cs}}$, au travers de comparaisons d’horloges. Cela permet ainsi de donner une mesure de la fréquence d’horloge ν_X en Hz et au CCTF d’en publier une valeur recommandée.

Des mesures préalables à toute contribution pilotante sont donc nécessaires afin de déterminer une valeur recommandée par le CCTF. On observe sur la figure V.14b des données issues d’horloges optiques soumises au BIPM au cours des dernières années, et l’écart de ces réalisations par rapport au TAI. Les horloges strontium et notamment $\text{Sr}2$ dès 2014, ont initié ces contributions non-pilotantes d’horloges optiques et ont permis de parvenir d’établir le rapport de fréquences $\eta_{87\text{Sr}/^{133}\text{Cs}}$ recommandé en 2017 par le CCTF :

$$\nu_{87\text{Sr}}^0 = 429\,228\,004\,229\,873.00(17) \text{ Hz [148]}$$

En plus de la distinction entre les contributions pilotantes et non-pilotantes, on peut distinguer les contributions en temps réel et différées. En effet, l’UTC est une échelle de temps *papier*, qui ne consiste pas en un signal réalisé en



(a) Secondes intercalaires accumulées depuis la création de l'UTC en 1972 (b) Historique des contributions d'horloges optiques soumises au BIPM montrant leur écart à la réalisation du TAI reportées sur le site internet du BIPM.

FIGURE V.14

temps réel contrairement aux UTC(k). Nous avons pu discuter précédemment de la nécessité d'effectuer des opérations métrologiques longues de plusieurs dizaines de jours dans le cadre des comparaisons internationales, afin de pouvoir résoudre statistiquement la stabilité des horloges et des liens. Pour cette raison, les données sont soumises au BIPM *a posteriori*, et permettent de produire un signal d'erreur pour corriger l'UTC. La première contribution pilotante au TAI a ainsi été celle de l'horloge *NICT-Sr1*, mais n'a pas été publiée en temps réel, elle a donc peu contribué à son pilotage. D'autre part, une partie des points de la figure V.14b est également donnée de manière différée, et ne peut participer à l'établissement d'un rapport de fréquences préalable aux contributions. Nous présentons dans ce document les premières contributions pilotantes et en temps réel au TAI par les horloges strontium *SrB* et *Sr2* au SYRTE.

V.4.3 Contributions des horloges strontium du SYRTE au pilotage du TAI

Dans ce contexte, j'ai pris part à la réalisation d'opérations métrologiques des horloges à réseau optique, en vue de leur soumission au BIPM dans le cadre de contributions pilotantes et en temps réel du TAI.

i. Contribution de décembre 2018

La première, non seulement pour ces horloges mais également pour les horloges optiques, a été effectuée en décembre 2018 par les horloges *SrB* au SYRTE et *Sr1* du NICT, et publiées dans la *Circulaire T - 372* dont un extrait figure en table V.1. L'intégrité des données publiées réalisées par *SrB* a toutefois nécessité une correction postérieure.

En effet, des mesures de l'effet DC-Stark étaient en cours de réalisation les semaines précédant la campagne. Ces mesures consistaient à appliquer un champ électrique sur les atomes, par le biais d'une électrode située à l'extérieur de l'enceinte à vide. Cette dernière, toujours en place durant la campagne de comparaison, s'est avérée être magnétique et modifiait la direction du champ magnétique de biais, conduisant une évaluation erratique de l'effet Zeeman et de la correction du déplacement induit sur la transition d'horloge. Sans conséquence dans le cadre de mesures différentielles, cet effet a été à l'origine d'un déplacement de fréquence fractionnaire de 10×10^{-16} par rapport à l'horloge du NPL.

Durant cette même campagne, une partie du système expérimental de la seconde horloge, *Sr2*, était hors d'usage à cause d'un problème sur la connexion électrique du module piézoélectrique de la cavité du réseau optique. Il a ainsi fallu remettre en état et préparer l'horloge dans l'urgence pendant que l'horloge voisine opérait pour la campagne. Cette préparation a permis de rejoindre la campagne tardivement, et d'acquérir suffisamment de données communes avec *SrB* et le NPL pour confirmer que le désaccord provenait de *SrB*.

La poursuite des acquisitions après la fin de la campagne entre les horloges *SrB* et *Sr2* a permis de mesurer le déplacement observé avec une résolution statistique compatible avec le bilan d'exactitude de la comparaison. La

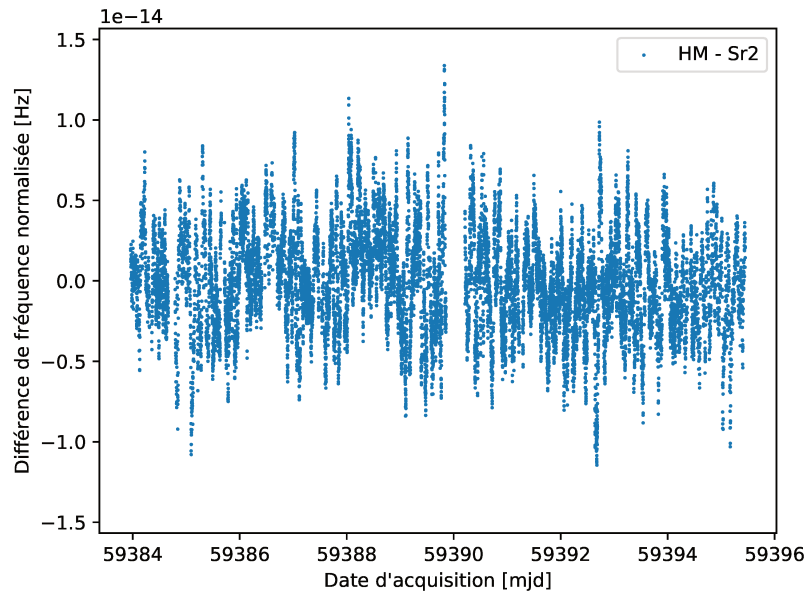


FIGURE V.15 – Désaccord de fréquence normalisé entre le maser à hydrogène *HM* et l’horloge *Sr2*. Le rapport utilisé pour normaliser les données du strontium est le rapport de fréquence recommandé par le BIPM. Les stabilités et disponibilité face aux fontaines présentées dans les figures V.8 et V.7 sont calculées à partir des écarts maser-strontium et maser-fontaine.

combinaison de l’acquisition brève et exacte de *Sr2* et l’acquisition longue mais désaccordée de *SrB* a ainsi permis de produire des données compatibles avec leur soumission au BIPM pour proposer la première contribution pilotante en temps réel d’une horloge optique.

ii. Contribution de juin-juillet 2021

La mesure de juin-juillet 2021 présente quant à elle un excellent taux de fonctionnement, qui démontre les améliorations de la robustesse du système au cours de ces dernières années. Les données soumises au Bureau International des Poids et Mesures sont les acquisitions qui ont menées aux mesures des ratios de fréquences avec les fontaines micro-ondes du SYRTE présentées précédemment dans la sous-section V.2.3.

La différence de fréquence normalisée entre l’horloge *Sr2* et l’oscillateur local de l’Observatoire de Paris, relevée durant les dix premiers jours d’acquisition est reportée sur la figure V.15. Les différences des corrections atomiques acquises indépendamment et simultanément par l’horloge strontium et les fontaines atomiques sont celles qui sont présentées dans les stabilités V.7 et les disponibilités V.8.

La publication de ces données a conduit à contribuer au pilotage du TAI. L’extrait de la *Circulaire T - 402* du mois de juin figurant dans la table V.1 démontre l’excellent disponibilité de l’horloge durant cette contribution, qui dépasse 90%. La mesure s’est poursuivi au début du mois de juillet seulement, ce qui explique que le taux de fonctionnement ne soit plus que de 50% dans la *Circulaire T - 403* suivante.

iii. Contribution de mars 2022

L’horloge *Sr2* a de nouveau contribué au pilotage du TAI en temps réel en mars 2022. On donne également l’extrait de la *Circulaire T - 411* où figure la contribution de *Sr2* dans la table V.1.

Table 1: Estimate of d by individual PSFS measurements and corresponding uncertainty. All values are expressed in 10^{-15} and are valid only for the stated period of estimation.

# Circulaire-T350 #																		
Standard	Period of Estimation		d	u_A	u_B	u_A/Lab	u_B/Lab	$u_{l/Tai}$	u	u_{Srep}	Ref (uS)	Ref (uB)	$u_B(Ref)$	Uptime %	LastRep	Nrep3y	Steer	Note
SYRTE-SR2	56954	56964	0.81	0.20	0.04	0.10		0.53	0.57	0.5	[1]	[2]	0.05				N	(3)
SYRTE-SR2	57179	57199	0.46	0.20	0.04	0.10		0.28	0.36	0.5	[1]	[2]	0.05				N	(3)
SYRTE-SR2	57469	57479	-1.39	0.25	0.20	0.11		0.53	0.63	0.5	[1]	[2]	0.05				N	(3)
SYRTE-SR2	57539	57554	-1.24	0.30	0.04	0.11		0.37	0.49	0.5	[1]	[2]	0.05				N	(3)
SYRTE-SRB	57539	57554	-1.22	0.25	0.05	0.10		0.37	0.46	0.5	[1]	[2]	0.05				N	(3)
(3) Report 16 AUG. 2016 by LNE-SYRTE																		
[1] CIPM Recommendation 2 (CI-2015) : Updates to the list of standard frequencies in Procès-Verbaux des Seances du Comite International des Poids et Mesures, 104th meeting (2015), 2016, 47 p.																		
[2] Optical to microwave clock frequency ratios with a nearly continuous strontium optical lattice clock. Lodewyck J., Bilicki S., Bookjans E., Robyr J.L., Shi C., Vallet G., Le Targat R., Nicolodi D., Le Coq Y., Guéna J., Abgrall M., Rosenbusch P. and Bize S.. Metrologia 53(4), 1123, 2016.																		
# Circulaire-T372 #																		
Standard	Period of Estimation		d	u_A	u_B	u_A/Lab	u_B/Lab	$u_{l/Tai}$	u	u_{Srep}	Ref (uS)	Ref (uB)	$u_B(Ref)$	Uptime %	LastRep	Nrep3y	Steer	Note
NICT-Sr1	58454	58464	0.84	0.01	0.08	0.05		0.70	0.71	0.4	[1]	T371	0.057				Y	(2)
SYRTE-SrB	58454	58464	0.74	0.20	0.10	0.09		0.70	0.74	0.4	[1]	T350	0.04				Y	(3)
(2) Report 04 JAN. 2019 by NICT																		
(3) Report 05 JAN. 2019 by LNE-SYRTE																		
# Circulaire-T402 #																		
Standard	Period of Estimation		d	u_A	u_B	u_A/Lab	u_B/Lab	$u_{l/Tai}$	u	u_{Srep}	Ref (uS)	Ref (uB)	$u_B(Ref)$	Uptime %	LastRep	Nrep3y	Steer	Note
SYRTE-Sr2	59384	59394	0.30	0.01	0.03	0.08	0.03	0.53	0.53	0.4	[1]	T350	0.05	90.2	N/A	0	Y	(5)
(5) Report 03 JUL. 2021 by LNE-SYRTE																		
[1] CCTF Recommendation 2 (2017) : Updates to the CIPM list of standard frequencies in Consultative																		
# Circulaire-T403 #																		
Standard	Period of Estimation		d	u_A	u_B	u_A/Lab	u_B/Lab	$u_{l/Tai}$	u	u_{Srep}	Ref (uS)	Ref (uB)	$u_B(Ref)$	Uptime %	LastRep	Nrep3y	Steer	Note
SYRTE-Sr2	59394	59424	0.01	0.01	0.03	0.16	0.03	0.20	0.26	0.4	[1]	T350	0.05	56.2	T402	1	Y	(5)
(5) Report 04 AUG. 2021 by LNE-SYRTE																		
[1] CCTF Recommendation 2 (2017) : Updates to the CIPM list of standard frequencies in Consultative Committee for Time and Frequency Report of the 21st meeting (2017), 2017, 56 p.																		
# Circulaire-T411 #																		
Standard	Period of Estimation		d	u_A	u_B	u_A/Lab	u_B/Lab	$u_{l/Tai}$	u	u_{Srep}	Ref (uS)	Ref (uB)	$u_B(Ref)$	Uptime %	LastRep	Nrep3y	Steer	Note
SYRTE-Sr2	59639	59669	-0.30	0.01	0.02	0.10	0.03	0.20	0.22	0.4	[1]	T350	0.05	56.9	T404	3	Y	(11)
(1) Continuously operating as a clock participating to TAI																		
(11) Report dated 06 APR. 2022 by LNE-SYRTE																		

TABLE V.1 – Compilation des extraits des Circulaires T montrant les contributions des horloges SrB et $Sr2$ publiées sur le site du BIPM [149] et figurant en V.14b. Les contributions de SrB en décembre 2018, et de $Sr2$ en juin 2021, juillet 2021 et mars 2022 sont pilotantes. On peut noter l'excellent taux de fonctionnement de la contribution de juin 2021, plus de 90 %. La colonne d correspond au déplacement entre la fréquence réalisée par l'horloge et le TAI, les coefficients u aux incertitudes, et le **Y[es]** de la colonne **Steer** au caractère pilotant de la contribution. Les rapports sont soumis au BIPM aux dates indiquées en **Note**, qui correspondent respectivement au Jour Julien Modifié (MJD) 58 488, 59 398, 59 430 et 59 675.

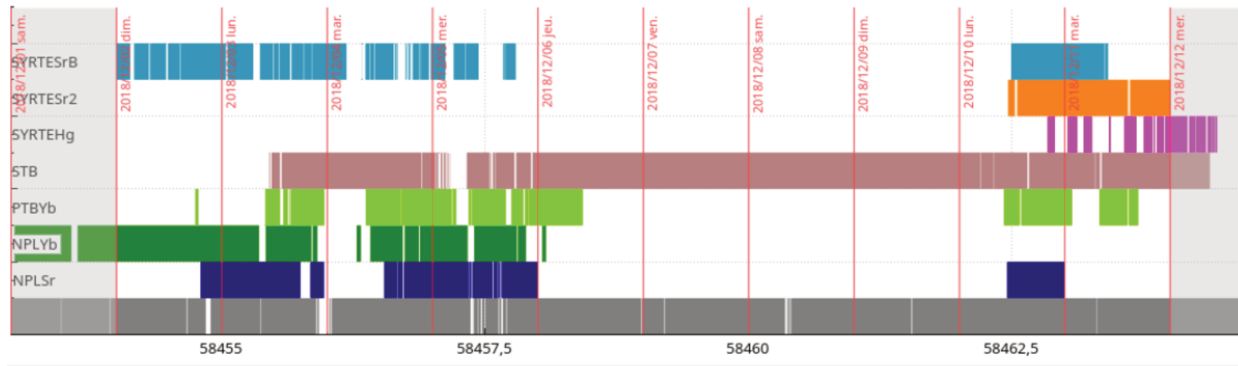


FIGURE V.16 – Disponibilité des horloges impliquées dans la campagne de comparaison internationale de décembre 2018. On observe clairement deux phases dans le déroulement de la campagne. Une première, où l’horloge *SrB* a fonctionné en régime nominal de manière quasi continue pendant près de 4 jours. Puis une seconde phase quelques jours plus tard, pendant lesquels *SrB* et *Sr2* ont pu fonctionner simultanément. Ce recouvrement a permis de poursuivre les mesures en local après la campagne, pour évaluer le déplacement de *SrB* et apporter la correction des données lors des acquisitions antérieures.

V.4.4 Vers de contributions pilotantes régulières d’horloges optique

Les horloges optiques atteignent aujourd’hui une inexactitude fractionnaire de l’ordre de 10^{-18} à 10^{-19} contre 10^{-16} pour les meilleures horloges micro-ondes, et présentent ainsi des gains de performances de plusieurs ordres de grandeur. La réalisation mais également la dissémination de la référence se doivent d’être très disponibles géographiquement et temporellement, et nous avons pu voir comment ces conditions sont partiellement réalisées à l’occasion de campagnes pendant lesquelles les références optiques présentent un excellent taux de fonctionnement sur une période limitée, et à l’échelle d’un continent seulement. À l’échelle globale, ces comparaisons reposent en revanche largement sur les technologies micro-ondes, au travers de l’utilisation d’un oscillateur local micro-ondes pour les réalisations des échelles de temps locales UTC(k), mais également des transferts de fréquences par satellites, là encore limitant de plusieurs ordres de grandeur le gain de performance que permettrait le changement vers le domaine optique. L’amélioration des instruments et des protocoles de transfert de fréquence permet d’établir des liens de fréquence entre les horloges, afin de réaliser des comparaisons distantes dont l’inexactitude tend également à dépasser les transfert micro-ondes. Le transfert des horloges micro-ondes vers les horloges optiques s’opère ainsi sur l’intégralité des infrastructures nécessaires à la réalisation et à la dissémination de fréquence. Bien que la majorité des contributions en temps réel au pilotage du TAI consiste toujours en des contributions d’horloges micro-ondes, nous avons montré ici les premières contributions des horloges strontium. Il est attendu que ces contributions optiques soient de plus en plus fréquentes grâce à l’amélioration de la robustesse et de la disponibilité des instruments pour des acquisitions métrologique. En plus de cette activité métrologique, la meilleure résolution de ces horloges, et la diversité des espèces atomiques sondées offrent de multiples applications de physique fondamentale.

Conclusion

Dans ce manuscrit, j'ai présenté le travail effectué au cours de ma thèse sur l'horloge à réseau optique au strontium $Sr2$ à l'Observatoire de Paris, dont j'avais présenté une partie des résultats à l'occasion de deux conférences : la Conference on Precision Electromagnetic Measurements (CPEM) [150] et le European Frequency and Time Forum (EFTF) [151]. Déjà opérationnelle, celle-ci présente une inexactitude et une instabilité toutes deux proches de 2×10^{-17} . La poursuite du développement de l'horloge pour améliorer ces performances doit adresser ces deux aspects. Mon travail a surtout porté sur le premier, en focalisant l'étude sur les effets systématiques dominant l'inexactitude de l'instrument.

Parmi les effets systématiques, nous avons présenté une nouvelle mesure des coefficients de polarisabilités atomiques du strontium, au travers de mesures différentielles qui permettent d'observer le déplacement de la transition en fonction des paramètres du piège. Ces mesures ont été réalisées pour des pièges profonds, et sont compatibles avec une valeur de l'hyperpolarisabilité insensible à la géométrie du piège à ce niveau, qu'on mesure à $\Delta\beta'/h = -0.588(12) \mu\text{Hz } E_R^{-2}$.

S'il est possible de concevoir un piège dans lequel la polarisabilité différentielle des états d'horloge est nulle, ce n'est pas le cas pour l'hyperpolarisabilité différentielle. Le déplacement lumineux de la transition d'horloge est alors sensible à la profondeur du piège. La distribution thermique des atomes dans le piège anharmonique est alors une source d'inexactitude. Dans ce contexte, nous avons également décrit un protocole permettant d'obtenir des coefficients atomiques normalisés, insensibles à la distribution thermique des atomes. On démontre qu'il est possible de partager l'insensibilité thermique de cette mesure vers les autres coefficients de polarisabilité et d'hyperpolarisabilité. Cette mesure présente aussi l'avantage de pouvoir être réalisée bien plus rapidement que les mesures différentielles nécessaires pour explorer l'intégralité des paramètres du réseau optique (quelques heures contre quelques jours). Les coefficients normalisés pourront donc être utilisés pour estimer le déplacement du réseau sans passer par des mesures différentielles longues.

La mise en place d'un réseau optique selon des modes de Laguerre-Gauss est également explorée sur les horloges strontium. Cela permettra d'accroître le peuplement du réseau indépendamment du déplacement collisionnel, et donc d'améliorer le rapport signal sur bruit de l'horloge. L'étude du déplacement lumineux doit donc se poursuivre avec l'observation des atomes dans un réseau à la géométrie modifiée.

L'assemblage d'une nouvelle enceinte à vide, dont la conception doit permettre de produire un environnement thermique plus homogène, pour réduire l'inexactitude induit par le rayonnement thermique a aussi été discuté. La réalisation d'une température de $295.000(15) \text{ K}$ permettrait ainsi d'évaluer l'inexactitude du rayonnement du corps noir à 1×10^{-18} . J'ai pu prendre part à l'assemblage d'un nouvel environnement expérimental et initier son installation et sa caractérisation. Mon travail offre par ailleurs une démonstration de l'intérêt de l'utilisation des optiques fibrées dans le cas des faisceaux du MOT de $Sr2$. Leur mise en place systématique sur la nouvelle enceinte permettra de piéger rapidement des atomes, dans le réseau optique, pour commencer les mesures spectroscopiques et établir le bilan d'inexactitude de la nouvelle horloge.

La chambre expérimental permettra également de réaliser des mesures des coefficients de polarisabilité statique de l'atome de strontium, dont la connaissance est nécessaire pour évaluer l'inexactitude induite par le rayonnement thermique.

La cavité optique doublement résonante avec le laser du réseau optique et le laser de détection s'inscrit dans le développement du schéma de détection non-destructive initié depuis plusieurs années sur l'horloge *SrB*. Bien que le couplage du laser de détection dans la cavité s'avère moins bon que prévu, 36 %, la cavité présente une stabilité mécanique remarquable. Cela participe à réduire le bruit d'amplitude en cavité, au bénéfice de la détection non destructive amplifiée en cavité, et contraignant le chauffage paramétrique des atomes peuplant le réseau.

Nous avons également présenté une nouvelle source effusive, disposant d'une efficacité énergétique améliorée de près d'un ordre de grandeur par rapport à celle employée jusqu'alors. Cette source plus compacte au bilan énergétique réduit, contribue à supprimer les sources thermiques dans l'environnement expérimental, et est particulièrement favorable pour la conception d'une horloge transportable. La meilleure efficacité du transfert thermique doit permettre d'allonger le temps de vie du four, dont le changement affecte la disponibilité de l'horloge.

La stabilité actuelle du laser ultra-stable, de 8×10^{-16} à 1 s permet d'atteindre le budget d'inexactitude de 2×10^{-17} du système après quelques 10^3 s d'intégration. Pour atteindre un budget d'inexactitude amélioré d'un ordre de grandeur, la durée d'intégration doit quant à elle être allongée de deux ordres de grandeurs, et passerait alors à quelques 10^5 s soit plusieurs jours. Les acquisitions longues, aujourd'hui dédiées à la métrologie, seraient donc également nécessaires pour la préparation de l'instrument au travers des mesures d'effets systématiques avec cette résolution, d'autant plus que le temps de cycle est encore réduit dans le cadre d'une mesure différentielle. L'excellente disponibilité du système, mis en évidence lors des contributions au TAI s'en trouverait alors dégradée.

Parallèlement à l'amélioration de l'inexactitude, il est également nécessaire d'améliorer la stabilité de l'horloge. Plusieurs voies d'amélioration ont été abordées. L'utilisation d'une autre cavité plus performante que la cavité actuelle s'impose évidemment, et nous avons présenté le transfert de la pureté spectrale du laser mercure vers le laser strontium, au travers d'une brève acquisition synchrone entre les trois horloges à réseau optique. Cela constitue une tentative pour, à terme, transférer la stabilité de la cavité longue infrarouge en cours de développement au SYRTE vers chaque laser d'horloge.

La dégradation de la stabilité de la cavité à 698 nm par l'échantillonnage des horloges séquentielles a également été mise en évidence. L'annulation de l'effet Dick doit permettre de réduire la stabilité du laser, et donc la durée des acquisitions d'horloge. Plusieurs actions peuvent contribuer à réduire cet effet. La mise en place d'un schéma d'interrogation de Ramsey, qui permet un échantillonnage plus représentatif du bruit de la cavité. La réduction du temps mort, permet également de réduire l'effet Dick. Les améliorations installées durant ma thèse, telle que les collimateurs fibrés pour le MOT ou le nouveau four vont contribuer à optimiser le temps de chargement des atomes dans le piège, et donc à réduire le temps mort. La compatibilité de la nouvelle chambre avec l'installation d'un schéma de détection non destructive va également dans ce sens. La réalisation d'horloges composites permet de produire une horloge sans temps mort, qui alliée à une interrogation de Ramsey permet la suppression complète de l'effet Dick.

En plus des performances propres à l'instrument, nous avons décrit des comparaisons d'horloges contre d'autres instruments indépendants, stabilisant un laser sur diverses espèces atomiques. J'ai ainsi pu participer à des campagnes de comparaisons aussi bien locales qu'internationales. Tout d'abord, nous avons présenté les premières contributions pilotantes à l'étalonnage du TAI, qui ouvrent la voie vers des contributions régulières d'horloges optiques et à une redéfinition de la seconde du système internationale SI dans les années à venir. Ces comparaisons internationales reposent sur le développement des infrastructures dans le cas du transfert par fibres compensées, et d'amélioration de protocoles de transfert de fréquence pour le transfert en espace libre par satellite. Ces acquisitions métrologiques, qui bénéficient de l'amélioration de la robustesse et de la disponibilité des horloges, tendent donc à devenir de plus en plus fréquentes. D'autre part, la richesse des espèces atomiques utilisées pour réaliser les horloges optiques constitue une aubaine pour les mesures de physique fondamentale, qui bénéficient de la sensibilité différentielle des systèmes.

Bibliographie

- [1] Shinko Aoki, H Kinoshita, B Guinot, GH Kaplan, Dennis Dean McCarthy, and Paul Kenneth Seidelmann. The new definition of universal time. *Astronomy and Astrophysics*, 105 :359–361, 1982.
- [2] B Fong Chao. Interannual length-of-day variation with relation to the southern oscillation/el nino. *Geophysical research letters*, 11(5) :541–544, 1984.
- [3] Résolution 1 de la 13e cgpm (1967) — bipm.org. <https://www.bipm.org/fr/committees/cg/cgpm/13-1967/resolution-1>, 1967.
- [4] Jocelyne Guéna, Michel Abgrall, André Clairon, and Sébastien Bize. Contributing to tai with a secondary representation of the si second. *Metrologia*, 51(1) :108, 2014.
- [5] 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, 2011.
- [6] Filippo Levi, Davide Calonico, Claudio E Calosso, Aldo Godone, Salvatore Micalizio, and Giovanni A Costanzo. Accuracy evaluation of itsf2 : a nitrogen cooled caesium fountain. *Metrologia*, 51(3) :270, 2014.
- [7] Louis Essen and Jack VL Parry. An atomic standard of frequency and time interval : a caesium resonator. *Nature*, 176(4476) :280–282, 1955.
- [8] Samuel M Brewer, J-S Chen, Aaron M Hankin, Ethan R Clements, Chin-wen Chou, David J Wineland, David B Hume, and David R Leibbrandt. $^{27}\text{al}^+$ quantum-logic clock with a systematic uncertainty below 10^{-18} . *Physical review letters*, 123(3) :033201, 2019.
- [9] Judith Olson, Richard W Fox, Tara M Fortier, Todd F Sheerin, Roger C Brown, Holly Leopardi, Richard E Stoner, Chris W Oates, and Andrew D Ludlow. Ramsey-bordé matter-wave interferometry for laser frequency stabilization at 10- 16 frequency instability and below. *Physical Review Letters*, 123(7) :073202, 2019.
- [10] Y Huang, H Guan, W Bian, L Ma, K Liang, T Li, and K Gao. A comparison of two 40ca^+ single-ion optical frequency standards at the 5×10^{-17} level and an evaluation of systematic shifts. *Applied Physics B*, 123(5) :1–18, 2017.
- [11] Yushi Kaneda, JM Yarborough, Yevgeny Merzlyak, Atsushi Yamaguchi, Keitaro Hayashida, Noriaki Ohmae, and Hidetoshi Katori. Continuous-wave, single-frequency 229 nm laser source for laser cooling of cadmium atoms. *Optics letters*, 41(4) :705–708, 2016.
- [12] Valentin Cambier. *Horloge à réseau optique à atomes de mercure exploitant un 2D-MOT : durée de vie de l'état $3P_0$ et mesures de fréquence*. PhD thesis, Sorbonne université, 2019.
- [13] Till Rosenband, DB Hume, PO Schmidt, Chin-Wen Chou, Anders Brusch, Luca Lorini, WH Oskay, Robert E Drullinger, Tara M Fortier, Jason E Stalnaker, et al. Frequency ratio of al^+ and hg^+ single-ion optical clocks ; metrology at the 17th decimal place. *Science*, 319(5871) :1808–1812, 2008.
- [14] Nozomi Ohtsubo, Ying Li, Kensuke Matsubara, Nils Nemitz, Hidekazu Hachisu, Tetsuya Ido, and Kazuhiro Hayasaka. Optical clock based on a sympathetically-cooled indium ion. *Hyperfine Interactions*, 240(1) :1–8, 2019.
- [15] Ting Rei Tan, Rattakorn Kaewuam, Kyle J Arnold, Sapam R Chanu, Zhiqiang Zhang, MS Safronova, and Murray D Barrett. Suppressing inhomogeneous broadening in a lutetium multi-ion optical clock. *Physical Review Letters*, 123(6) :063201, 2019.

- [16] Tobias Bothwell, Dhruv Kedar, Eric Oelker, John M Robinson, Sarah L Bromley, Weston L Tew, Jun Ye, and Colin J Kennedy. Jila sri optical lattice clock with uncertainty of 2.0×10^{-18} . *Metrologia*, 56(6) :065004, 2019.
- [17] Pierre Dubé, Alan A Madej, Maria Tibbo, and John E Bernard. High-accuracy measurement of the differential scalar polarizability of a sr+ 88 clock using the time-dilation effect. *Physical review letters*, 112(17) :173002, 2014.
- [18] Ang Zhang, Zhuan Xian Xiong, Xiaotong Chen, Yanyi Jiang, Jinqi Wang, Congcong Tian, Qiang Zhu, Bing Wang, Dezhi Xiong, Long-Sheng Ma, et al. Ytterbium optical lattice clock with instability of order 10-18. *Metrologia*, 2022.
- [19] N Huntemann, C Sanner, B Lipphardt, Chr Tamm, and E Peik. Single-ion atomic clock with 3×10^{-18} systematic uncertainty. *Physical review letters*, 116(6) :063001, 2016.
- [20] Jérôme Lodewyck, Sławomir Bilicki, Eva Bookjans, Jean-Luc Robyr, Chunyan Shi, Grégoire Vallet, Rodolphe Le Targat, Daniele Nicolodi, Yann Le Coq, Jocelyne Guéna, et al. Optical to microwave clock frequency ratios with a nearly continuous strontium optical lattice clock. *Metrologia*, 53(4) :1123, 2016.
- [21] Valeurs recommandées des fréquences étalons — bipm.org. <https://www.bipm.org/fr/publications/mises-en-pratique/standard-frequencies-second>, 2022.
- [22] Jérôme Lodewyck. On a definition of the si second with a set of optical clock transitions. *Metrologia*, 56(5) :055009, 2019.
- [23] Bruno Chanteau, Olivier Lopez, Wei Zhang, Daniele Nicolodi, Bérengère Argence, Frédéric Auguste, Michel Abgrall, Christian Chardonnet, Giorgio Santarelli, Benoît Darquié, et al. Mid-infrared laser phase-locking to a remote near-infrared frequency reference for high-precision molecular spectroscopy. *New Journal of Physics*, 15(7) :073003, 2013.
- [24] Christian Lisdat, Gesine Grosche, N Quintin, C Shi, SMF Raupach, C Grebing, D Nicolodi, F Stefani, A Al-Masoudi, S Dörscher, et al. A clock network for geodesy and fundamental science. *Nature communications*, 7(1) :1–7, 2016.
- [25] Jacopo Grotti, Silvio Koller, Stefan Vogt, Sebastian Häfner, Uwe Sterr, Christian Lisdat, Heiner Denker, Christian Voigt, Ludger Timmen, Antoine Rolland, et al. Geodesy and metrology with a transportable optical clock. *Nature Physics*, 14(5) :437–441, 2018.
- [26] W. F. McGrew, X. Zhang, R. J. Fasano, S. A. Schäffer, K. Beloy, D. Nicolodi, R. C. Brown, N. Hinkley, G. Milani, M. Schioppo, T. H. Yoon, and A. D. Ludlow. Atomic clock performance enabling geodesy below the centimetre level. *Nature*, 564(7734) :87–90, December 2018. Number : 7734 Publisher : Nature Publishing Group.
- [27] S Hannig, L Pelzer, N Scharnhorst, J Kramer, M Stepanova, ZT Xu, N Spethmann, ID Leroux, TE Mehlstäubler, and PO Schmidt. Towards a transportable aluminium ion quantum logic optical clock. *Review of Scientific Instruments*, 90(5) :053204, 2019.
- [28] Masao Takamoto, Ichiro Ushijima, Noriaki Ohmae, Toshihiro Yahagi, Kensuke Kokado, Hisaaki Shinkai, and Hidetoshi Katori. Test of general relativity by a pair of transportable optical lattice clocks. *Nature Photonics*, 14(7) :411–415, 2020.
- [29] M Takamoto, Y Tanaka, and H Katori. A perspective on the future of transportable optical lattice clocks. *Applied Physics Letters*, 120(14) :140502, 2022.
- [30] Colin J Kennedy, Eric Oelker, John M Robinson, Tobias Bothwell, Dhruv Kedar, William R Milner, G Edward Marti, Andrei Derevianko, and Jun Ye. Precision metrology meets cosmology : improved constraints on ultralight dark matter from atom-cavity frequency comparisons. *Physical Review Letters*, 125(20) :201302, 2020.
- [31] P Wcisło, P Ablewski, K Beloy, S Bilicki, M Bober, R Brown, R Fasano, R Ciuryło, H Hachisu, T Ido, et al. New bounds on dark matter coupling from a global network of optical atomic clocks. *Science Advances*, 4(12) :eaau4869, 2018.
- [32] Asimina Arvanitaki, Junwu Huang, and Ken Van Tilburg. Searching for dilaton dark matter with atomic clocks. *Physical Review D*, 91(1) :015015, 2015.

- [33] P Wcisło, P Morzyński, M Bober, A Cygan, D Lisak, R Ciuryło, and M Zawada. Experimental constraint on dark matter detection with optical atomic clocks. *Nature Astronomy*, 1(1) :1–6, 2016.
- [34] Tara M Fortier, N Ashby, JC Bergquist, MJ Delaney, SA Diddams, TP Heavner, L Hollberg, WM Itano, Steven R Jefferts, K Kim, et al. Precision atomic spectroscopy for improved limits on variation of the fine structure constant and local position invariance. *Physical Review Letters*, 98(7) :070801, 2007.
- [35] YV Stadnik and VV Flambaum. Searching for dark matter and variation of fundamental constants with laser and maser interferometry. *Physical review letters*, 114(16) :161301, 2015.
- [36] Richard Lange, Nils Huntemann, JM Rahm, Christian Sanner, Hu Shao, Burghard Lipphardt, Chr Tamm, Stefan Weyers, and Ekkehard Peik. Improved limits for violations of local position invariance from atomic clock comparisons. *Physical Review Letters*, 126(1) :011102, 2021.
- [37] P Delva, J Lodewyck, S Bilicki, E Bookjans, Guy Vallet, R Le Targat, P-E Pottie, C Guerlin, F Meynadier, C Le Poncin-Lafitte, et al. Test of special relativity using a fiber network of optical clocks. *Physical Review Letters*, 118(22) :221102, 2017.
- [38] Sven Herrmann, Felix Finke, Martin Lülff, Olga Kichakova, Dirk Puetzfeld, Daniela Knickmann, Meike List, Benny Rievers, Gabriele Giorgi, Christoph Günther, et al. Test of the gravitational redshift with galileo satellites in an eccentric orbit. *Physical review letters*, 121(23) :231102, 2018.
- [39] P Delva, N Puchades, E Schönemann, F Dilssner, C Courde, S Bertone, F Gonzalez, A Hees, Ch Poncin-Lafitte, F Meynadier, et al. Testing the gravitational redshift with galileo satellites. *arXiv preprint arXiv :1906.06161*, 2019.
- [40] David W Allan. Statistics of atomic frequency standards. *Proceedings of the IEEE*, 54(2) :221–230, 1966.
- [41] John M Robinson, Eric Oelker, William R Milner, Wei Zhang, Thomas Legero, Dan G Matei, Fritz Riehle, Uwe Sterr, and Jun Ye. Crystalline optical cavity at 4 k with thermal-noise-limited instability and ultralow drift. *Optica*, 6(2) :240–243, 2019.
- [42] Olivier Lopez, Fabien Kéfélian, Haifeng Jiang, Adil Haboucha, Anthony Bercy, Fabio Stefani, Bruno Chanteau, Amale Kanj, Daniele Rovera, Joseph Achkar, et al. Frequency and time transfer for metrology and beyond using telecommunication network fibres. *Comptes Rendus Physique*, 16(5) :531–539, 2015.
- [43] Martha I Bodine, Jean-Daniel Deschênes, Isaac H Khader, William C Swann, Holly Leopardi, Kyle Beloy, Tobias Bothwell, Samuel M Brewer, Sarah L Bromley, Jwo-Sy Chen, et al. Optical atomic clock comparison through turbulent air. *Physical Review Research*, 2(3) :033395, 2020.
- [44] S Weyers, V Gerginov, M Kazda, J Rahm, B Lipphardt, G Dobrev, and Kurt Gibble. Advances in the accuracy, stability, and reliability of the ptb primary fountain clocks. *Metrologia*, 55(6) :789, 2018.
- [45] Hidetoshi Katori, Masao 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 :173005, Oct 2003.
- [46] Hidetoshi Katori, Koji Hashiguchi, E Yu Il’inoва, and VD Ovsiannikov. Magic wavelength to make optical lattice clocks insensitive to atomic motion. *Physical review letters*, 103(15) :153004, 2009.
- [47] Hidetoshi Katori, V. D. Ovsiannikov, S. I. Marmo, and V. G. Palchikov. Strategies for reducing the light shift in atomic clocks. *Phys. Rev. A*, 91 :052503, May 2015.
- [48] SG Porsev, MS Safronova, UI Safronova, and MG Kozlov. Multipolar polarizabilities and hyperpolarizabilities in the sr optical lattice clock. *Physical review letters*, 120(6) :063204, 2018.
- [49] C. Shi, J.-L. Robyr, U. Eismann, M. Zawada, L. Lorini, R. Le Targat, and J. Lodewyck. Polarizabilities of the ^{87}Sr clock transition. *Phys. Rev. A*, 92 :012516, Jul 2015.
- [50] R. C. Brown, N. B. Phillips, K. Beloy, W. F. McGrew, M. Schioppo, R. J. Fasano, G. Milani, X. Zhang, N. Hinkley, H. Leopardi, T. H. Yoon, D. Nicolodi, T. M. Fortier, and A. D. Ludlow. Hyperpolarizability and operational magic wavelength in an optical lattice clock. *Phys. Rev. Lett.*, 119 :253001, Dec 2017.
- [51] X Zhang, K Beloy, YS Hassan, WF McGrew, C-C Chen, JL Siegel, T Grogan, and AD Ludlow. Subrecoil clock-transition laser cooling enabling shallow optical lattice clocks. *Physical Review Letters*, 129(11) :113202, 2022.

- [52] Alexander Aepli, Anjun Chu, Tobias Bothwell, Colin J Kennedy, Dhruv Kedar, Peiru He, Ana Maria Rey, and Jun Ye. Hamiltonian engineering of spin-orbit coupled fermions in a wannier-stark optical lattice clock. *arXiv preprint arXiv :2201.05909*, 2022.
- [53] Martin M Boyd, Tanya Zelevinsky, Andrew D Ludlow, Sebastian Blatt, Thomas Zanon-Willette, Seth M Foreman, and Jun Ye. Nuclear spin effects in optical lattice clocks. *Physical Review A*, 76(2) :022510, 2007.
- [54] Nathan D Lemke, Andrew D Ludlow, ZW Barber, Tara M Fortier, Scott A Diddams, Yanyi Jiang, Steven R Jefferts, Thomas P Heavner, Thomas E Parker, and Christopher W Oates. Spin-1/2 optical lattice clock. *Physical Review Letters*, 103(6) :063001, 2009.
- [55] Ch Lisdat, S Dörscher, I Nosske, and U Sterr. Blackbody radiation shift in strontium lattice clocks revisited. *Physical Review Research*, 3(4) :L042036, 2021.
- [56] Sergey G Porsev and Andrei Derevianko. Multipolar theory of blackbody radiation shift of atomic energy levels and its implications for optical lattice clocks. *Physical Review A*, 74(2) :020502, 2006.
- [57] Ichiro Ushijima, Masao Takamoto, Manoj Das, Takuya Ohkubo, and Hidetoshi Katori. Cryogenic optical lattice clocks. *Nature Photonics*, 9(3) :185–189, 2015.
- [58] K Beloy, N Hinkley, Nate B Phillips, Jeffrey A Sherman, Marco Schioppo, J Lehman, A Feldman, Leonard M Hanssen, Christopher W Oates, and Andrew D Ludlow. Atomic clock with 1×10^{-18} room-temperature blackbody stark uncertainty. *Physical review letters*, 113(26) :260801, 2014.
- [59] AM Rey, AV Gorshkov, CV Kraus, MJ Martin, M Bishof, MD Swallows, X Zhang, C Benko, J Ye, ND Lemke, et al. Probing many-body interactions in an optical lattice clock. *Annals of Physics*, 340(1) :311–351, 2014.
- [60] Hidetoshi Katori. Optical lattice clocks and quantum metrology. *Nature Photonics*, 5(4) :203–210, 2011.
- [61] M Iskin and CAR Sá de Melo. Superfluidity of p-wave and s-wave atomic fermi gases in optical lattices. *Physical Review B*, 72(22) :224513, 2005.
- [62] RH Dicke. The effect of collisions upon the doppler width of spectral lines. *Physical Review*, 89(2) :472, 1953.
- [63] Tetsuya Ido and Hidetoshi Katori. Recoil-free spectroscopy of neutral sr atoms in the lamb-dicke regime. *Physical review letters*, 91(5) :053001, 2003.
- [64] Sławomir Bilicki. *Horloges à réseau optique au strontium : comparaisons d’horloges pour des applications en physique fondamentale et échelles de temps*. PhD thesis, Paris 6, 2017.
- [65] Grégoire Vallet. *Détection non destructive en cavité pour des horloges à réseau optique au strontium*. PhD thesis, Paris Sciences et Lettres (ComUE), 2018.
- [66] John R De Laeter, John Karl Böhlke, Paul De Bièvre, H Hidaka, HS Peiser, KJR Rosman, and PDP Taylor. Atomic weights of the elements. review 2000 (iupac technical report). *Pure and applied chemistry*, 75(6) :683–800, 2003.
- [67] Hidetoshi Katori. Longitudinal ramsey spectroscopy of atoms for continuous operation of optical clocks. *Applied Physics Express*, 14(7) :072006, 2021.
- [68] T Stace, AN Luiten, and RP Kovacich. Laser offset-frequency locking using a frequency-to-voltage converter. *Measurement Science and Technology*, 9(9) :1635, 1998.
- [69] Hidetoshi Katori, Tetsuya Ido, Yoshitomo Isoya, and Makoto Kuwata-Gonokami. Magneto-optical trapping and cooling of strontium atoms down to the photon recoil temperature. *Physical Review Letters*, 82(6) :1116, 1999.
- [70] Thomas H Loftus, Tetsuya Ido, Martin M Boyd, Andrew D Ludlow, and Jun Ye. Narrow line cooling and momentum-space crystals. *Physical Review A*, 70(6) :063413, 2004.
- [71] Thomas Kessler, Thomas Legero, and Uwe Sterr. Thermal noise in optical cavities revisited. *JOSA B*, 29(1) :178–184, 2012.
- [72] B Fröhlich, T Lahaye, B Kaltenhäuser, H Kübler, S Müller, T Koch, M Fattori, and T Pfau. Two-frequency acousto-optic modulator driver to improve the beam pointing stability during intensity ramps. *Review of scientific instruments*, 78(4), 2007.

- [73] AK Fedorov, VI Yudson, and GV Shlyapnikov. P-wave superfluidity of atomic lattice fermions. *Physical Review A*, 95(4) :043615, 2017.
- [74] MJ Martin, M Bishof, MD Swallows, X Zhang, C Benko, J Von-Stecher, AV Gorshkov, AM Rey, and Jun Ye. A quantum many-body spin system in an optical lattice clock. *Science*, 341(6146) :632–636, 2013.
- [75] Luigi Amico, Andreas Osterloh, and Francesco Cataliotti. Quantum many particle systems in ring-shaped optical lattices. *Physical review letters*, 95(6) :063201, 2005.
- [76] Andreas Bauch. Caesium atomic clocks : function, performance and applications. *Measurement Science and Technology*, 14(8) :1159, 2003.
- [77] S Weyers, U Hübner, R Schröder, Chr Tamm, and A Bauch. Uncertainty evaluation of the atomic caesium fountain csf1 of the ptb. *Metrologia*, 38(4) :343, 2001.
- [78] Andrew D Ludlow, T Zelevinsky, GK Campbell, S Blatt, MM Boyd, Marcio HG de Miranda, MJ Martin, JW Thomsen, Seth M Foreman, Jun Ye, et al. Sr lattice clock at 1×10^{-16} fractional uncertainty by remote optical evaluation with a ca clock. *Science*, 319(5871) :1805–1808, 2008.
- [79] Xavier Baillard, Mathilde Fouché, Rodolphe Le Targat, Philip G Westergaard, Arnaud Lecallier, Yann Le Coq, Giovanni D Rovera, Sebastien Bize, and Pierre Lemonde. Accuracy evaluation of an optical lattice clock with bosonic atoms. *Optics Letters*, 32(13) :1812–1814, 2007.
- [80] TL Nicholson, SL Campbell, RB Hutson, GE Marti, BJ Bloom, RL McNally, Wei Zhang, MD Barrett, MS Safronova, GF Strouse, et al. Systematic evaluation of an atomic clock at 2×10^{-18} total uncertainty. *Nature communications*, 6(1) :1–8, 2015.
- [81] R Le Targat, Luca Lorini, Y Le Coq, M Zawada, J Guéna, M Abgrall, M Gurov, P Rosenbusch, DG Rovera, B Nagórny, et al. Experimental realization of an optical second with strontium lattice clocks. *Nature communications*, 4(1) :1–9, 2013.
- [82] Xiaotong Lu, Mojuan Yin, Ting Li, Yebing Wang, and Hong Chang. An evaluation of the zeeman shift of the 87sr optical lattice clock at the national time service center. *Applied Sciences*, 10(4) :1440, 2020.
- [83] P. G. Westergaard, J. Lodewyck, L. Lorini, A. Lecallier, E. A. Burt, M. Zawada, J. Millo, and P. Lemonde. Lattice-induced frequency shifts in sr optical lattice clocks at the 10^{-17} level. *Phys. Rev. Lett.*, 106 :210801, May 2011.
- [84] Marianna S. Safronova. The Search for Variation of Fundamental Constants with Clocks. *Annalen der Physik*, 531(5) :1800364, 2019.
- [85] Ichiro Ushijima, Masao Takamoto, and Hidetoshi Katori. Operational magic intensity for sr optical lattice clocks. *Physical review letters*, 121(26) :263202, 2018.
- [86] T. L. Nicholson, S. L. Campbell, R. B. Hutson, G. E. Marti, B. J. Bloom, R. L. McNally, W. Zhang, M. D. Barrett, M. S. Safronova, G. F. Strouse, W. L. Tew, and J. Ye. Systematic evaluation of an atomic clock at 2×10^{-18} total uncertainty. *Nature Communications*, 6(1) :1–8, Apr 2015. Number : 1 Publisher : Nature Publishing Group.
- [87] SB Koller, J Grotti, A Al-Masoudi, S Dörscher, S Häfner, U Sterr, Ch Lisdat, et al. Transportable optical lattice clock with 7×10^{-17} uncertainty. *Physical review letters*, 118(7) :073601, 2017.
- [88] Sören Dörscher, Roman Schwarz, Ali Al-Masoudi, Stephan Falke, Uwe Sterr, and Christian Lisdat. Lattice-induced photon scattering in an optical lattice clock. *Physical Review A*, 97(6) :063419, 2018.
- [89] Ian R Hill, Richard Hobson, William Bowden, Elizabeth M Bridge, Sean Donnellan, E Anne Curtis, and Patrick Gill. A low maintenance sr optical lattice clock. In *Journal of Physics : Conference Series*, volume 723, page 012019. IOP Publishing, 2016.
- [90] Richard Hobson, William Bowden, Alvise Vianello, Alissa Silva, Charles FA Baynham, Helen S Margolis, Patrick EG Baird, Patrick Gill, and Ian R Hill. A strontium optical lattice clock with 1×10^{-17} uncertainty and measurement of its absolute frequency. *Metrologia*, 57(6) :065026, 2020.
- [91] Nils Nemitz, Asbjørn Arvad Jørgensen, Ryotatsu Yanagimoto, Filippo Bregolin, and Hidetoshi Katori. Modeling light shifts in optical lattice clocks. *Physical Review A*, 99(3) :033424, 2019.

- [92] Roger C Brown, Nate B Phillips, K Beloy, William F McGrew, Marco Schioppo, Robert J Fasano, Gianmaria Milani, Xiaogang Zhang, N Hinkley, H Leopardi, et al. Hyperpolarizability and operational magic wavelength in an optical lattice clock. *Physical review letters*, 119(25) :253001, 2017.
- [93] Lukas Novotny, Randy X Bian, and X Sunney Xie. Theory of nanometric optical tweezers. *Physical Review Letters*, 79(4) :645, 1997.
- [94] Justin E Molloy and Miles J Padgett. Lights, action : optical tweezers. *Contemporary physics*, 43(4) :241–258, 2002.
- [95] CA Weidner, Hoon Yu, Ronnie Kosloff, and Dana Z Anderson. Atom interferometry using a shaken optical lattice. *Physical Review A*, 95(4) :043624, 2017.
- [96] Waseem S Bakr, Jonathon I Gillen, Amy Peng, Simon Fölling, and Markus Greiner. A quantum gas microscope for detecting single atoms in a hubbard-regime optical lattice. *Nature*, 462(7269) :74–77, 2009.
- [97] Yang Wang, Xianli Zhang, Theodore A Corcovilos, Aishwarya Kumar, and David S Weiss. Coherent addressing of individual neutral atoms in a 3d optical lattice. *Physical review letters*, 115(4) :043003, 2015.
- [98] Sara L Campbell, RB Hutson, GE Marti, A Goban, N Darkwah Oppong, RL McNally, L Sonderhouse, JM Robinson, W Zhang, BJ Bloom, et al. A fermi-degenerate three-dimensional optical lattice clock. *Science*, 358(6359) :90–94, 2017.
- [99] Bing Yang, Han-Ning Dai, Hui Sun, Andreas Reingruber, Zhen-Sheng Yuan, and Jian-Wei Pan. Spin-dependent optical superlattice. *Physical Review A*, 96(1) :011602, 2017.
- [100] Eric D Black. An introduction to pound–drever–hall laser frequency stabilization. *American journal of physics*, 69(1) :79–87, 2001.
- [101] Paul D Lett, Richard N Watts, Christoph I Westbrook, William D Phillips, Phillip L Gould, and Harold J Metcalf. Observation of atoms laser cooled below the doppler limit. *Physical review letters*, 61(2) :169, 1988.
- [102] Chengyin Han, Min Zhou, Xiaohang Zhang, Qi Gao, Yilin Xu, Shangyan Li, Shuang Zhang, and Xinye Xu. Carrier thermometry of cold ytterbium atoms in an optical lattice clock. *Scientific reports*, 8(1) :1–8, 2018.
- [103] S Blatt, Jan Westenkær Thomsen, GK Campbell, AD Ludlow, MD Swallows, MJ Martin, MM Boyd, and Jun Ye. Rabi spectroscopy and excitation inhomogeneity in a one-dimensional optical lattice clock. *Physical Review A*, 80(5) :052703, 2009.
- [104] M. McDonald, B. H. McGuyer, G. Z. Iwata, and T. Zelevinsky. Thermometry via light shifts in optical lattices. *Phys. Rev. Lett.*, 114 :023001, Jan 2015.
- [105] Marco Schioppo, Nicola Poli, Marco Prevedelli, St Falke, Ch Lisdat, Uwe Sterr, and Guglielmo Maria Tino. A compact and efficient strontium oven for laser-cooling experiments. *Review of Scientific Instruments*, 83(10) :103101, 2012.
- [106] David R Lide. *CRC handbook of chemistry and physics*, volume 85. CRC press, 2004.
- [107] Norman Ramsey. *Molecular beams*. Oxford University Press, 1985.
- [108] Thomas Middelmann, Stephan Falke, Christian Lisdat, and Uwe Sterr. High accuracy correction of blackbody radiation shift in an optical lattice clock. *Physical review letters*, 109(26) :263004, 2012.
- [109] MS Safronova, SG Porsev, UI Safronova, MG Kozlov, and Charles W Clark. Blackbody-radiation shift in the sr optical atomic clock. *Physical Review A*, 87(1) :012509, 2013.
- [110] G Vallet, E Bookjans, U Eismann, S Bilicki, R Le Targat, and Jérôme Lodewyck. A noise-immune cavity-assisted non-destructive detection for an optical lattice clock in the quantum regime. *New Journal of Physics*, 19(8) :083002, 2017.
- [111] Richard Hobson, William Bowden, Alvise Vianello, Ian R Hill, and Patrick Gill. Cavity-enhanced non-destructive detection of atoms for an optical lattice clock. *Optics express*, 27(26) :37099–37110, 2019.
- [112] Jérôme Lodewyck, Michal Zawada, Luca Lorini, Mikhail Gurov, and Pierre Lemonde. Observation and cancellation of a perturbing dc stark shift in strontium optical lattice clocks. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 59(3) :411–415, 2012.

- [113] Kyle Beloy, Xiaogang Zhang, William F McGrew, Nathan Hinkley, Tai Hyun Yoon, Daniele Nicolodi, Robert J Fasano, Stefan A Schaeffer, Roger C Brown, and Andrew D Ludlow. Faraday-shielded dc stark-shift-free optical lattice clock. *Physical review letters*, 120(18) :183201, 2018.
- [114] M Quinn Brewster. *Thermal radiative transfer and properties*. John Wiley & Sons, 1992.
- [115] YY Jiang, AD Ludlow, Nathan D Lemke, Richard W Fox, Jeffrey A Sherman, L-S Ma, and Christopher W Oates. Making optical atomic clocks more stable with 10- 16-level laser stabilization. *Nature Photonics*, 5(3) :158–161, 2011.
- [116] Philip G Westergaard, Jerome Lodewyck, and Pierre Lemonde. Minimizing the dick effect in an optical lattice clock. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 57(3) :623–628, 2010.
- [117] Sören Dörscher, Nils Huntemann, Roman Schwarz, Richard Lange, Erik Benkler, Burghard Lipphardt, Uwe Sterr, Ekkehard Peik, and Christian Lisdat. Optical frequency ratio of a 171yb+ single-ion clock and a 87sr lattice clock. *Metrologia*, 58(1) :015005, 2021.
- [118] Anthony Bercy, Fabio Stefani, Olivier Lopez, Christian Chardonnet, Paul-Eric Pottie, and Anne Amy-Klein. Two-way optical frequency comparisons at 5×10^{-21} relative stability over 100-km telecommunication network fibers. *Physical Review A*, 90(6) :061802, 2014.
- [119] E Cantin, N Quintin, F Wiotte, C Chardonnet, A Amy-Klein, O Lopez, P-E Pottie, G Santarelli, and E Camisard. Progress on the refimeve+ project for optical frequency standard dissemination. In *2017 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium (EFTF/IFCS)*, pages 378–380. IEEE, 2017.
- [120] Boulder Atomic Clock Optical Network BACON Collaboration. Frequency ratio measurements at 18-digit accuracy using an optical clock network. *Nature*, 591(7851) :564–569, 2021.
- [121] Franziska Riedel, Ali Al-Masoudi, Erik Benkler, Sören Dörscher, Vladislav Gerginov, Christian Grebing, Sebastian Häfner, Nils Huntemann, Burghard Lipphardt, Christian Lisdat, et al. Direct comparisons of european primary and secondary frequency standards via satellite techniques. *Metrologia*, 57(4) :045005, 2020.
- [122] J Millo, DV Magalhães, C Mandache, Y Le Coq, EML English, PG Westergaard, J Lodewyck, S Bize, P Lemonde, and G Santarelli. Ultrastable lasers based on vibration insensitive cavities. *Physical Review A*, 79(5) :053829, 2009.
- [123] W Zhang, JM Robinson, L Sonderhouse, E Oelker, C Benko, JL Hall, T Legero, DG Matei, F Riehle, U Sterr, et al. Ultrastable silicon cavity in a continuously operating closed-cycle cryostat at 4 k. *Physical review letters*, 119(24) :243601, 2017.
- [124] Nikita Zhadnov, Konstantin Kuderyarov, Denis Kryuchkov, Gulnara Vishnyakova, Ksenia Khabarova, and Nikolay Kolachevsky. Long 48-cm ule cavities in vertical and horizontal orientations for sr optical clock. *arXiv preprint arXiv :2106.01887*, 2021.
- [125] Garrett D Cole, Wei Zhang, Bryce J Bjork, David Follman, Paula Heu, Christoph Deutsch, Lindsay Sonderrhouse, John Robinson, Chris Franz, Alexei Alexandrovski, et al. High-performance near-and mid-infrared crystalline coatings. *Optica*, 3(6) :647–656, 2016.
- [126] Héctor Álvarez Martínez. *Characterization of optical frequency comb based measurements and spectral purity transfer for optical atomic clocks*. PhD thesis, Sorbonne Université ; Universidad Carlos III (Madrid), 2021.
- [127] N Galland, N Lučić, S Zhang, H Alvarez-Martinez, R Le Targat, A Ferrier, P Goldner, B Fang, S Seidelin, and Y Le Coq. Double-heterodyne probing for an ultra-stable laser based on spectral hole burning in a rare-earth-doped crystal. *Optics letters*, 45(7) :1930–1933, 2020.
- [128] Michael J Thorpe, Lars Rippe, Tara M Fortier, Matthew S Kirchner, and Till Rosenband. Frequency stabilization to 6×10^{-16} via spectral-hole burning. *Nature Photonics*, 5(11) :688–693, 2011.
- [129] Flurin Könz, Y Sun, CW Thiel, RL Cone, RW Equall, RL Hutcheson, and RM Macfarlane. Temperature and concentration dependence of optical dephasing, spectral-hole lifetime, and anisotropic absorption in eu 3+ : Y 2 sio 5. *Physical Review B*, 68(8) :085109, 2003.

- [130] Shon Cook, Till Rosenband, and David R Leibbrandt. Laser-frequency stabilization based on steady-state spectral-hole burning in $\text{Eu}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$. *Physical review letters*, 114(25) :253902, 2015.
- [131] Olivier Gobron, K Jung, N Galland, K Predehl, R Le Targat, A Ferrier, P Goldner, S Seidelin, and Y Le Coq. Dispersive heterodyne probing method for laser frequency stabilization based on spectral hole burning in rare-earth doped crystals. *Optics Express*, 25(13) :15539–15548, 2017.
- [132] Shuo Zhang, Nemanja Lučić, Nicolas Galland, Roldolphe Le Targat, Alban Ferrier, Philippe Goldner, Bess Fang, Signe Seidelin, and Yann Le Coq. Spectral hole burning for ultra-stable lasers. In *European Quantum Electronics Conference*, page ed_4_2. Optica Publishing Group, 2021.
- [133] Nicolas Galland, Nemanja Lucic, Héctor Alvarez-Martinez, Shuo Zhang, Bess Fang, Rodolphe Le Targat, Alban Ferrier, Philippe Goldner, Signe Seidelin, and Yann Lecoq. Frequency locking a laser on a spectral hole pattern with a multi-channel heterodyne method using sdr and gnuradio. In *Proceedings of the GNU Radio Conference*, volume 2, 2021.
- [134] Alexandre Didier, Jacques Millo, Baptiste Marechal, Cyrus Rocher, Enrico Rubiola, Roméo Lecomte, Morvan Ouisse, Jérôme Delporte, Clément Lacroûte, and Yann Kersalé. Ultracompact reference ultralow expansion glass cavity. *Applied optics*, 57(22) :6470–6473, 2018.
- [135] Kazuhiro Yamanaka, Noriaki Ohmae, Ichiro Ushijima, Masao Takamoto, and Hidetoshi Katori. Frequency ratio of hg 199 and sr 87 optical lattice clocks beyond the si limit. *Physical review letters*, 114(23) :230801, 2015.
- [136] Xin Zheng, Jonathan Dolde, Varun Lochab, Brett N Merriman, Haoran Li, and Shimon Kolkowitz. Differential clock comparisons with a multiplexed optical lattice clock. *Nature*, 602(7897) :425–430, 2022.
- [137] Giorgio Santarelli, Claude Audoin, Ala Makdissi, Philippe Laurent, G John Dick, and André Clairon. Frequency stability degradation of an oscillator slaved to a periodically interrogated atomic resonator. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 45(4) :887–894, 1998.
- [138] Marco Schioppo, Roger C Brown, William F McGrew, Nathan Hinkley, Robert J Fasano, Kyle Beloy, TH Yoon, Gianmaria Milani, D Nicolodi, JA Sherman, et al. Ultrastable optical clock with two cold-atom ensembles. *Nature Photonics*, 11(1) :48–52, 2017.
- [139] Daqian Lyu, Fangling Zeng, Xiaofeng Ouyang, and Haichuan Zhang. Real-time clock comparison and monitoring with multi-gnss precise point positioning : Gps, glonass and galileo. *Advances in Space Research*, 65(1) :560–571, 2020.
- [140] Miho Fujieda, Sung-Hoon Yang, Tadahiro Gotoh, Sang-Wook Hwang, Hidekazu Hachisu, Huidong Kim, Young Kyu Lee, Ryo Tabuchi, Tetsuya Ido, Won-Kyu Lee, et al. Advanced satellite-based frequency transfer at the 10⁻¹⁶ level. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 65(6) :973–978, 2018.
- [141] Zhiheng Jiang and Gérard Petit. Combination of twstft and gnss for accurate utc time transfer. *Metrologia*, 46(3) :305, 2009.
- [142] Nicola Chiodo, Nicolas Quintin, Fabio Stefani, Fabrice Wiotte, Emilie Camisard, Christian Chardonnet, Giorgio Santarelli, Anne Amy-Klein, Paul-Eric Pottie, and Olivier Lopez. Cascaded optical fiber link using the internet network for remote clocks comparison. *Optics express*, 23(26) :33927–33937, 2015.
- [143] Cecilia Clivati, Anna Tampellini, Alberto Mura, Filippo Levi, Giuseppe Marra, Pauline Galea, André Xuereb, and Davide Calonico. Optical frequency transfer over submarine fiber links. *Optica*, 5(8) :893–901, 2018.
- [144] Etienne CANTIN. Map of the network and partners — refimeve.fr. <https://www.refimeve.fr/index.php/en/the-network/interactive-map-2.html>. [Accessed 09-Feb-2022].
- [145] Shimon Kolkowitz, Igor Pikovski, Nicholas Langellier, Mikhail D Lukin, Ronald L Walsworth, and Jun Ye. Gravitational wave detection with optical lattice atomic clocks. *Physical Review D*, 94(12) :124043, 2016.
- [146] Benjamin M Roberts, Pacome Delva, Ali Al-Masoudi, Anne Amy-Klein, Christian Baerentsen, CFA Baynham, Erik Benkler, Sławomir Bilicki, Sebastien Bize, William Bowden, et al. Search for transient variations of the fine structure constant and dark matter using fiber-linked optical atomic clocks. *New Journal of Physics*, 22(9) :093010, 2020.

- [147] Robert Arnold Nelson, Dennis Dean McCarthy, Stephen Malys, Judah Levine, Bernard Guinot, Henry Frederick Fliegel, Ronald L Beard, and TR Bartholomew. The leap second : its history and possible future. *Metrologia*, 38(6) :509, 2001.
- [148] Fritz Riehle, Patrick Gill, Felicitas Arias, and Lennart Robertsson. The cipm list of recommended frequency standard values : guidelines and procedures. *Metrologia*, 55(2) :188, 2018.
- [149] Circulaire T - BIPM — bipm.org. <https://www.bipm.org/fr/time-ftp/circular-t>.
- [150] Y Foucault, BXR Alves, W Moreno, R Le Targat, and J Lodewyck. Systematic uncertainties in strontium optical lattice clocks. In *2020 Conference on Precision Electromagnetic Measurements (CPEM)*, pages 1–2. IEEE, 2020.
- [151] Y Foucault, W Moreno, BXR Alves, R Le Targat, and J Lodewyck. Systematic effects in strontium optical lattice clocks. In *2021 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium (EFTF/IFCS)*, pages 1–2. IEEE, 2021.

RÉSUMÉ

Le LNE-SYRTE développe actuellement des horloges à réseau optique. Ces horloges consistent en un ensemble de quelques dizaines de milliers d'atomes ultrafroids confinés dans un réseau optique, dont une transition étroite, la transition d'horloge, est utilisée pour asservir la fréquence d'un laser ultra stable. Les performances des horloges optiques trouvent des applications aussi bien en métrologie temps-fréquences, qu'en géodésie chronométrique, ou encore qu'en physique fondamentale. Deux horloges à réseaux optiques strontium sont opérationnelles au SYRTE, et présentent une instabilité de 7×10^{-16} à 1 seconde, et une inexactitude fractionnaire de 1.4×10^{-17} . La fiabilité de ces instruments permet des campagnes métrologiques longues et régulières, qui ont notamment permis de confirmer leur performance lors de campagnes internationales. Cette thèse propose une description des horloges, et de leurs améliorations récentes. Un budget d'exactitude révisé est présenté, ainsi que des travaux contribuant à réduire l'inexactitude de certains effets systématiques au niveau de 1×10^{-18} : Une étude du déplacement lumineux de la transition d'horloge est proposée, et accompagnée d'un protocole permettant de s'affranchir de sa dépendance avec la température des atomes interrogés. On présente également l'assemblage d'une nouvelle enceinte ultra-haut vide, devant réduire l'inhomogénéité du rayonnement thermique reçu par les atomes, principale contribution à l'inexactitude. De nombreux résultats de comparaisons des horloges strontium, locales et internationales, par liens fibrés et par satellites, contre des horloges micro-ondes et optiques sont également décrites. Y figurent la première contribution au pilotage du Temps Atomique Internationale (TAI) en temps réel.

MOTS CLÉS

Horloge atomique, horloge à réseau optique, strontium, métrologie temps-fréquence, inexactitude, rayonnement du corps noir, déplacement lumineux

ABSTRACT

LNE-SYRTE is currently developing optical lattice clocks. These clocks consist of a set of tens of thousands of ultra-cold atoms confined in an optical lattice, of which a narrow transition, the clock transition, is used to control the frequency of an ultra stable laser. The performances of optical clocks find applications in time-frequency metrology, in geodesy chronometry, or in fundamental physics. Two strontium optical lattice clocks are operational at SYRTE, and present an instability of 7×10^{-16} at 1 second, and a fractional inaccuracy of 1.4×10^{-17} . The reliability of these instruments allows long and regular metrological campaigns, which have confirmed their performance during international campaigns. This thesis proposes a description of the clocks, and their recent improvements. A revised accuracy budget is presented, as well as work contributing to reduce the inaccuracy of some systematic effects at the level of 1×10^{-18} : A study of the light shift of the clock transition is proposed, and accompanied by a protocol allowing to get rid of its dependence with the temperature of the interrogated atoms. The assembly of a new ultra-high vacuum chamber is also presented, in order to reduce the inhomogeneity of the thermal radiation received by the atoms, main contribution of inaccuracy. Numerous results of comparisons of strontium clocks, local and international, by fiber links and satellites, against microwave and optical clocks are also described. It includes the first contributions to the steering of the International Atomic Time (TAI) in real time.

KEYWORDS

Atomic clock, optical lattice clock, strontium, time and frequency metrology, inaccuracy, blackbody radiation, light shift