



HAL
open science

Horloge à réseau optique à atomes de mercure exploitant un 2D-MOT : durée de vie de l'état $3P_0$ et mesures de fréquence

Valentin Cambier

► **To cite this version:**

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. Physique Quantique [quant-ph]. Sorbonne Université, 2019. Français. NNT : 2019SORUS512 . tel-03139818v2

HAL Id: tel-03139818

<https://theses.hal.science/tel-03139818v2>

Submitted on 12 Feb 2021

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.

LABORATOIRE
NATIONAL
DE MÉTROLOGIE
ET D'ESSAIS



LABORATOIRE SYSTÈMES DE RÉFÉRENCE TEMPS-ESPACE

THÈSE DE DOCTORAT DE SORBONNE UNIVERSITÉ

Spécialité : Physique Quantique

ÉCOLE DOCTORALE : Physique en Île de France (ED 564)

Présentée par

Valentin Cambier

Pour obtenir le titre de
DOCTEUR de SORBONNE UNIVERSITÉ

Sujet de thèse :

**Horloge à réseau optique à atomes de mercure exploitant un
2D-MOT : Durée de vie de l'état 3P_0 et mesures de fréquence.**

Soutenue le 6 décembre 2019 devant le jury composé de :

Christoph Westbrook	Rapporteur
Stéphane Schilt	Rapporteur
Agnès Maître	Examineur SU
Loïc Rondin	Examineur
Sébastien Bize	Directeur de thèse



European
Research
Council

Table des matières

Remerciements	i
1 Des étalons primaires de fréquence aux horloges à réseau optique	1
1.1 Métrologie du temps et des fréquences	1
1.1.1 Un peu d'histoire	1
1.1.2 Les premières horloges atomiques	2
1.2 Les horloges optiques	6
1.2.1 Différents types d'horloges optiques	6
1.2.2 Applications et état de l'art des horloges optiques	7
1.3 L'horloge à réseau optique basée sur l'atome de mercure	8
1.3.1 Choix et enjeux de l'atome de mercure	8
2 Description et amélioration du montage expérimental	13
2.1 Présentation et limites du dispositif expérimental	13
2.1.1 Source d'interrogation pour les atomes de mercure	13
2.1.2 Système de refroidissement des atomes de mercure dans un 3D MOT	17
2.1.3 Réseau optique pour piéger les atomes de mercure	21
2.2 Spectroscopie haute résolution et cycle d'horloge	26
2.2.1 Spectroscopie haute résolution dans l'horloge mercure	26
2.2.2 Principe de fonctionnement de l'horloge	31
2.3 Améliorations apportées au piégeage et à l'interrogation des atomes de mercure	35
2.3.1 Mise en place de la nouvelle source d'amplification laser pour l'interrogation	35
2.3.2 Nouveau verrouillage en fréquence du réseau optique	42
3 Implémentation du 2D MOT et conséquence sur la stabilité de l'horloge	47
3.1 Mise en place du 2D-MOT avec un deuxième laser de refroidissement	47
3.1.1 Principe du piège magnéto-optique 2D	47
3.1.2 Mise en place du 2D MOT	50

3.1.3	Optimisation et performances du 2D MOT	54
3.2	Bénéfices du 2D MOT sur le cycle et la stabilité de l'horloge	60
3.2.1	Évolution du cycle d'horloge	60
3.2.2	Stabilité et variance d'Allan	62
3.3	Effets du 2D-MOT sur les sources de bruits fondamentaux de l'horloge mercure	64
3.3.1	Le bruit de projection quantique	64
3.3.2	L'effet Dick	65
3.3.3	Influence du 2D MOT sur l'effet Dick et le bruit de projection quantique	67
3.4	Stabilité de l'horloge mercure et proposition de modélisation	72
3.4.1	Modèle de stabilité	72
3.4.2	Mesures de stabilité sur l'horloge mercure	78
4	Mesures de temps de vie et limites fondamentales de l'horloge mercure	81
4.1	Temps de vie et modèle de l'atome à deux niveaux	81
4.1.1	Temps de vie dans les horloges optiques	81
4.1.2	Modèle à deux niveaux	83
4.2	Mesures de temps de vie	84
4.2.1	Principe de mesure	84
4.2.2	Première détermination du temps de vie	86
4.2.3	Limite du modèle	93
5	Effets systématiques et bilan d'incertitude	97
5.1	Mesures d'effets systématiques dans les horloges	97
5.1.1	Les effets systématiques et leurs conséquences	97
5.1.2	Principe de mesure	98
5.2	Détermination théorique d'effets systématiques	102
5.2.1	Effets des collisions atomiques dans les horloges optiques	102
5.2.2	Rayonnement du corps noir et limite des horloges optiques	104
5.3	Mesures d'effets systématiques	105
5.3.1	Effet Zeeman quadratique	105
5.3.2	Effets linéaires et non linéaires dûs au réseau	109
5.3.3	Effets systématiques dûs aux collisions atomiques	115
5.4	Bilan et perspectives des effets systématiques	117
5.4.1	Bilan d'incertitude	117
6	Participation de l'horloge mercure à la mesure de fréquence	119
6.1	Les mesures de ratio de fréquence	119
6.1.1	Métrologie des ratios de fréquence	119

6.1.2	Les ratios de fréquence en physique fondamentale	120
6.2	Mise en place des mesures de ratios de fréquence	122
6.2.1	Rôle du peigne de fréquence optique dans les mesures de ratios de fréquence	122
6.2.2	Architecture de la comparaison d'horloges	125
6.2.3	Analyse de données de comparaison d'horloges	127
6.3	Résultats de campagnes de mesures en interne et à l'échelle européenne via liens optiques fibrés	133
6.3.1	Première détermination du ratio de fréquence Hg-Yb ⁺	133
6.3.2	Transfert de pureté spectrale et mesures internes	140
6.3.3	Participation de l'horloge mercure à la mesure et à la confirmation d'autres ratios de fréquence	143
Conclusion		147
Bibliographie		149

Remerciements

C'est avec une certaine nostalgie que j'ouvre à nouveau mon fichier LaTeX (que je commence à connaître par coeur...) pour rédiger ces remerciements auxquels j'ai pensé plusieurs fois mais sans jamais réellement les coucher par écrit. Je tiens à remercier dans un premier temps tous les membres du jury d'avoir accepté de relire et juger mes travaux, en particulier Christoph Westbrook et Stéphane Schilt qui ont accepté d'être les rapporteurs de ma thèse. Je remercie également Agnès Maître et Loïc Rondin d'en avoir été les examinateurs.

Ma thèse s'est déroulée à l'Observatoire de Paris au SYRTE, et je remercie chaleureusement son directeur Arnaud Landragin pour son accueil, pour sa bonne humeur communicative lors de ses passages dans le bureau à parler de tout sauf de physique, mais tout en glissant quelques conseils scientifiques avant de repartir aussi vite qu'il était arrivé. Merci également à Marine Paillet pour son aide, elle a su rendre simple toutes les tâches administratives. Mention spéciale à eux deux pour m'avoir aidé à dégoter la salle de la soutenance !

Au SYRTE j'ai eu la chance de travailler sur l'horloge mercure et je remercie pour cela Sébastien Bize mon directeur de thèse qui a toujours su trouver le temps pour répondre à mes nombreuses questions sur l'horloge (et pas que), des plus simples aux moins simples, et grâce à qui j'ai pris goût à un certain acharnement. Je le remercie sincèrement pour m'avoir je l'espère transmis ne serait-ce qu'un peu de sa rigueur scientifique. Je remercie également Luigi de Sarlo qui m'a encadré pendant la moitié de ma thèse, et qui a, même après son départ, éclairé mes interrogations et toujours proposé son aide. Je remercie évidemment Maxime Favier, mon prédécesseur qui m'a montré tous les rouages de l'horloge, je le remercie pour ses conseils et toutes les petites techniques de "dark magic" sur la manip'. Travailler avec lui fut un plaisir et à 4h du mat' pendant une campagne de mesure, il est toujours agréable de pouvoir discuter de sport, de politique, de cinéma ou de n'importe quoi d'autre en bonne compagnie !

I also want to say a few words to my two postdocs. First, James Calvert with whom I worked during two years. It was a pleasure to work with you on the experiment, and to

play Magic with you outside of the lab. I wish you the best and will definitely see you when I'll travel to Australia! I also want to thank Changlei Guo. In the end we ran the clock together during so many measurement campaigns. I especially remember the 2018 december campaign while being just two, sleeping in the corridor we managed for the first time to run the clock with the 2D-MOT during almost a week. It was a real pleasure to struggle with you running the clock and to achieve these beautiful ratio measurements together!

Enfin je remercie Manuel Andia, dernier arrivant sur l'horloge, qui a su en un temps record, alors que je commençais à me plonger dans ma rédaction, s'approprier la manip', qui a pu nous aider pour ma dernière campagne de mesure et qui a commencé à automatiser tout un tas de choses sur l'horloge, mercure est entre de bonnes mains!

Je ne peux évidemment pas oublier de remercier le groupe fréquence optique avec qui j'ai interagi, en particulier l'équipe du peigne et l'équipe strontium. Merci à Hector Alvarez et Rodolphe Le Targat pour leur patience et pour nous avoir aidé à traquer notre laser d'horloge lorsqu'il se faisait la malle. J'en profite pour remercier Rodolphe particulièrement, pour ce stage de 2014 avec lui, où j'ai pour la première fois découvert le monde des horloges, pour son aide, ses conseils, sa gentillesse (et sa très belle deuxième place aux pronostics de 2018...;))!

Je remercie également l'équipe strontium avec qui j'ai travaillé tout au long de ma thèse, Jérôme en premier lieu qui a toujours pris le temps lui aussi pour répondre à mes interrogations, pour comparer ses données avec les nôtres et voir ainsi si quelques 10^{-17} ne s'étaient pas glissés sournoisement dans les comparaisons! J'en profite pour remercier également Grégoire, Bruno, Yannick et William.

Même si je n'ai pas travaillé directement avec eux, je remercie mes collègues du SHB (Nico, Nemanja...), avec qui nous avons déjeuné si souvent, et en particulier Nicolas Galland qui, après un bref passage sur mercure est finalement resté à l'Observatoire et avec qui nous avons partagé nos galères de thésards, parfois au labo, parfois en dehors, merci à toi pour les petits tips en python, pour mon pot de thèse, pour les conseils nippons et sans doute pour d'autres trucs que j'oublie sûrement!

Les citer tous serait trop long mais j'ai également une pensée pour les autres collègues de l'Obs avec qui nous avons passés de bons moments à Paris ou en conf' (Florian, Stéphane, Etienne, Mehdi...).

Ces trois ans de thèse ont été infiniment plus faciles à vivre grâce à mes amis et ma famille, qui sont venus en nombre à ma soutenance, et qui m'ont apporté leur soutien

durant ces années, je les remercie à nouveau pour cela, par écrit cette fois. Si ces trois ans ont pu être une belle aventure, c'est que chacun y a contribué à sa manière.

Merci aux "PC" d'être venus, ou d'avoir toujours été là, Arpad, Arthur, Mathieu, Antoine, Jojo.

Je remercie les "Cachanais" (et plus si affinités) Coco, Willou, Gohu (la bise), Thomas, Arnaud, Lulu, Juju, Théo, pour leur soutien, pour les "petits godets?" et pour leur amitié tout simplement.

Je remercie les magiciens, Loic, Lyam, Vincent, Alex, Noé et Ni pour ces très plaisantes soirées ludiques et chocobonnes...

Je remercie également mes partenaires du PUC, trop nombreux pour être tous remerciés, mais avec qui les lundi et mardi soir avaient une saveur particulière, que ce soit dans le froid, la pluie ou la neige! Pensée au mixte 2 et à apocalypse, mention spéciale à Vio, Léo, Gaëtan et Damien! Merci évidemment aux Hardcourt, depuis SL et tout ce temps, Thomas, Johnson (et Thelma), Delyon et Fab.

Gabi je te cite maintenant, tu rentrais aussi dans la case des PC, mais tu rentres aussi dans la case des explorateurs du Japon, merci à toi, sincèrement, pour beaucoup!;)

Une pensée à Alex, Cédric, Ianis, Legends, Eulerien, Naïm, Etienne, Thomas, Elisabeth, et d'autres que j'oublie sûrement pour ces sourires dans la discord...

Merci à Malick. Pour le soutien pendant la thèse, et bien avant, bien bien avant...

Merci à tous ceux que j'ai forcément oubliés ou bien que je n'ai pas fait rentrer dans une case, Mathilde, Dorine, Arthur, Pierre, et tant d'autres sûrement...

Je remercie ma famille qui a toujours été présente, qui est venue en nombre et qui m'a toujours soutenu, de loin en demandant gentiment sur quoi je travaillais, sans comprendre, mais toujours avec bienveillance, ou bien de près, sans forcément comprendre non plus, mais toujours là quand même. Merci à vous.

Merci à toi Mami qui a hébergé il y a presque dix ans maintenant ton petit-fils qui arrivait de Dakar la tête pleine de certitude. Merci à Théo qui a tant partagé avec moi, qui continuait à m'aider sur tout et n'importe quoi, merci à Benj qui m'a appris beaucoup plus que ce qu'il croit. T'es le meilleur!

Merci évidemment à Claire, pour sa patience avant la rédaction, pour sa patience pendant la rédaction, pour sa patience après la rédaction, pour sa patience tout court, pour sa présence, pour son amour, et pour m'avoir supporté dans tous les sens du terme !

Enfin, je remercie mes parents, qui ont toujours été là, depuis le début, qui m'ont toujours soutenu (depuis le Système Solaire...), qui m'ont ouvert les yeux et l'esprit sur le monde, aidé... je vous aime.

Chapitre 1

Des étalons primaires de fréquence aux horloges à réseau optique

1.1 Métrologie du temps et des fréquences

1.1.1 Un peu d'histoire

La mesure du temps a toujours constitué une préoccupation dans l'histoire des sociétés. Bien avant les questions d'enjeux sociaux et économiques, on rapporte le suivi des phases de la lune durant la préhistoire. L'observation de phénomènes naturels et plus particulièrement l'observation de phénomènes *périodiques* (comme le passage du soleil ou encore le cycle des saisons) s'est alors développée et est à l'origine des premières mesures du temps.

Le dénombrement se développe et la journée est pour la première fois découpée en tronçons. Les heures sont découpées en 60 minutes, elles même divisées en 60 secondes, en héritage du système sexagésimal (base 60) des Mésopotamiens. L'observation fait place à la construction et les premiers appareils de mesure sont créés et se basent également sur des phénomènes les plus périodiques possibles.

Ces dispositifs, au début très divers (on peut évoquer de façon non exhaustive les clepsydres, sabliers et autre bougies graduées), s'uniformisent dans leur conception (apparition des premières montres) tout en s'améliorant. L'amélioration devient un critère important pour la vie quotidienne (horaires de trains, de réunions...) et est rendu possible par les progrès de la physique et de la mécanique. L'aspect compact est alors aussi important que la performance de ces premières horloges. Des horloges sont capables de ne dévier que de quelques secondes sur des mois d'utilisation et dans un contexte d'uniformisation des définitions se rassemble pour la première fois la Conférence Générale des

Poids et des Mesures (CGPM) en 1889 à Sèvres.

Cet organisme est l'organe décisionnel de la Convention du Mètre dont le but est d'établir des conventions à l'échelle mondiale dans le domaine de la métrologie. Pour résumer, un mètre doit être défini et le même partout, de même pour la seconde, qui ici nous intéresse. Cette Conférence doit alors établir la définition de la seconde. Le choix de cette définition se fait en se basant sur un phénomène périodique : la rotation de la terre sur elle-même. Le but est alors de s'affranchir des phénomènes d'amortissement qui existent dans les objets physiques créés par l'Homme.

Cependant, la rotation de la terre sur elle-même est sujette à des imperfections, et la définition de la seconde évolue, pour se baser sur la révolution terrestre autour du soleil en 1956. Cette définition basée sur des phénomènes périodiques de grande échelle va alors drastiquement changer. Avec le développement de la physique atomique et sous l'impulsion de Louis Essen notamment [1], la seconde va être définie non par rapport à une année mais par rapport à des propriétés de la matière. La définition de la seconde va alors reposer sur une transition atomique. Elle est définie au cours de la 13^{ème} Conférence Générale des Poids et des Mesures comme :

La seconde est la durée de 9 192 631 770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les niveaux hyperfins $F=3$ et $F=4$ de l'état fondamental $6S_{1/2}$ de l'atome de césium 133.

Le cheminement et l'évolution de la définition de la seconde illustre un schéma de pensée important dans le monde de la métrologie. En effet, le principe de définition du temps se base sur des phénomènes les plus périodiques possibles, les plus immuables possibles. Le choix d'une définition atomique n'est d'ailleurs pas anodin et les autres unités du système S.I ont effectué un parcours similaire. Le kilogramme par exemple ne repose plus sur un artefact mais a été redéfini à partir des lois de la mécanique quantique en fixant la valeur de la constante de Planck. Les définitions s'adaptent donc aux technologies disponibles et l'avènement de la physique atomique a motivé le choix de baser les définitions sur les atomes, qui sont les mêmes en tout point de l'univers, garantissant ainsi une définition la plus universelle possible.

1.1.2 Les premières horloges atomiques

Comme évoqué précédemment, la physique atomique a connu un essor fulgurant à partir de la moitié du vingtième siècle. Il devient possible d'exciter de façon stable, robuste et continue une transition atomique à l'aide d'un champ électromagnétique. Lors

du passage d'un état fondamental à un état excité, un rayonnement est émis, qui correspond à la fréquence de transition atomique. C'est sur l'immuabilité de la fréquence de ce rayonnement électromagnétique que s'appuient les horloges atomiques.

On a pour habitude de représenter schématiquement une horloge atomique comme dans la figure 1.1 :

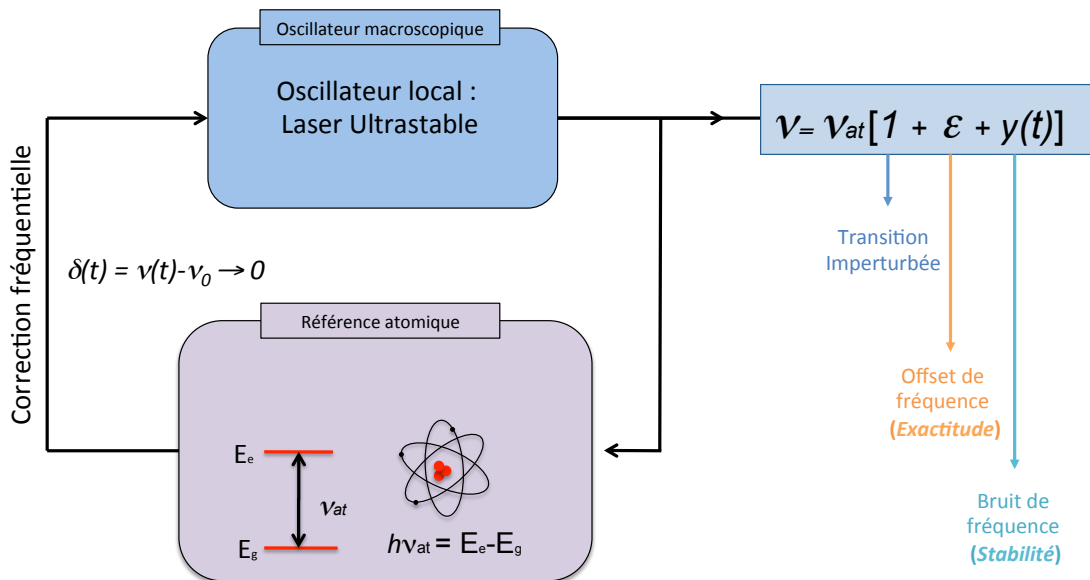


FIGURE 1.1 – Schéma de la chaîne de fréquence optique pour la lumière ultrastable et son parcours dans l'horloge mercure

Comme on peut le voir sur ce schéma, une horloge atomique a donc pour but de délivrer à l'utilisateur un signal, symbolisé par la lettre ν . Cette fréquence ainsi délivrée bénéficie de la stabilité long terme propre à la fréquence d'une transition entre deux niveaux d'énergie d'un atome. Le principe d'une horloge est basé sur un verrouillage en fréquence. Le but est d'obtenir un signal qui est traçable à la définition de la seconde SI, c'est à dire à la fréquence du césium Cs. Ce signal est généré par un *oscillateur macroscopique*.

Pour obtenir un signal de fréquence connu, il doit être asservi sur un système de référence. Dans le cas de notre horloge, l'oscillateur macroscopique est un laser à fibre (voir partie 2) pré-asservi sur une cavité ultrastable [2]. Cette cavité n'est pas suffisante, du fait que sa longueur (et par conséquent la fréquence du laser asservi) dérive au cours

du temps, notamment à cause du mouvement brownien ou des fluctuations thermiques. C'est pourquoi un second asservissement va être réalisé : sur les atomes.

Ce second asservissement se fait sur le maximum de la probabilité de transition atomique entre deux niveaux hyperfins de l'atome de mercure. Cela constitue un asservissement dit à long terme pour compenser la dérive de la cavité ultrastable. Une horloge atomique est donc l'association d'une *référence atomique* et d'un *oscillateur local*.

Le fréquence délivrée par l'horloge, notée ν s'exprime comme suit :

$$\nu = \nu_{at} [1 + \epsilon + y(t)] \quad (1.1)$$

Où ν_{at} représente la fréquence de référence de la transition atomique.

Dans cette expression reposent deux notions fondamentales et essentielles à la caractérisation des horloges : son exactitude et sa stabilité. Si la stabilité est liée aux propriétés de $y(t)$ l'exactitude représente l'incertitude sur ϵ , où ϵ désigne l'écart entre la valeur moyenne de la fréquence de l'oscillateur local et de la référence atomique ν_0 .

Cet écart en fréquence est dû aux perturbations environnementales qui influent sur l'échantillon atomique (voir chapitre 5). Il représente notre connaissance sur ces effets systématiques qui déplacent la transition d'horloge. Le terme $y(t)$ représente quant à lui le bruit de fréquence de l'oscillateur. Physiquement cela représente la capacité de l'horloge à reproduire la même fréquence au cours du temps.

La figure 1.2 représente schématiquement ces deux grandeurs :

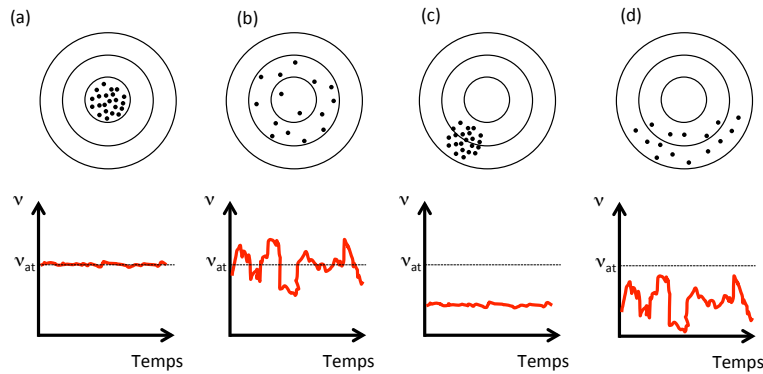


FIGURE 1.2 – Schéma de quatre situations correspondant à une horloge stable et exacte (a) ; à une horloge exacte mais pas stable (b) ; à une horloge stable mais peu exacte (c) ; à une horloge ni stable ni exacte (d)

Mathématiquement, l'équation 1.1 devient $\nu = \nu_{at}$ si, et seulement si $\epsilon \rightarrow 0$ et $y(t) \rightarrow 0$ également. Cela revient à dire que pour avoir la meilleure horloge possible sa stabilité et son exactitude doivent être les plus basses possibles.

Cette situation est illustrée dans la figure 1.2 (a), où l'on voit un signal bruité oscillant avec de faibles excursions fréquentielles autour de la fréquence atomique, qui correspond à une série de points centrés au milieu de la "cible". Au contraire, la figure (d) montre une situation où le signal fréquentiel est peu stable dans le temps (illustré par les larges excursions de la fréquence délivrée) tout en étant peu exact (illustré par le jeu de points dispersés loin du centre de la cible).

Dans le cadre des horloges atomiques, avec un oscillateur local purement limité en bruit blanc de fréquence, il est possible d'exprimer la stabilité comme :

$$\sigma(\tau) \propto \frac{1}{Q_0} \frac{1}{S/N} \frac{1}{\sqrt{\tau}} \quad (1.2)$$

Où Q_0 représente le facteur de qualité défini comme le rapport de la fréquence absolue de transition de l'horloge par la largeur de raie de cette transition et qui vaut $\frac{\nu_0}{\Delta\nu}$. S/N représente le rapport signal à bruit sur la mesure de la transition et τ est le temps de moyennage (le temps de mesure).

Cette grandeur σ qui correspond à l'expression de la quantité $y(t)$ dans l'équation 1.1 doit donc être la plus petite possible pour garantir une horloge la plus stable possible. Pour cela plusieurs paramètres ont leur importance. Plus τ est grand c'est à dire plus on mesure, plus la stabilité sera meilleure. De même un, grand rapport signal à bruit permet d'améliorer la stabilité. Plus l'échantillon atomique interrogé est grand plus la stabilité est améliorée. Ce propos reste cependant à nuancer, comme nous le verrons dans la suite (voir chapitre 3).

Cependant, c'est sur le facteur de qualité que s'est opéré le principal changement. En effet, les premières horloges dont les oscillateurs locaux étaient des micro-ondes possédaient des fréquences naturelles de transition de l'ordre de 10^{10} Hz. L'accès aux lasers a permis d'accéder à des fréquences naturelles de l'ordre de 10^{14} Hz. Ce gain de plusieurs ordres de grandeurs sur la fréquence de transition désormais accessible a été la principale motivation pour le développement des horloges dites *optiques*.

1.2 Les horloges optiques

Après avoir introduit l'évolution vers le développement d'horloges optiques, nous allons évoquer les différents types d'horloges optiques construites et les applications et possibilités qui en ont résulté.

1.2.1 Différents types d'horloges optiques

Les premières horloges optiques qui ont vu le jour étaient basées sur des ions. Les ions étant des particules chargées, cela a rendu leur manipulation plus facile notamment avec l'avènement des pièges à particules chargées basés sur l'interaction coulombienne et développés par Paul et Dehmelt [3], [4]. Les ions peuvent alors être manipulés sur de longues périodes du fait de leurs grandes durées de vie.

L'utilisation des ions présente cependant des désavantages. En effet, du fait de leur charge, les ions interagissent beaucoup entre eux et il n'est pas possible de les piéger en grande quantité sans perturber très fortement l'échantillon atomique. Le fait de ne piéger que quelques ions limite par conséquent la stabilité de l'horloge du fait du rapport signal à bruit limité. De nombreuses horloges à ions ont vu le jour, on peut citer de façon non exhaustive des espèces telles que : Al^+ [5], Ca^+ [6], Sr^+ [7], In^+ [8], Yb^+ [9], Hg^+ [10].

Afin d'allier grand nombre d'atomes et grand facteur de qualité et ainsi améliorer la stabilité, le second type d'horloge qui a été développé est basé sur les atomes neutres. Il s'agit des horloges à réseau optique. Ces horloges reposent sur le principe de piégeage d'atomes ultra froids à l'aide d'un piège dipolaire. Du fait des faibles interactions entre atomes neutres, il est possible d'en interroger en plus grand nombre. La contrepartie repose sur le fait que le piégeage est plus délicat dans le cas d'atomes neutres.

En effet, pour piéger ces atomes dans ce qu'on appelle un réseau optique, le champ électrique nécessaire est intense et décale par effet Stark les niveaux d'horloge. Ce décalage fréquentiel est proportionnel à la différence de polarisabilité des deux niveaux d'horloge. C'est pourquoi H.Katori proposa le concept d'horloge à réseau optique où ledit réseau, avec une fréquence adaptée, décalerait les niveaux d'horloges de la même quantité, permettant de passer outre l'effet Stark sous-jacent à l'emploi d'un champ laser intense. C'est le concept de longueur d'onde magique [11] sur lequel nous reviendrons plus en détail en partie 2.1.3.

Plusieurs aspects rentrent alors en ligne de compte pour le choix d'un atome neutre en tant que référence pour une horloge. Ils doivent non seulement être le moins sensible possible aux perturbations des champs extérieurs tout en présentant un grand facteur de

qualité. Enfin, les refroidir et les piéger "facilement" est une condition sine qua non.

Les atomes de la colonne des alcalino-terreux ou les atomes ayant une structure similaire (*alkaline earth-like*) présentent une structure atomique simple ainsi que l'absence de moment angulaire électronique dans l'état fondamental, réduisant ainsi l'incertitude de nombreux effets systématiques. Cette structure autorise un refroidissement efficace des atomes ainsi que des raies d'intercombinaisons très fines, notamment la transition $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$. Cette transition très étroite sub-hertz constitue la transition dite d'horloge. Nous verrons dans la suite comment une telle transition est interrogée pour le fonctionnement de l'horloge (voir chapitre 2).

Parmi les horloges optiques existantes, on peut évoquer de façon non exhaustive des atomes neutres tels que : Sr [12] [13] [14], Hg [15] [16], Cd [17], Yb [18]...

1.2.2 Applications et état de l'art des horloges optiques

Nous avons donc vu que les horloges optiques pouvaient être de deux types. Leurs performances ont évolué au cours du temps comme l'illustre la figure 1.3 :

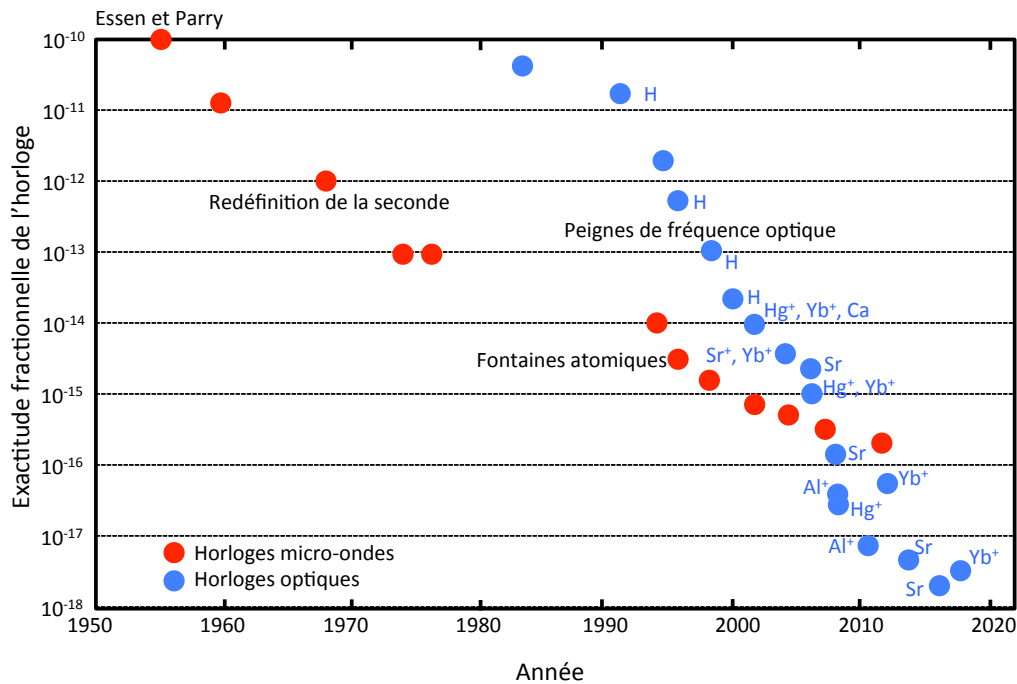


FIGURE 1.3 – Évolution de l'incertitude systématique sur les horloges. Cas des horloges optiques et des horloges micro-ondes

Sur cette figure sont représentées les performances des horloges micro-ondes et des horloges en terme d'exactitude. On remarque que la découverte des peignes de fréquence (voir partie 6.2.1) coïncide à l'accélération de l'amélioration des performances des horloges optiques. Elles ont désormais supplanté les standards de fréquence micro-ondes de près de deux ordres de grandeur à la fois concernant l'exactitude [18], [9], [19] et concernant la stabilité [20].

Ces rapides progrès concernant les performances des horloges optiques ont ouvert la porte à de nouveaux champs d'applications. On peut évoquer dans un premier temps la participation de ces nouvelles horloges optiques à la réalisation du temps atomique international (TAI) [21], [12], ce qui est la première étape à la redéfinition de la seconde basée sur une transition optique.

Ces grandes performances permettent d'avoir accès à des mesures du potentiel gravitationnel. Le seuil de sensibilité des horloges est tel que deux horloges à différentes altitudes ressentent un potentiel gravitationnel différent. Sur la terre, un écart d'un mètre correspond à un redshift gravitationnel de l'ordre de 10^{-16} . Avec des exactitudes dans le domaine du 10^{-18} , il est alors possible de sonder le champ gravitationnel à l'échelle du centimètre : c'est la *géodésie chronométrique* [22], [23], [24], [25]. Ces comparaisons d'horloge se sont multipliées grâce au développement des liens optiques fibrés permettant des comparaisons d'horloges sur des centaines de kilomètres sur lesquelles nous reviendrons dans le chapitre 6.

Les horloges optiques peuvent enfin être utilisées pour des tests de physique fondamentale, que ce soit la recherche de matière noire [26], ou les tests de variations des constantes fondamentales [27] [28], [29].

Ces nombreuses applications des horloges optiques en font les dispositifs parmi les plus exacts jamais construits et se distinguent par la grande diversité des atomes que l'on peut utiliser pour les développer. Chacune de ces espèces chimiques ayant ses avantages et ses inconvénients, nous nous concentrons dans la partie suivante sur le choix de l'atome de mercure pour notre horloge à réseau, ainsi que ses caractéristiques.

1.3 L'horloge à réseau optique basée sur l'atome de mercure

1.3.1 Choix et enjeux de l'atome de mercure

Si les premières horloges atomiques étaient basées sur des hydrogénoïdes, nous avons vu précédemment que les alcalino-terreux (et les atomes dont la structure est similaire)

étaient des candidats crédibles pour la construction d'horloge à réseau optique. Le mercure de numéro atomique $Z=80$ présente une structure électronique similaire aux atomes de la famille des alcalino-terreux, c'est à dire qu'il possède deux électrons de valence. L'absence de moment angulaire électronique évoquée précédemment réduit ainsi l'incertitude de nombreux effets systématiques. On représente en figure 1.4 les niveaux d'énergie importants de l'atome de mercure :

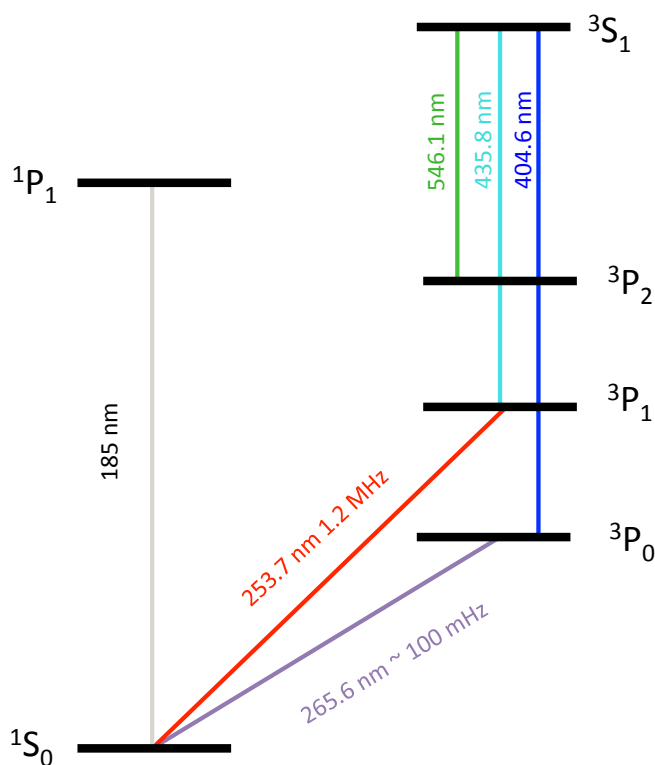


FIGURE 1.4 – Transitions et niveaux d'énergie importants pour l'atome de mercure dans le cas d'une horloge à réseau optique

Contrairement à l'usage dans d'autres horloges optiques (Sr, Yb par exemple), la transition $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ n'est pas utilisée pour refroidir les atomes, du fait de la longueur d'onde nécessaire de 185 nm pour l'exciter. A la place, nous utilisons la transition $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ (en rouge sur le schéma) pour le refroidissement atomique. En principe interdite, cette transition est rendue possible grâce au couplage LS des états excités. Nous reviendrons sur cette transition de refroidissement dans la partie 2.1.2.

La transition $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ (indiquée en violet sur le schéma) joue le rôle de la transition dite d'horloge du fait de sa largeur de raie sub-hertz. Cette transition est elle aussi *a priori*

doublement interdite. Cependant, dans le cas de l'isotope 199 du mercure que nous utilisons, la présence d'un spin nucléaire non nul permet de coupler faiblement l'état 3P_0 avec l'état 3P_1 et ainsi d'avoir accès à la transition.

Sur le schéma sont également représentées les transitions de repompage sur lesquelles nous reviendrons brièvement dans la suite du manuscrit.

Ces transitions étroites dans l'UV constituent un désavantage technique du fait de la difficulté de produire de l'ultraviolet en continu et en puissance nécessaire mais représentent aussi un avantage important de l'atome de mercure : sa faible sensibilité au rayonnement du corps noir. Cette sensibilité au rayonnement du corps noir (qui sera décrite plus en détail dans le chapitre 5) est dans le cas du mercure plus faible d'un facteur 30 par rapport au strontium et d'un facteur 16 par rapport à l'ytterbium.

En plus de cette faible sensibilité, il est important de souligner la particularité du mercure en tant qu'espèce chimique. La haute pression de vapeur saturante du mercure permet à la fois de se passer de la présence d'un four dans l'architecture de l'horloge, mais représente également un avantage pour l'implémentation d'un 2D-MOT (voir chapitre 3).

Enfin, comme l'illustre le tableau 1.5, il existe sept isotopes stables pour le mercure :

Variété isotopique	Abondance naturelle	Spin nucléaire
196	0.15 %	0
198	9.97 %	0
199	16.87 %	1/2
200	23.1 %	0
201	13.18 %	3/2
202	29.86%	0
204	6.87 %	0

FIGURE 1.5 – Abondances naturelles des isotopes du mercure

Comme évoqué précédemment, l'isotope utilisé est le fermion ^{199}Hg même si des discussions ont eu lieu vers la fin de ma thèse pour étudier l'autre fermion ^{201}Hg . Cette large diversité isotopique pourrait permettre dans le futur d'étudier de potentiels décalages isotopiques de la transition d'horloge [30].

Pour résumer, la figure 1.6 représente un schéma de l'horloge mercure. On y a représenté les principaux systèmes lasers qui seront décrits plus en détail dans le chapitre 2.

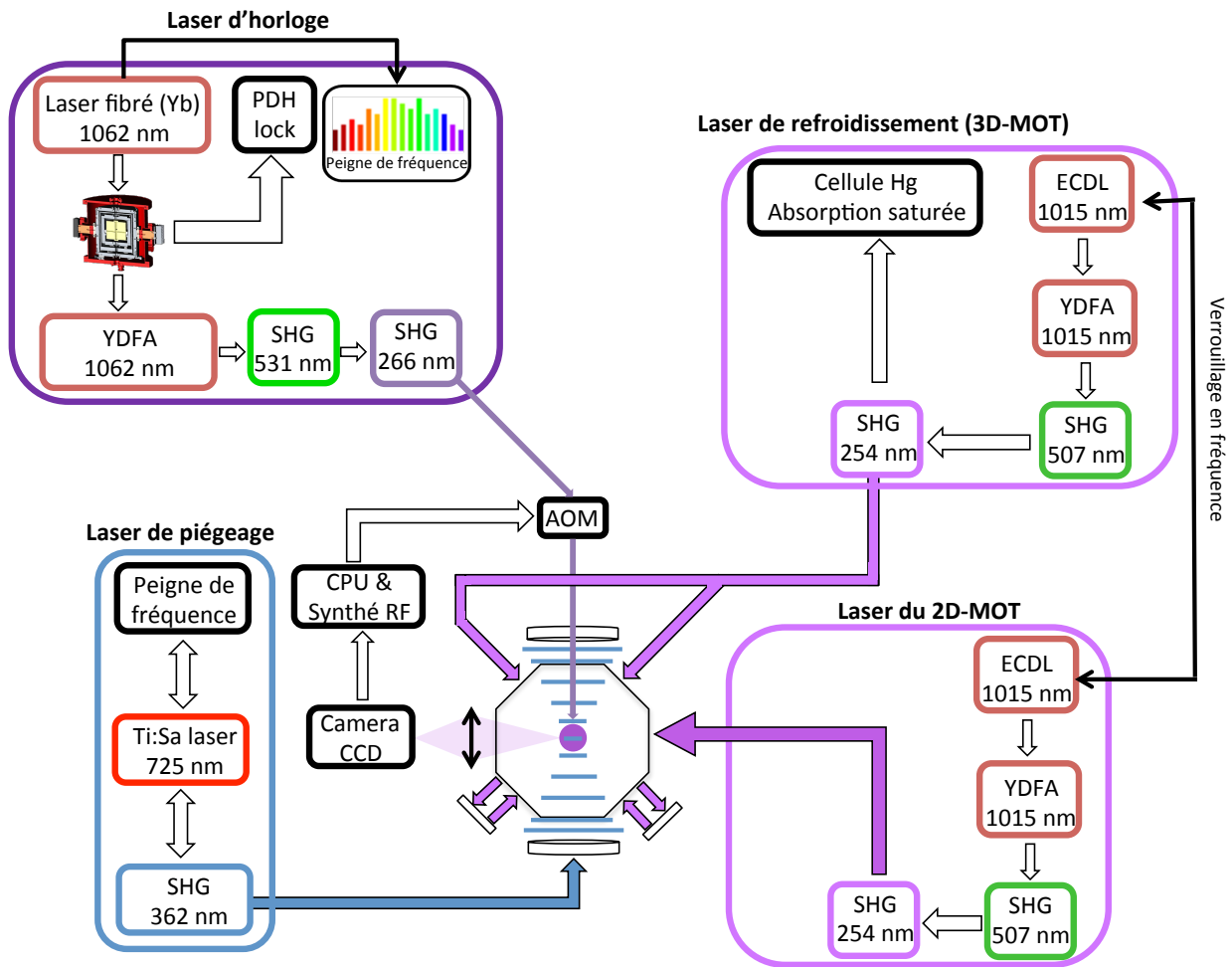


FIGURE 1.6 – Schéma du dispositif expérimental de l'horloge à réseau optique à atomes de mercure

L'appellation SHG (pour *Second Harmonic Generation*) représente le doublage en fréquence. Ces doublages sont réalisés dans tous nos systèmes lasers (on y reviendra dans la suite de ce manuscrit) afin d'avoir accès aux longueurs d'onde dans l'UV évoquées précédemment.

Sur ce schéma sont donc représentés les lasers principaux de l'horloge mercure. On y trouve le laser de piégeage, qui produit le réseau optique dans lequel sont piégés les atomes de mercure, le laser d'horloge qui permet d'interroger la transition atomique ultrafine, ainsi que les deux lasers de refroidissement dédiés au 2D et au 3D MOT (voir chapitre 3 et 2) permettant d'abaisser la température de l'échantillon atomique avant de le piéger et de l'interroger.

Chapitre 2

Description et amélioration du montage expérimental

Après avoir introduit dans le chapitre précédent les enjeux propres aux horloges, ce chapitre se concentre sur la présentation de l'expérience sur laquelle j'ai travaillé au cours de ma thèse. Plutôt qu'une liste exhaustive, ce chapitre s'organise chronologiquement, en partant d'une description de l'expérience à mon arrivée et les limites rencontrées, avant de détailler les améliorations apportées aux différents dispositifs composant l'horloge mercure.

2.1 Présentation et limites du dispositif expérimental

2.1.1 Source d'interrogation pour les atomes de mercure

Au coeur des horloges atomiques repose la notion d'interrogation des atomes. Comme il a été présenté en figure 1.1 dans la partie 1.1.2, les sources d'interrogation pour les atomes dans les horloges atomiques peuvent être de plusieurs types. Dans le cadre de l'horloge à réseau optique basée sur l'atome de mercure, notre oscillateur local qui constitue notre source d'interrogation est un laser dit ultrastable. On utilise l'adjectif ultrastable car un tel laser doit non seulement être capable de résoudre des largeurs de raies de quelques hertz, nécessaire pour interroger la transition dite d'horloge, mais aussi être capable de maintenir cette fréquence tout au long de l'interrogation.

Les premières stabilisations sub-hertz de lasers se sont faites au moyen de cavités Fabry Péroต์ dites ultrastables [31], [32]. Se baser sur une cavité optique ultrastable consiste à pré-asservir l'oscillateur local de l'horloge (le laser d'horloge donc) sur cette cavité. Au laboratoire, notre laser ultrastable est un laser à fibre commercial de la marque Koheras à 1062 nm et est envoyé au sein d'une cavité de grande finesse [33], [2]. Nous asservissons

alors le laser sur la cavité ultrastable à l'aide de la méthode de Pound-Drever-Hall (PDH) [34]. Le principe de cette technique consiste à transférer la très grande stabilité du bloc de verre à très faible coefficient d'expansion thermique constituant la cavité optique à la fréquence du laser. Cela se traduit par l'équation suivante :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \simeq -\frac{\Delta L}{L} \quad (2.1)$$

Où $\Delta\nu$ est la variation de la fréquence ν du laser et ΔL est la variation de la longueur L de la cavité ultrastable. Cela revient à dire qu'une grande maîtrise des variations de la longueur de la cavité implique de très faibles fluctuations en fréquence du laser ultrastable également appelé laser d'horloge.

La fréquence du laser ultrastable est alors asservie sur le TEM_{00} de la cavité. Cette cavité ultrastable dont la finesse est estimée à 850000 est constituée de deux miroirs en silice fondue (plan et concave respectivement) de très grande finesse, et de rayon de courbure de 500 mm. Ces deux miroirs sont reliés par un espaceur de 10 cm fait de verre à expansion ultra-basse (ULE glass pour "*Ultra Low Expansion*"). La figure 2.1 présente un schéma de la cavité ultrastable.

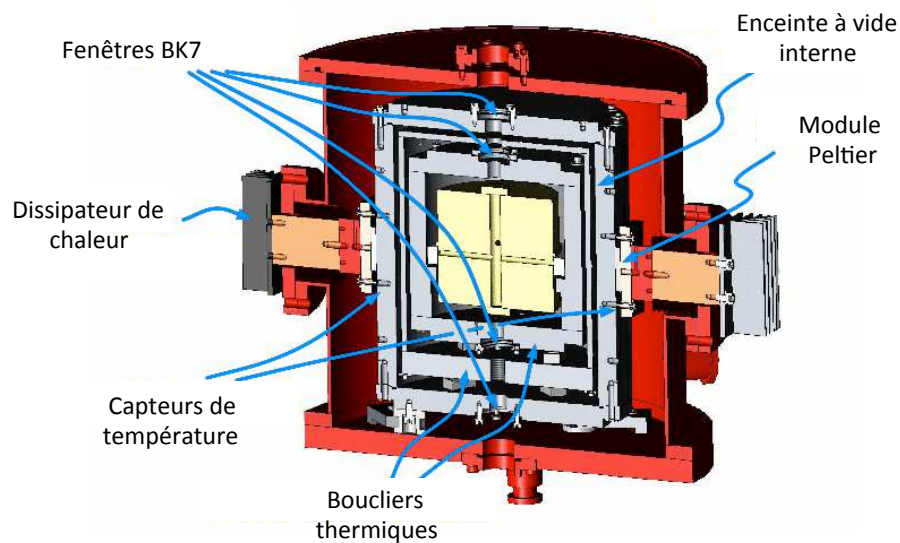


FIGURE 2.1 – Schéma de la cavité ultrastable servant de référence optique pour l'horloge mercure

On distingue trois parties colorées distinctes sur la figure 2.2. La partie bleue correspond à la table du laser ultrastable, la partie grise correspond à la chaîne de fréquence régissant les différents modulateurs acousto optiques ou AOM ("*acousto-optic modulator*"), et la partie violette qui représente la table optique sur laquelle est acheminée la lumière ultrastable. Cette zone violette sera décrite plus en détail dans la partie 2.3.1.

Quand on s'intéresse à la partie bleutée, on remarque que le laser d'horloge est distribué à plusieurs reprises. Tout d'abord comme décrit précédemment, une petite partie de la lumière est prélevée pour être envoyée dans la cavité ultrastable. Par la suite, la lumière ultrastable est séparée en quatre faisceaux. Un des faisceaux est envoyé aux lasers repompeurs (qui seront évoqués plus tard dans ce manuscrit), un deuxième faisceau est envoyé à la table optique et donc aux atomes de mercure, les deux derniers faisceaux sont envoyés dans des laboratoires voisins possédant des peignes de fréquence. Ce dispositif sera décrit plus en détail dans la partie 6.2.1.

Sur le schéma on remarque un trait rouge plein symbolisant la lumière d'horloge et un trait rouge pointillé. Les traits pointillés représentent des rétroreflexions de la lumière d'horloge. Si une partie de la lumière ultrastable est quadruplée en fréquence et finalement envoyée au niveau des atomes en espace libre, l'essentiel du trajet optique se fait au sein de fibres optiques. Cela permet de conserver une stabilité sur la lumière ultrastable, notamment pour son acheminement aux différents laboratoires voisins.

La partie grise de la figure 2.2 présente deux synthétiseurs dont les fréquences sont fixées, deux DDS ainsi que des étapes de mixage de fréquence. Il est important de s'arrêter sur le rectangle marqué "dedrift". En effet, bien que notre laser d'horloge soit verrouillé sur une cavité ultrastable dont l'environnement est très contrôlé, il existe une dérive linéaire de la fréquence de notre laser due à une dérive linéaire de la longueur de la cavité (voir la formule 2.1). Cette partie de la chaîne de fréquence permet notamment de composer avec cette dérive linéaire. En introduisant manuellement une compensation fréquentielle de ce drift, il est possible de s'en prémunir. Cette compensation est primordiale pour le bon fonctionnement de l'horloge.

En effet, comme il l'a été présenté précédemment, une horloge doit pouvoir délivrer une fréquence de façon stable. Considérons par conséquent une dérive linéaire de la cavité induisant un drift de 5 mHz/s sur le laser d'horloge. Ce laser est dans l'infrarouge, et est quadruplé en fréquence avant d'être envoyé au niveau des atomes. Cela équivaut donc à une dérive de 20 mHz/s. En rapportant cette valeur à la fréquence de transition du mercure (proche de 1.128 PHz), on obtient $2 \cdot 10^{-17}$ /s. En l'état, il est alors impossible de mesurer avec une résolution inférieure à $1 \cdot 10^{-17}$ les différents effets systématiques pou-

vant perturber l'horloge. Cet exemple très simple montre bien la nécessité de contrôler la dérive linéaire de la cavité pour pouvoir exploiter au maximum l'horloge mercure. Les détails sur les effets systématiques mentionnés seront donnés au chapitre 5.

Bien que toutes ces problématiques liées à l'interrogation des atomes doivent être prises en compte, aucune interrogation atomique n'est possible sans deux grandes étapes préalables : refroidir et piéger les atomes.

2.1.2 Système de refroidissement des atomes de mercure dans un 3D MOT

Afin de pouvoir interroger les atomes de mercure, il est nécessaire de les refroidir et de les piéger. Cette partie se consacre à présenter la mise en place du refroidissement atomique via un piège magnéto-optique 3D ou 3D-MOT (pour *Magneto Optical Trap*). Historiquement, le refroidissement atomique avait été postulé bien avant de pouvoir réellement être mis en place. Bien que la notion de pression radiative pour refroidir des atomes avait déjà été évoquée avant [35], c'est grâce à la révolution liée au développement des lasers que ce sont développées les premières mélasses optiques [36]. Le refroidissement d'atomes par laser a d'ailleurs été récompensé du prix nobel 1997 [37], [38], [39]. Pour refroidir des atomes de la sorte, 3 faisceaux lasers polarisés circulairement sont rétro-réfléchis, comme illustré sur la figure 2.3. A leur intersection est situé le nuage d'atomes.

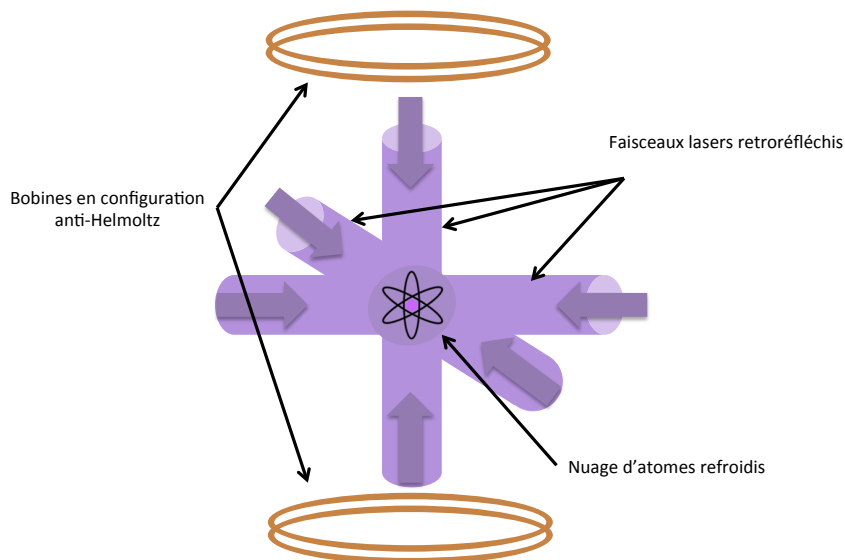


FIGURE 2.3 – Schéma d'un piège magnéto optique en 3 dimensions (3D-MOT)

Le refroidissement Doppler illustré ci-avant se base sur deux phénomènes : l'absorption et l'émission spontanée. Ces deux phénomènes se produisent avec conservation de la quantité de mouvement. Cependant, là où l'émission spontanée est isotrope, sans direction privilégiée, l'absorption est dite directionnelle, dépendante de l'impulsion $\hbar k$ du photon incident. En accordant la fréquence du laser à une transition dite de refroidissement, la combinaison de ces deux phénomènes, l'un isotrope et l'autre directionnel conduit alors à une direction privilégiée pour l'atome, et les réflexions multiples permettent alors de le ralentir dans toutes les directions.

Dans le cadre d'une espèce bosonique, il est important de noter que cette technique de refroidissement Doppler connaît une température limite à laquelle on peut refroidir les atomes, appelée température Doppler. Cette température limite s'exprime :

$$T_{min} = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (2.2)$$

Où Γ est la largeur naturelle de la transition et k_B la constante de Boltzmann. Dans le cas de l'atome de mercure pour la transition de refroidissement ($^1S_0 \rightarrow ^3P_1$), la température Doppler vaut environ $50 \mu K$.

On peut noter que dans le cas de l'isotope fermionique du mercure (^{199}Hg) utilisé dans notre horloge, cette température peut atteindre des valeurs sub-Doppler de l'ordre de $30 \mu K$ [40].

Dans le cadre de l'horloge mercure, nous nous basons donc sur la transition $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$, dont la largeur naturelle est de 1.3 MHz (voir partie 1.3.1). Cette transition de refroidissement est réalisable pour une longueur d'onde de 254 nm. Cette longueur d'onde dans l'UV nécessite du matériel fiable capable de produire en continu une source à 254 nm avec une largeur naturelle suffisamment faible pour pouvoir interroger une transition de largeur légèrement supérieure à 1MHz. La marge qui fut fixée pour la largeur de raie du laser est de l'ordre de 100 kHz.

Pour ce faire, nous utilisons un laser commercial infrarouge à 1015 nm de la marque ALS. Ce laser de puissance 10W est doublé en fréquence une première fois dans une tête commerciale pour produire de la lumière verte à 507 nm et jusqu'à 1.5 W. Enfin, cette lumière verte est doublée en fréquence à son tour au sein d'une cavité de doublage construite au laboratoire. Il est important de signaler qu'en passant de l'infrarouge à l'ultraviolet via un quadruplage en fréquence, la largeur de raie s'en retrouve multipliée par 16 pour du bruit blanc de fréquence. Afin de garantir les 100 kHz de largeur de raie dans l'UV, cela nécessite un contrôle autour de 5 kHz dans l'infrarouge.

La figure 2.4 représente un schéma illustrant les différentes étapes de doublage en fréquence précédemment évoquées.

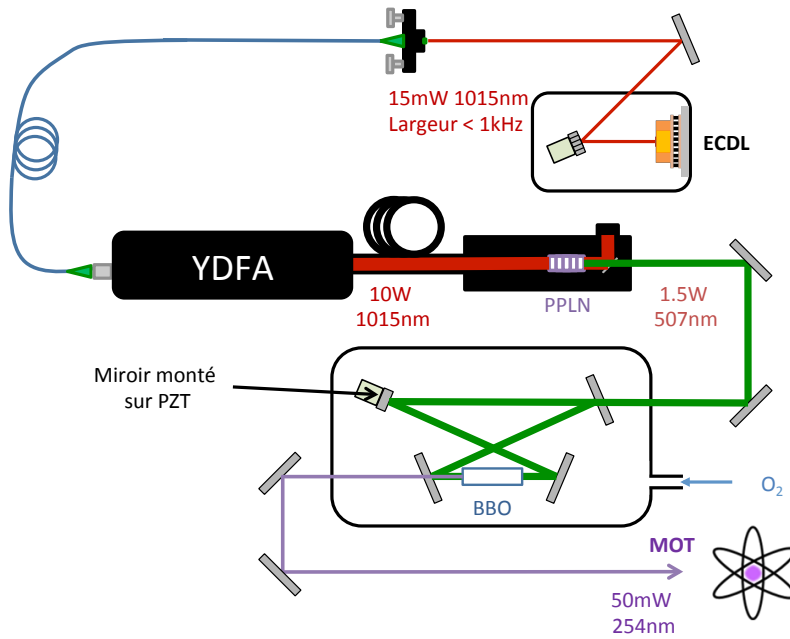


FIGURE 2.4 – Schéma du laser de refroidissement, de la production de la lumière UV à 254 nm

La lumière à 507 est donc injectée dans la cavité de doublage. Après deux réflexions, la lumière pénètre le cristal doubleur en fréquence. Il s'agit d'un cristal de bêta-borate de baryum, noté BBO (pour β -baryum borate) de dimension 4x4x7 mm. On prélève une infime partie de l'UV produit pour procéder à l'asservissement en puissance et en fréquence de la cavité. Cela permet d'asservir la puissance en sortie du doublage de fréquence, via une rétroaction exercée sur le transducteur piézo-électrique (ou PZT pour *Piezoelectric transducer*) de la cavité de doublage sur lequel est collé un miroir.

Les puissances UV obtenues après doublage en fréquence sont de l'ordre de 50 mW, puissance avec laquelle l'horloge fonctionne de façon nominale. Au delà de ces puissances, plus d'atomes peuvent certes être piégés, mais les optiques peuvent être endommagées, spécialement le cristal de BBO. Pour prévenir des dommages sur le cristal, conduisant à terme à son remplacement et donc à un réalignement de la cavité et des optiques ultérieures, la cavité de doublage de fréquence est scellée au maximum et placée sous une atmosphère de dioxygène. Le dioxygène ralentissant les dommages de l'UV sur le cristal.

Comme évoqué précédemment, pour pouvoir ralentir les atomes de mercure, nous avons la nécessité de garantir une largeur de l'ordre de 100 kHz dans l'UV. En plus d'un asservissement en puissance pour avoir un faisceau UV stable et continu, l'asservissement en fréquence est donc également nécessaire. Pour cela, à l'aide d'une cellule renfermant un échantillon d'atomes de mercure, nous utilisons la technique de l'absorption saturée [41].

La figure 2.5 décrit la technique d'absorption saturée pour l'asservissement en fréquence du laser de refroidissement.

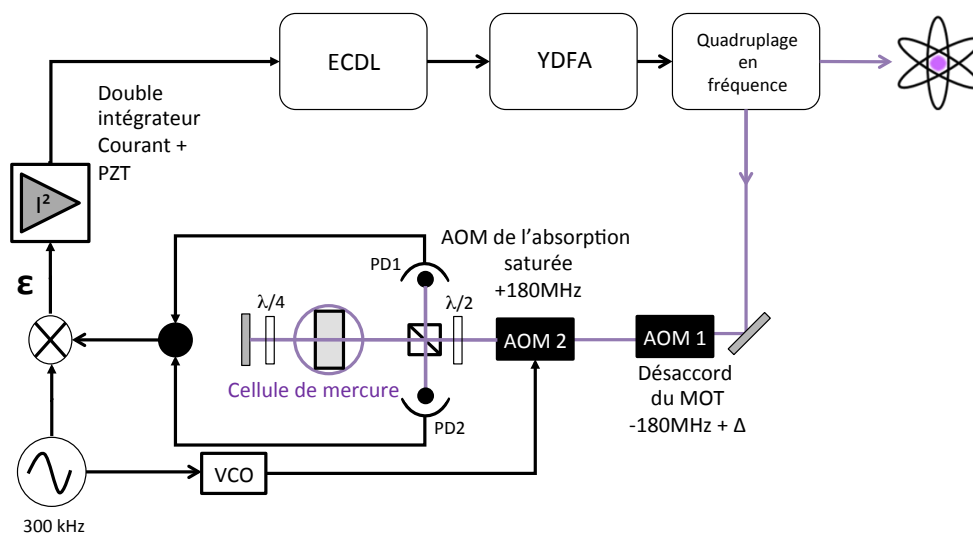


FIGURE 2.5 – Schéma de l'asservissement en fréquence du laser de refroidissement via la technique de l'absorption saturée

Sur ce schéma, une partie (environ 1 mW, soit 2%) de l'UV produit dans la cavité de doublage est envoyée dans une cellule de mercure. A l'aide d'un cube séparateur, on réfléchit une partie du signal sur une photodiode (PD 1 sur la figure). Il s'agit du signal de référence. L'autre partie du signal en transmission du cube pénètre dans la cellule de mercure, est retroréfléchi et passe donc deux fois dans une lame quart d'onde ($\lambda/4$). Cette lame a pour but d'équilibrer la quantité de lumière allant dans la photodiode 2 (PD 2 sur la figure). La rétroaction se fait à l'aide d'un double intégrateur, à la fois sur le courant et le PZT du réseau de la diode laser en cavité étendue (ou ECDL pour *External Cavity Diode Laser*).

Le profil de l'absorption saturée que l'on contrôle à l'oscilloscope est représenté en figure 2.6.

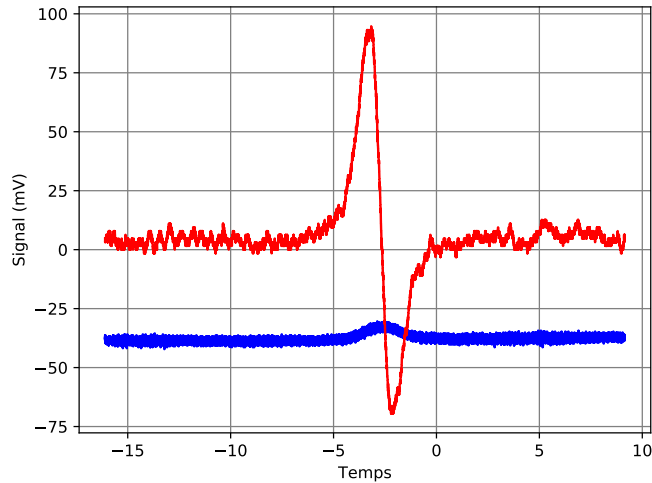


FIGURE 2.6 – Signal de l'absorption saturée. On reconnaît le profil Doppler et le signal d'erreur

Le courbe rouge représente le signal d'erreur, obtenu après le mixage avec la modulation à 300 kHz qu'on voit en figure 2.5. Le signal bleu représente le profil Doppler, recueilli sur la photodiode PD2.

Cette partie ne s'intéresse volontairement pas aux considérations de temps de chargement du 3D-MOT, ni de son évolution au cours d'un cycle d'horloge. Ces questions seront abordées plus tard dans cette partie mais également au chapitre 3.

2.1.3 Réseau optique pour piéger les atomes de mercure

Cette partie s'attache à la dernière étape nécessaire avant de pouvoir interroger les atomes de mercure : le piégeage des atomes. Refroidir les atomes grâce au laser de refroidissement n'est en effet pas suffisant. Afin de supprimer les effets Doppler (premier ordre, second ordre...) les atomes sont alors piégés dans un réseau optique vertical à une dimension. Un confinement fort et profond est réalisé au sein de ce réseau optique, on se place donc dans le régime dit de Lamb Dicke [42], [43], où les atomes sont confinés sur une échelle spatiale petite devant la longueur d'onde.

Plusieurs techniques peuvent alors être employées pour réaliser ce fort confinement, mais deux critères doivent être respectés. Les atomes doivent être suffisamment piégés, mais le piège ne doit pas perturber la transition d'horloge. Pour la première condition, et comme leur nom l'indique (horloges à *réseau optique*), nous utilisons un réseau optique. Pour former un réseau optique, un faisceau laser de longueur d'onde λ_l (1 pour *lattice*) est retroréfléchi sur un miroir au sein d'une cavité de surtension produisant ainsi des pièges dipolaires [44]. Cela forme une onde stationnaire dont les noeuds d'intensité sont espacés de $\lambda_l/2$. Un atome situé à l'intérieur de cette onde stationnaire ressent le potentiel :

$$U(r, z) = U_0 \exp\left\{ \left[-2\left(\frac{r}{w(z)}\right)^2 \right] \right\} \cos^2(k_l z) \quad (2.3)$$

Où z est l'axe de propagation de la lumière, $w(z)$ est la taille du faisceau (le *waist*), r est la coordonnée transverse et k_l est le vecteur d'onde de la lumière. U_0 correspond à la profondeur de piégeage et est proportionnel à l'intensité du laser I_l ($I_l = \epsilon_0 c |\epsilon|^2 / 2$) comme l'illustre l'équation suivante :

$$U_0 = -\frac{8\pi}{c} \alpha(\lambda_l) I_l \quad (2.4)$$

Une nouvelle grandeur apparaît dans cette équation : la polarisabilité notée $\alpha(w_l)$. Les atomes peuvent donc être confinés très fortement mais ce piège et la puissance des lasers mise en jeu a des effets néfastes sur la transition d'horloge. En effet, sous la présence d'un champ électrique intense, les niveaux d'énergie de la transition d'horloge sont décalés par effet Stark [45]. On appelle ce déplacement des niveaux d'énergie le décalage AC-Stark (ou *AC Stark shift*), qui est associé au champ électrique oscillant de l'onde lumineuse, par opposition au DC Stark shift qui peut par exemple être la conséquence de l'accumulation de charges sur l'enceinte à vide par exemple.

Considérons que la présence d'un tel réseau optique décale l'état excité de la transition d'horloge d'une quantité ν_e et décale l'état fondamental d'une quantité ν_g . On peut noter $\Delta\nu_{ls}$ (l's pour *lattice lightshift*) le décalage de la transition d'horloge où $\Delta\nu_{ls} = \nu_e - \nu_g$.

Sachant que le décalage lumineux dû au réseau (ou *lattice lightshift*) est proportionnel à la différence des polarisabilités des deux niveaux atomiques de la transition d'horloge [11], on peut écrire :

$$\Delta\nu_{ls} \propto \Delta\alpha(\lambda_l) I_l \quad (2.5)$$

On remarque que si le terme en $\Delta\alpha$ est nul, alors il est possible (au premier ordre) de se prémunir des fluctuations en intensité qui contribueraient au *lattice lightshift*. Ainsi en 2003 fut proposé le concept de longueur d'onde dite magique [46]. Une telle longueur

d'onde ayant pour objectif de résoudre l'équation $\Delta\alpha(\nu) = 0$. On peut également illustrer ce phénomène sur la figure 2.7 :

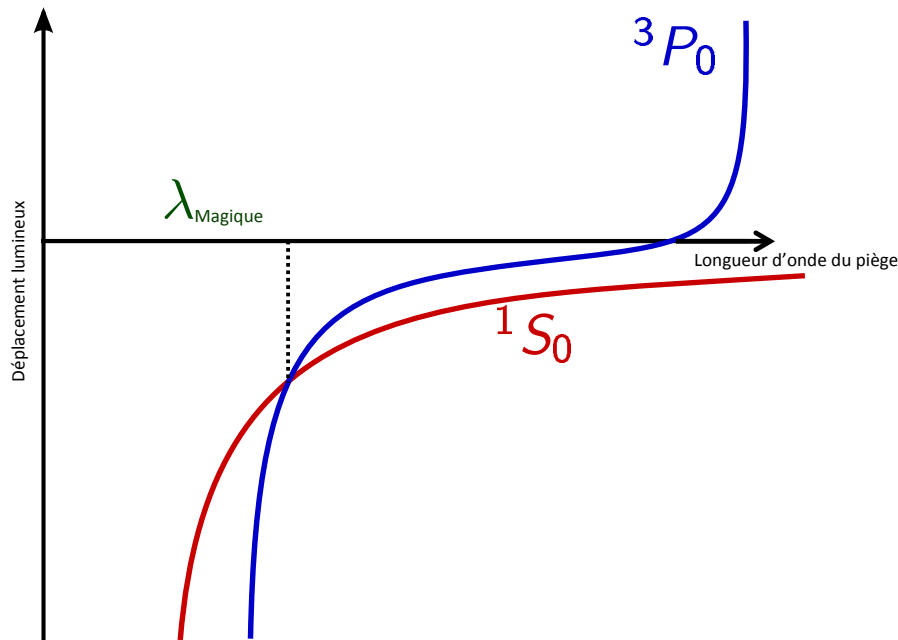


FIGURE 2.7 – Évolution des polarisabilités des différents niveaux d'énergie de la transition d'horloge en fonction de la longueur d'onde du réseau optique

Cette figure illustre le concept de longueur d'onde magique, à laquelle les polarisabilités sont déplacées de la même quantité. La transition d'horloge n'est donc pas perturbée (au premier ordre).

Il est important d'introduire une grandeur qui reviendra souvent dans la suite de ce manuscrit : l'énergie de recul. Elle s'écrit :

$$E_{rec} = \frac{\hbar^2 k_l^2}{2m_{at}} \quad (2.6)$$

Cette énergie de recul correspond à l'énergie cinétique acquise par l'atome considéré (ici le mercure) lorsqu'il absorbe un photon du faisceau incident et donc son impulsion $\hbar k_l$ (ici du laser de piégeage).

Dans le cas du mercure, la longueur d'onde magique se situe dans le proche UV autour de 362.5 nm. La problématique pour produire la lumière dite de piégeage est que

nous avons besoin d'un système laser fiable sur une grande plage fréquentielle (typiquement de l'ordre de plusieurs centaines de MHz). Pouvoir choisir la fréquence de notre réseau sur de tels domaines est nécessaire pour explorer les caractéristiques intrinsèques de la longueur d'onde magique et les déplacements lumineux dûs au réseau. L'étude de ces déplacements sera présentée en détail dans le chapitre 5.

Afin d'avoir une certaine maîtrise sur la fréquence du laser de piégeage, tout en garantissant une puissance minimale nous permettant de piéger suffisamment d'atomes, le choix du laser s'est porté sur un Titane :Saphir, noté Ti :Sa. Ce laser commercial de la marque M-Squared est pompé par 15W de lumière verte à 532 nm provenant d'un Verdi-V18 de la marque Coherent. Le Ti :Sa produit jusqu'à 5.5 W de lumière rouge à 725 nm. Comme dans la partie 2.1.2, pour produire de la lumière UV, nous utilisons une cavité de doublage de fréquence. Pour produire la lumière à 362.5 nm nous utilisons un cristal doubleur de triborate de lithium ou LBO (pour *Lithium triBorate*). Cette cavité de doublage est asservie à résonance en utilisant la technique d'asservissement proposée par Hansch et Couillaud [47].

La figure 2.8 présente la situation du laser de piégeage ainsi que les moyens d'asservissement utilisés pour se maintenir à la longueur d'onde magique, gage d'une transition d'horloge inchangée au premier ordre du fait du réseau optique :

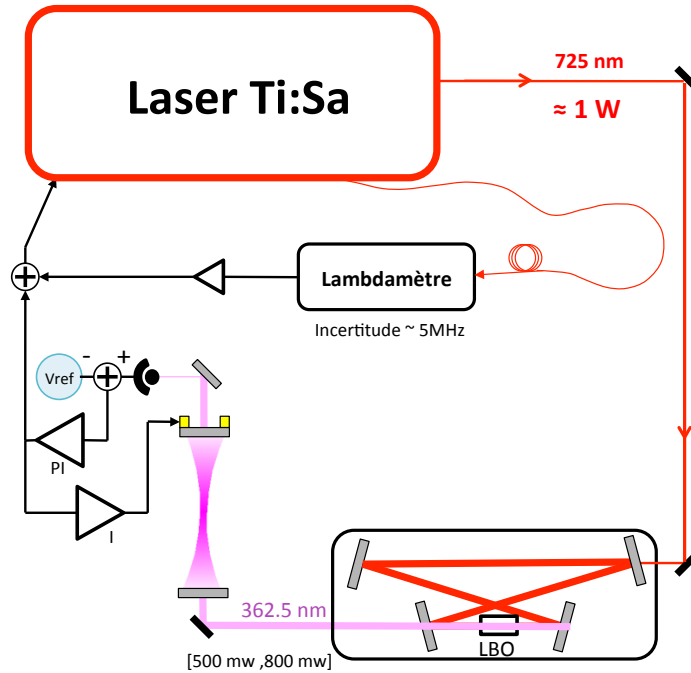


FIGURE 2.8 – Schéma du dispositif de mise en place du réseau optique et des asservissements réalisés

En premier lieu, une partie de la lumière du Ti :Sa est extraite et envoyée à un lambdamètre commercial. Au début de ma thèse, un asservissement digital du laser Ti :Sa était réalisé sur un lambdamètre commercial. L'exactitude du lambdamètre étant d'environ 6 MHz, cela constituait une première limitation quant à un réseau optique accordé à la longueur d'onde magique. Comme expliqué précédemment, l'asservissement de la cavité de doublage se faisait à l'aide de la méthode Hansch-Couillaud. Enfin, après production de la lumière UV en sortie de la cavité de doublage, cette lumière est envoyée dans une cavité de surtension.

Cette cavité de surtension permet d'avoir une puissance circulante importante, de l'ordre de 6W, afin de piéger au mieux les atomes de mercure dans le réseau. Elle est constituée de deux miroirs convexes de rayon de courbure 150 mm. La cavité est conçue pour que la taille du faisceau au niveau des atomes soit de $69 \mu\text{m}$. Usuellement, la puissance circulant dans la cavité correspond à une profondeur de piège d'une centaine d'énergie de recul (noté $100 E_{rec}$). Au cours de ma thèse, un test a été mené et on peut raisonnablement penser qu'aller jusqu'à $200 E_{rec}$ n'endommagera pas la cavité du réseau.

En transmission de cette cavité de surtension, on récupère la lumière UV. Cela nous permet de réaliser un sidelock (asservissement latéral) de la lumière sur la cavité en agissant sur le PZT du Ti :Sa (noté PI_{sl} sur la figure 2.8). Dans le même temps, un dernier asservissement est réalisé cette fois-ci pour nous prémunir de la dérive de la cavité de surtension. Pour cela, on agit sur le PZT de la cavité (noté PI_{cav}). La bande passante de ce dernier asservissement est beaucoup plus faible (quelques Hz) que celle de l'asservissement de la lumière piégeage (de l'ordre de la dizaine de kHz), ce qui permet aux deux asservissements de fonctionner sans interférer.

En conclusion, cette étape de piégeage permet de confiner les atomes suffisamment pour qu'ils soient interrogeables par le laser d'horloge une fois refroidis par le laser de refroidissement. Cependant, comme présenté précédemment, au coeur de ce piégeage se situe la notion de longueur d'onde magique et notre capacité à s'y maintenir. Le lambdaètre n'ayant une exactitude "que" de quelques MHz, il n'est pas surprenant que dans la suite, nous nous soyons attachés à trouver un autre moyen pour asservir le Ti :Sa à la longueur d'onde magique (voir partie 2.3.2).

2.2 Spectroscopie haute résolution et cycle d'horloge

Après avoir présenté les principaux dispositifs composant l'horloge mercure, cette partie se concentre sur leur utilisation. Comment dans les faits réaliser une spectroscopie à haute résolution des atomes de mercure ? Le fonctionnement de l'horloge mercure dépend étroitement de notre capacité à refroidir et piéger les atomes. Mais une fois dans le régime de Lamb-Dicke, plusieurs interrogations sont possibles. Tous ces paramètres ont une influence directe sur le cycle d'horloge que nous allons présenter.

2.2.1 Spectroscopie haute résolution dans l'horloge mercure

On considère dans cette partie que les atomes de mercure sont refroidis et piégés dans le réseau optique. Les détails prouvant que l'horloge mercure fonctionne dans le régime de Lamb-Dicke peuvent être trouvés dans la référence [48]. Une fois dans les pièges dipolaires constitués par le réseau, la sonde (c'est à dire le laser ultrastable d'horloge) est envoyée sur le nuage atomique. Lorsqu'on regarde le schéma des niveaux d'énergie de l'atome de mercure présenté en figure 1.4, concentrons nous sur la transition $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ (transition "interdite") qui constitue donc la transition d'horloge. La figure 2.9 est composée de deux parties et schématise le phénomène de spectroscopie dans l'horloge mercure.

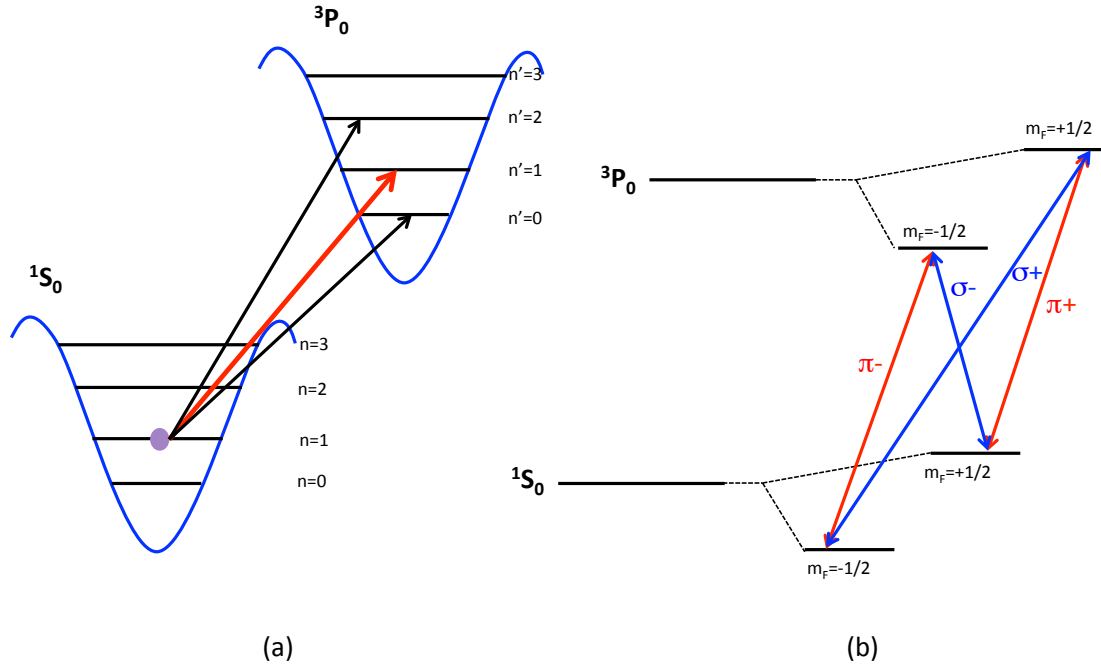


FIGURE 2.9 – Schéma représentatif de la spectroscopie dans le réseau et des transitions mises en jeu

La partie (a) représente le phénomène de spectroscopie dans le réseau optique. On peut voir un atome de mercure piégé dans un puits de potentiel, plus particulièrement dans l'état motionnel $n = 0$. Une fois dans le régime de Lamb Dicke, on s'attend à trois transitions possibles, représentées par les flèches colorées rouges et noires. La transition la plus marquée est la transition où l'état motionnel ne change pas ($\Delta n = 0$). On appelle cette transition la porteuse, là où les flèches noires représentent les bandes latérales. L'objectif lors de la spectroscopie est de tout mettre en oeuvre pour maximiser le nombre d'atomes effectuant la transition $n = 0 \rightarrow n' = 0$ et ainsi minimiser la taille des pics latéraux pour privilégier un important rapport signal à bruit.

La partie (b) est un zoom sur la transition d'horloge. Les deux niveaux Zeeman du mercure ($m_F = \pm 1/2$) y sont représentés. Les lignes rouges indiquent les transitions π tandis que les lignes bleues indiquent les transitions σ . On réalise la spectroscopie de cette transition sous un champ magnétique de biais externe quasi-homogène. Ce champ magnétique lève la dégénérescence entre les deux sous-niveaux Zeeman. Ainsi, en alignant la polarisation de la sonde sur le champ magnétique externe, il est possible d'interroger uniquement les composantes π de la transition d'horloge tel que $\Delta m_F = 0$.

En interrogeant ces deux transitions hyperfines, on attend donc deux pics de spectroscopie espacés en fréquence d'une quantité $\Delta\nu$ telle que

$$\Delta\nu = 2m_F\delta g_F\mu_B B_z \quad (2.7)$$

Où δg_F est la différence des facteurs de Landé des deux états fondamentaux et excités (ces termes peuvent être calculés théoriquement [49]), μ_B et le magnéton de Bohr exprimé en unité de fréquence (environ 14 Hz.T^{-1}) et B_z est la projection du champ magnétique de biais sur l'axe de polarisation de la sonde.

De plus, cette levée de dégénérescence nous permet également de réaliser une sélection d'état de notre échantillon. Comme cela le sera détaillé dans la partie 2.2.2, nous avons tout intérêt à ne sélectionner qu'un seul des sous-niveaux Zeeman pour la spectroscopie.

Il convient alors de choisir le type de spectroscopie que nous allons réaliser. Deux méthodes sont principalement utilisées dans la communauté des horloges : la spectroscopie dite Rabi et la spectroscopie Ramsey [50].

La première consiste à envoyer un unique pulse d'horloge d'une durée τ sur l'échantillon atomique afin de réaliser le transfert de population et donc de pouvoir asservir l'horloge en fréquence. En considérant ces deux niveaux 1S_0 et 3P_0 , on peut approximer la situation à celle d'un atome à deux niveaux. En notant ω la pulsation de la sonde et Ω_0 la pulsation de Rabi on introduit δ le désaccord et Ω la pulsation de Rabi effective tels que :

$$\delta = \omega - \omega_{at} \quad (2.8)$$

Et

$$\Omega = \sqrt{\Omega_0^2 + \delta^2} \quad (2.9)$$

Dans le cadre d'une spectroscopie de type Rabi il est important d'introduire la notion de pulse- π . Dans le cadre de l'atome à deux niveaux, un pulse- π permet de transférer un maximum d'atomes d'un état A à un état B. Dans le cadre de l'horloge mercure, comme il le sera détaillé dans la suite, avec un pulse- π , on maximise le transfert des atomes depuis l'état 3P_0 vers l'état 1S_0 . Afin de se placer dans ce cas particulier, nous devons réaliser la condition $\Omega_0\tau = \pi$. Dans cette situation, la probabilité de transition d'une spectroscopie Rabi s'écrit :

$$P_{Rabi}(\tau) = \frac{\Omega_0^2}{\Omega^2} \sin^2\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) \quad (2.10)$$

Comme on peut le voir dans la formule 1.2, la largeur de raie est une grandeur importante. Il est important pour la suite de définir précisément de quelle largeur nous parlons.

Il s'agit de la largeur à mi hauteur ou FWHM (pour *Full Width at Half Maximum*). Dans notre situation, une formule simple nous permet d'avoir accès à cette largeur de raie de la spectroscopie ainsi obtenue :

$$\delta\nu_{Rabi} \simeq 0.8/\tau \quad (2.11)$$

Ainsi, selon la durée de l'interrogation, on peut retenir que qualitativement, plus le pulse d'interrogation est long, plus la raie de spectroscopie sera étroite. Afin de maximiser le rapport signal à bruit et donc par conséquent la stabilité de l'horloge, augmenter la durée d'interrogation est *a priori* une bonne approche. Nous verrons jusqu'à quel point dans le chapitre 3. La figure 2.10 représente la spectroscopie Rabi normalisée de l'état $m_F = -1/2$:

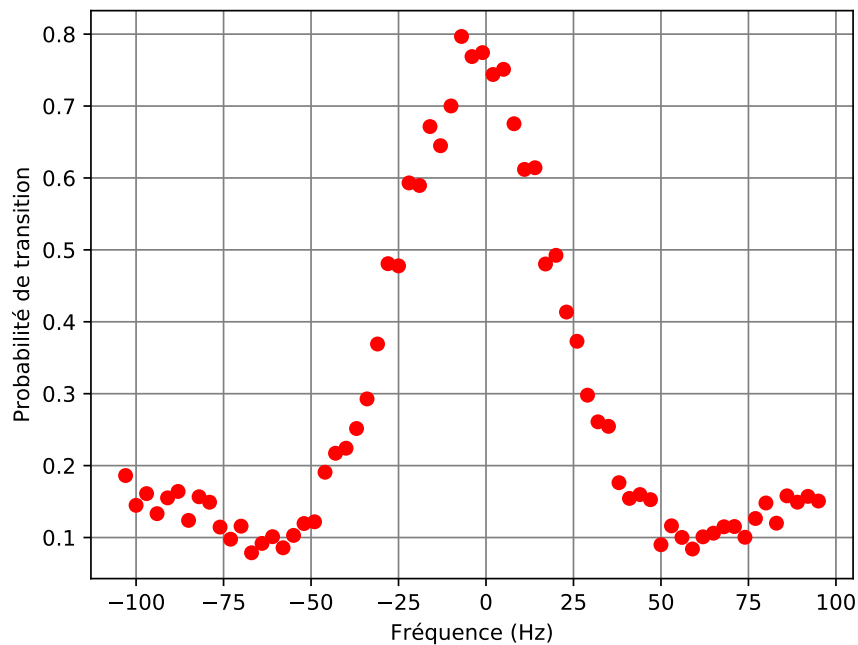


FIGURE 2.10 – Spectroscopie Rabi du sous niveau Zeeman $m_F = -1/2$ pour un pulse d'horloge d'une durée de 15 ms

Le graphe ci-dessus ayant été obtenu pour une durée de pulse d'horloge de 15 ms, en relevant la largeur à mi hauteur égale à environ 52 Hz, en utilisant la formule 2.11, on trouve une durée d'horloge de 15.4 ms. Cela confirme notre approximation présentée précédemment.

Dans le cadre d'une interrogation de type Ramsey, on commence la spectroscopie par un pulse dit pulse- $\pi/2$. Ce pulse permet d'obtenir une superposition cohérente des états fondamentaux et excités. L'échantillon est alors laissé libre durant un temps que l'on appelle temps de Ramsey. Pendant ce temps d'évolution, le laser d'horloge est éteint, et sa phase ainsi que celle des atomes évoluent indépendamment. Enfin, on réalise à nouveau un pulse- $\pi/2$ afin de fermer l'interféromètre ainsi créé. La superposition d'états que l'on obtient dépend alors du temps de Ramsey et du désaccord du laser d'horloge à la transition atomique.

En gardant les mêmes notations que pour la spectroscopie Rabi, et en introduisant τ_R le temps d'évolution ou temps de Ramsey, on peut écrire :

$$P_{Ramsey}(\tau, \tau_R) = \frac{4\Omega_0^2}{\Omega^2} \sin^2\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) \left[\cos\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) \cos\left(\frac{\delta\tau_R}{2}\right) - \sin\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) \sin\left(\frac{\delta\tau_R}{2}\right) \right]^2 \quad (2.12)$$

Expérimentalement, la largeur de raie (FWHM à nouveau) de la spectroscopie se vérifie à l'aide de l'équation :

$$\delta\nu_{Ramsey} = 1/2\tau_R \quad (2.13)$$

Pour un temps de Ramsey égal à 12.5 ms, on obtient le graphe en figure 2.11

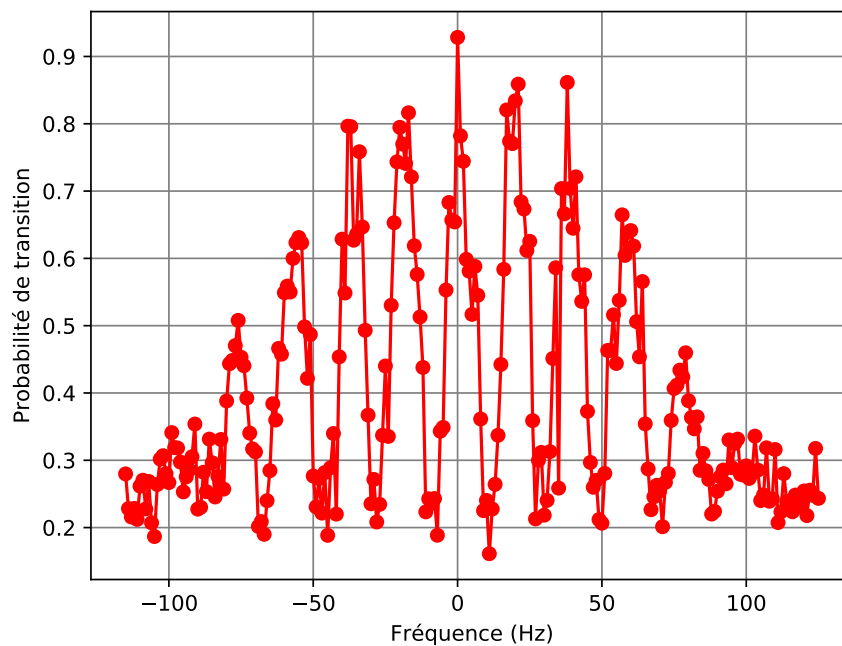


FIGURE 2.11 – Spectroscopie Ramsey du sous niveau Zeeman $m_F = -1/2$ pour un temps de Ramsey égal à 45 ms

A nouveau, on remarque que la largeur de raie vaut 11.5 Hz, proche des 11.1 Hz obtenus en utilisant la formule 2.13.

2.2.2 Principe de fonctionnement de l’horloge

Au cours de ma thèse, bien que nous ayons testé de façon ponctuelle la spectroscopie Ramsey, dans la suite de ce manuscrit, sauf indication contraire, il s’agira d’interrogation Rabi. Cette partie se concentre sur le fonctionnement de l’horloge et particulièrement sur la notion de cycle d’horloge, sa durée, sa composition et les différents ajustements électroniques, magnétiques qui le composent.

Nous avons vu dans la partie précédente qu’il existait deux sous-niveaux Zeeman pour la transition considérée. Lors de l’asservissement du laser ultra-stable sur les atomes, ces deux transitions sont sondées tour à tour selon un mécanisme sur lequel je reviendrai dans le chapitre 5. Ici, nous allons donc considérer un seul sous-niveau Zeeman (typiquement $m_F = -1/2$) et décrire le déroulement d’un cycle d’horloge. Afin d’acquérir des données, on peut s’imaginer l’horloge mercure fonctionnant en continu. A la manière

d'une montre qui bat la seconde, l'horloge mercure nous délivre des informations à un rythme prédéfini. Ce rythme peut être considéré comme le cycle d'horloge, se répétant continûment au cours du temps et donc au cours de l'acquisition des données.

Nous avons vu dans les parties précédentes que trois systèmes lasers étaient *a minima* nécessaires pour faire fonctionner l'horloge. Ces systèmes lasers ne fonctionnent pas tous de façon continue d'une part, et ne fonctionnent pas tous ensemble d'autre part. Avant de nous pencher sur cette alternance entre les lasers de refroidissement et de sonde, on peut signaler que le laser de piégeage et par conséquent le réseau optique est toujours "allumé" au cours de la séquence d'horloge. Quatre grandes phases vont alors se succéder pour composer le cycle d'horloge. Le chargement, la préparation d'état, l'interrogation, et la détection. La figure 2.12 résume ces phases en les détaillant.

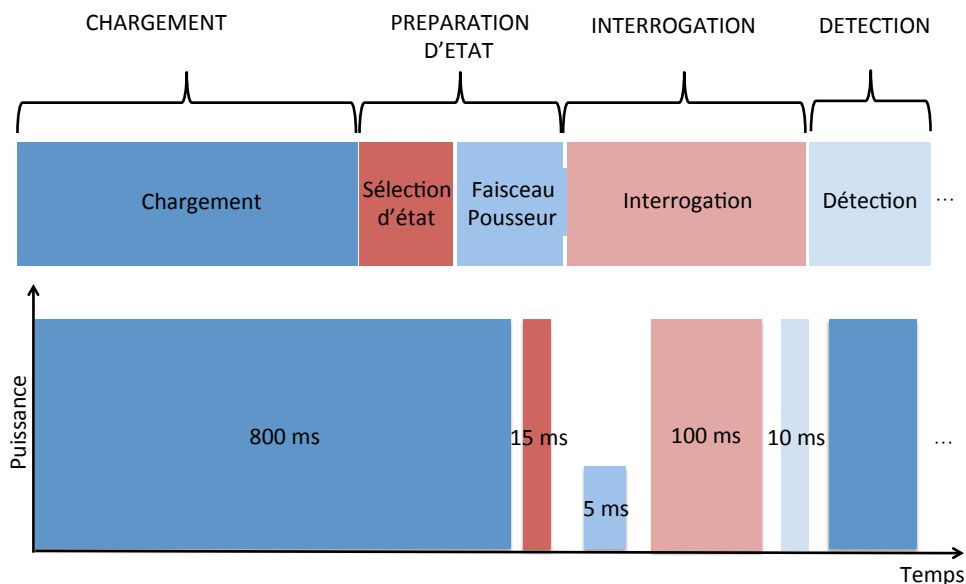


FIGURE 2.12 – Séquence d'horloge "typique" au cours du temps, les teintes de bleu représentent le laser de refroidissement, les teintes de rouge représentent le laser d'horloge

Sur cette figure, les couleurs bleue et rouge correspondent respectivement aux lasers de refroidissement et d'horloge. Leurs teintes plus sombres ou plus pales dépendent de l'étape du cycle. Comme on peut le voir, ces lasers sont utilisés successivement au cours du cycle. Dans la suite de cette partie, le temps total de cycle (ici proche d'une seconde), ne fera pas l'objet d'une discussion, contrairement au chapitre 3 où il occupera un rôle

central. Le haut de la figure présente d'une façon globale les différents composants du cycle, là où la partie basse s'attache à détailler les durées respectives de chacune des étapes. De plus, il est important de noter les différences en terme de puissance laser au cours des différentes étapes.

Le cycle d'horloge débute donc par le chargement. Cette étape décrite plus précisément sur la figure 2.13 consiste à refroidir les atomes à l'aide du 3D-MOT avant de les charger dans le réseau optique.

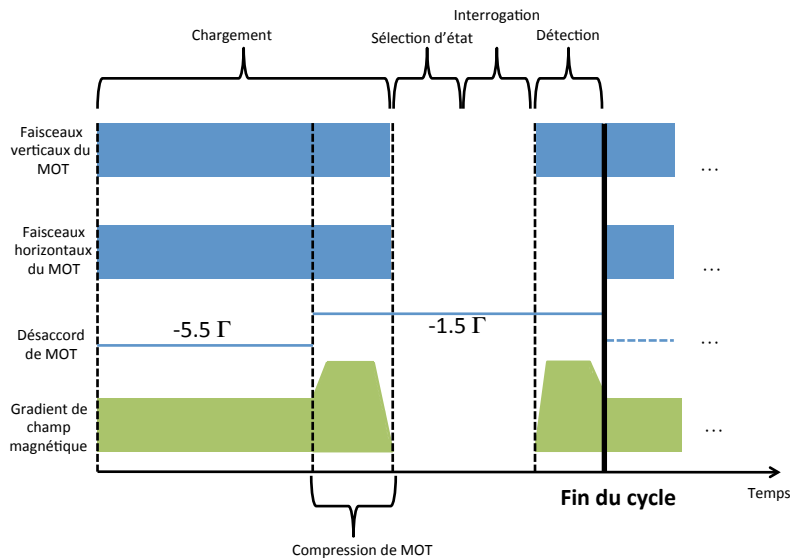


FIGURE 2.13 – Séquence d'horloge détaillant la phase de compression pendant le chargement du 3D MOT

On remarque que le chargement du MOT s'opère en deux phases. En premier lieu, le MOT est chargé avec un laser désaccordé vers le rouge d'environ -5.5Γ par rapport à la résonance atomique (Γ étant la largeur naturelle de la transition de refroidissement). Cette phase représente 750 ms sur les 800 ms que dure le chargement. Elle permet dans un premier temps de piéger un maximum d'atomes dans une large gamme de distribution des vitesses. Ensuite, vient la phase dite de compression du MOT. Le gradient de champ magnétique passe alors de 0.1 à 0.15 T/m tandis que le désaccord de MOT est amené plus proche de la résonance, à -1.5Γ . Cela permet de compresser le MOT et d'obtenir ainsi un nuage d'atomes plus petit et plus froid, garantissant une optimisation du chargement du piège dipolaire.

Une fois les atomes refroidis et piégés dans le réseau, vient l'étape de préparation des états atomiques. Cette phase a pour but de préparer la spectroscopie. Pour ce faire, nous avons choisi dans le cadre de l'horloge mercure de n'interroger au cours d'un cycle qu'un des sous-niveaux Zeeman. L'autre sous-niveau Zeeman étant interrogé durant le cycle d'après. Cette étape de préparation d'état se décompose en deux phases : la sélection d'état, pour transférer un des deux sous-niveaux Zeeman (disons $m_F = -1/2$) dans l'état excité et l'emploi du faisceau pousseur pour se débarrasser des atomes $m_F = +1/2$ restés dans l'état fondamental.

On peut alors effectuer l'étape d'interrogation, étape pendant laquelle les atomes de l'état excité sont sondés par le laser d'horloge (via un pulse- π) et peuplent l'état fondamental à nouveau. Enfin, vient la dernière étape, la détection. Pour cela, un pulse du laser de refroidissement chasse les atomes et on peut alors en recueillir la fluorescence. La détection sera décrite plus en détail dans la suite de cette partie.

La figure 2.14 permet de comprendre ce cycle d'horloge du point de vue des populations atomiques :

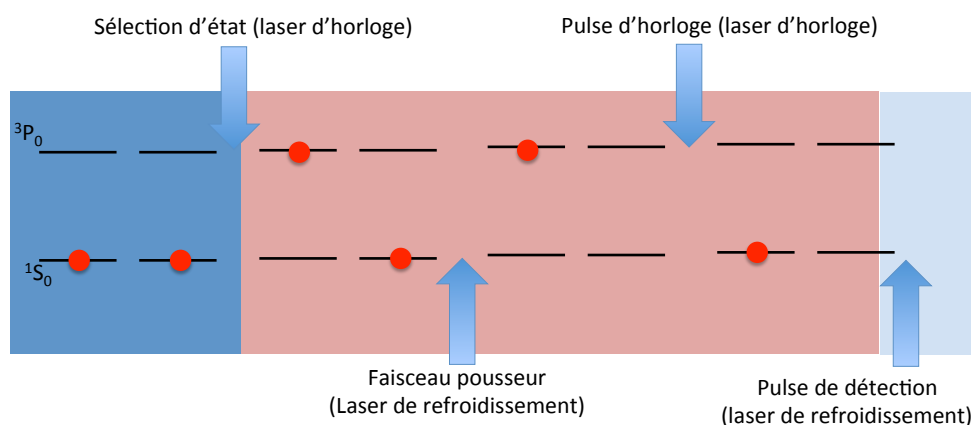


FIGURE 2.14 – Séquence d'horloge du point de vue des populations atomiques

On retrouve le principe de partir d'un mélange d'état avant le début du cycle, pour arriver finalement avant la détection à un état fondamental composé uniquement du sous-niveau Zeeman considéré.

Vient alors la phase de détection qui clôt le cycle d'horloge. Sur la figure 2.13 on remarque que seule une partie de la lumière de refroidissement est envoyée sur les atomes

interrogés [51]. Ces atomes vont alors fluorescer et la lumière ainsi émise est collimatée par une lentille sur un miroir qui va l'envoyer sur le capteur d'une caméra CCD commerciale de la marque Andor. Cette caméra est refroidie à -80 degrés et intervient dans l'étude des bruits de l'horloge, notamment à travers le bruit de détection. Il est important de noter que la caméra récolte la lumière de fluorescence mais ne donne pas directement accès au nombre d'atomes interrogés durant un cycle d'horloge. Le chapitre 5 présentera cette discussion.

2.3 Améliorations apportées au piégeage et à l'interrogation des atomes de mercure

Après avoir introduit et présenté l'expérience dans son ensemble, que ce soit au niveau du matériel expérimental utilisé ou bien le fonctionnement de l'horloge de manière cyclique, cette partie s'attache à décrire les limites qui pouvaient être rencontrées et quels moyens ont été mis en place pour s'en affranchir.

2.3.1 Mise en place de la nouvelle source d'amplification laser pour l'interrogation

Une fois la lumière rendue ultrastable (voir partie 2.1.1), elle est quadruplée en fréquence afin d'obtenir l'ultraviolet qui est alors envoyé aux atomes pour les interroger. Cependant, le laser ultrastable ne fournissant une puissance laser que de quelques mW, il était nécessaire d'amplifier cette lumière avant de l'envoyer dans les cavités de doublage [52]. Au début de ma thèse, le dispositif employé était un laser à rétroaction répartie ou DFB (pour *Distributed FeedBack*). Ce dispositif utilise un réseau de Bragg pour amplifier la lumière laser [53]. Dans le cadre de l'horloge mercure, jusqu'à 250 mW d'infrarouge pouvaient être obtenus après injection de la DFB mais ce dispositif nécessitait une maintenance assez lourde et ne permettait pas une utilisation continue.

Pour faire face à cela, nous avons mis en place une nouvelle chaîne d'amplification accompagnée d'une compensation active du bruit de phase afin de remplacer à terme la DFB. La figure 2.15 détaille la partie violette qui avait été brièvement montrée en figure 2.2 :

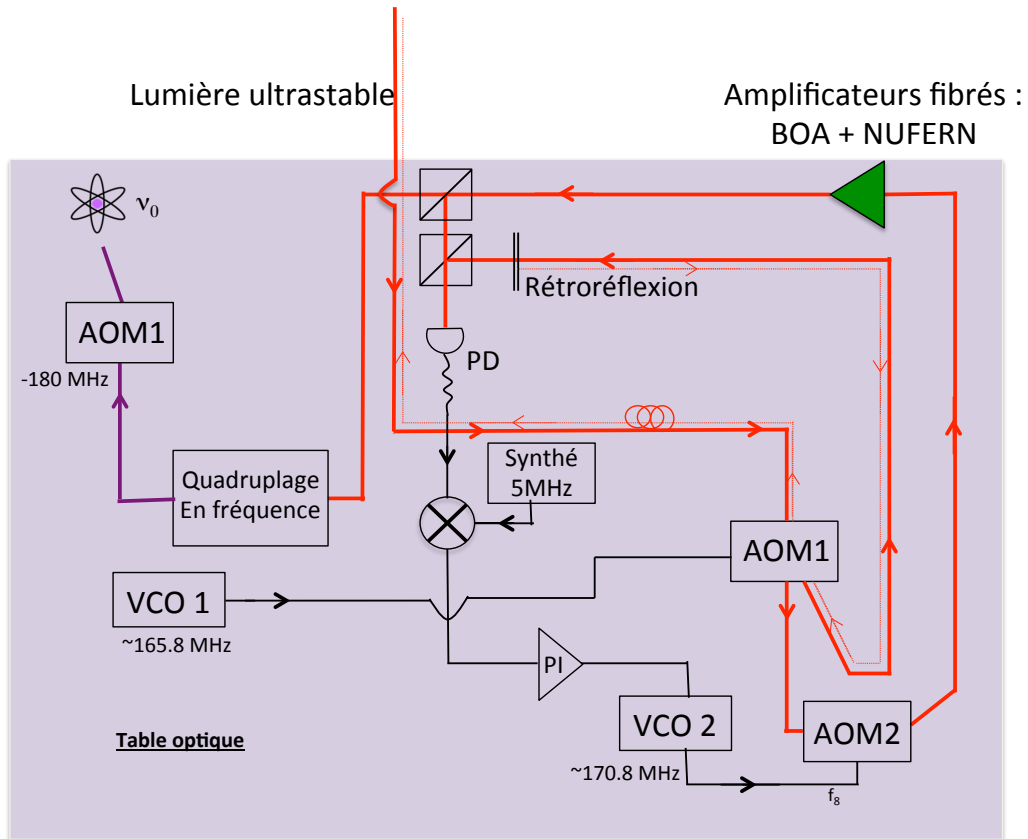


FIGURE 2.15 – Schéma du dispositif expérimental menant la lumière ultrastable jusqu'aux atomes

La lumière ultrastable est donc amenée via une fibre sur la table optique. Cette lumière est alors amplifiée en deux étapes. En premier lieu elle est injectée dans un amplificateur à semi conducteurs, le BOA (pour *Boost Optical Amplifier*). Le BOA permet d'obtenir jusqu'à 15 mW d'infrarouge, lumière qui sert alors à injecter le deuxième stage d'amplification : Le NUFERN (nommé ainsi d'après la marque de l'amplificateur). Ce deuxième amplificateur optique est basé sur une fibre dopée à l'ytterbium. Le NUFERN peut délivrer jusqu'à 2W de puissance infrarouge.

La capacité du système à fonctionner en continu durant des heures ainsi que les hautes puissances accessibles ont donc permis de remplacer la DFB. Cependant, ces deux étapes d'amplification fibrées introduisent du bruit de phase sur le laser d'horloge. C'est pourquoi un système de boucle à verrouillage de phase a été mis en place. Ainsi, comme on peut le voir sur la figure 2.15, la sortie du NUFERN est séparée en deux. Une par-

tie est envoyée vers les cavités de doublage, tandis que l'autre est utilisée pour réaliser le verrouillage en phase. Pour cela, on effectue le battement optique entre la sortie du NUFERN et l'ordre un de l'AOM 1. Un montage proportionnel-intégrateur (PI) permet alors de réagir sur le VCO 2 et donc sur l'AOM 2 qui est injecté dans le NUFERN.

On remarque également sur la figure 2.15 une rétro-réflexion le long de l'ordre 1 de l'AOM 1. Cette rétro-réflexion est représentée en trait rouge pointillé et remonte donc jusqu'à la table de production de la lumière ultrastable (voir figure 2.2). Ce dispositif a pour but de compenser le bruit de phase acquis par la lumière ultrastable dans la fibre qui l'amène à la table optique [54]. On peut noter que ce principe de compensation du bruit de phase introduit par les fibres optiques (par abus de langage, on parle de fibre compensée) existe à différents endroits du laboratoire, notamment pour les transferts de lumières ultrasables à des laboratoires voisins, celui du peigne de fréquence par exemple.

Afin d'étudier les performances de verrouillage de phase, j'ai réalisé une transformation de Fourier rapide ou FFT (pour *Fast Fourier Transform*) du signal d'erreur issu du circuit proportionnel intégral. Cependant, le signal d'erreur en question est issu d'un mélangeur RF (ou *mixer*). Or un mixer délivre une tension. Il faut donc mesurer le coefficient de discrimination de la phase (noté K_d) reliant la tension du mixer à la phase. En effet, afin de pouvoir faire la mesure d'une densité spectrale de bruit de phase, il faut un coefficient qui relie un voltage à une phase i.e des volts à des radians.

Pour cela, le battement électronique est décalé d'une quantité δf . Cela se fait en changeant légèrement la branche LO (*Local oscillator*) du mixer. Quand on visualise à l'oscilloscope le battement au niveau du mixer, on observe une oscillation proche d'une sinusoïde. On détermine la pente de cette "quasi sinusoïde" qui s'exprime alors en volts par secondes. Sachant que la phase a changé de 2π entre deux maxima de cette "quasi sinusoïde", on peut exprimer la pente précédemment évoquée en volts par radians. Ce principe de mesure est présenté très schématiquement en figure 2.16 :

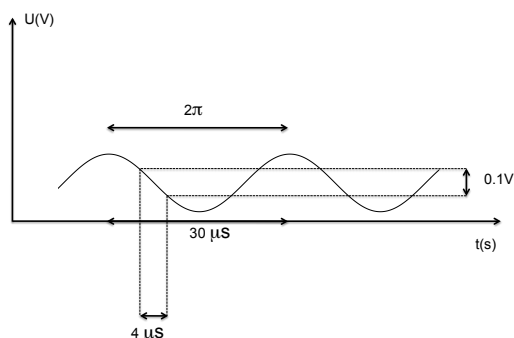


FIGURE 2.16 – Principe de la mesure du Kd à l'oscilloscope

On a donc déterminé le Kd du mixer. Dans le cas présent, le Kd ainsi mesuré vaut 0.119 V/rad . La figure 2.17 montre le tracé des densités spectrales de puissance pour les signaux d'erreur. On repère ainsi l'influence du choix des gains pour optimiser le bruit de l'asservissement.

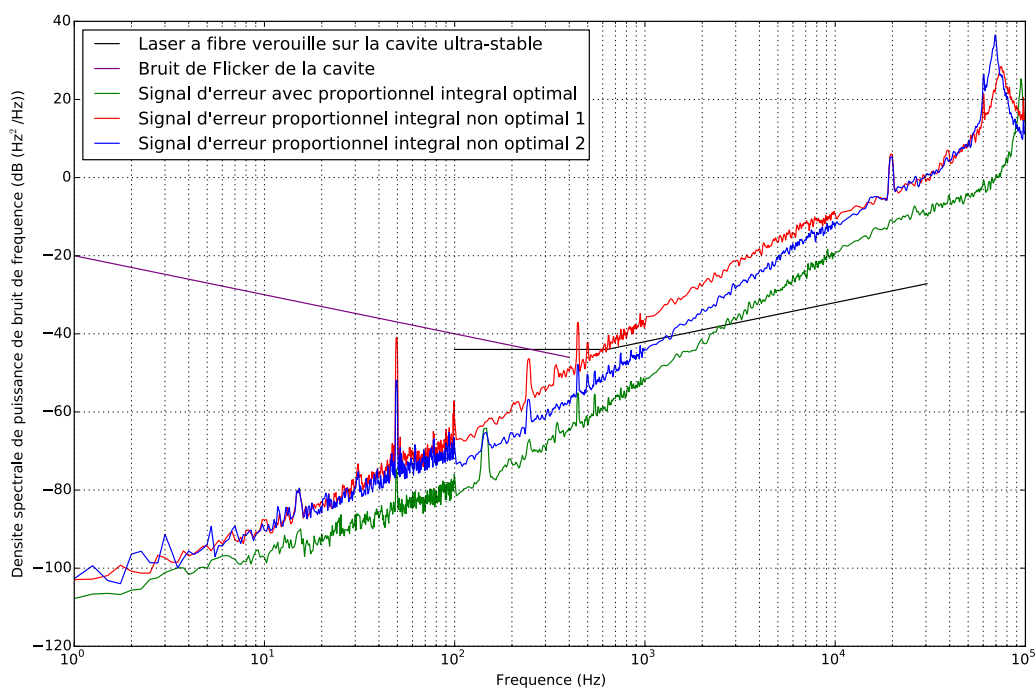


FIGURE 2.17 – Densité spectrale de puissance (DSP) du bruit de fréquence des signaux d'erreur ainsi que de bruit caractéristique du laser d'horloge

Une fois les nouveaux amplificateurs installés et leur bruit de phase compensé, la lumière ultrastable doit être injectée dans les deux cavités de doublage. Pour cela, nous avons mesuré la taille du faisceau initial issu de la DFB à différentes positions afin de déterminer la divergence du faisceau notamment. Ainsi en mesurant de la même manière la taille du faisceau issu du NUFERN, et à l'aide d'un jeu de lentilles, il a été possible de faire coïncider les deux faisceaux incidents comme illustré sur la figure 2.18.

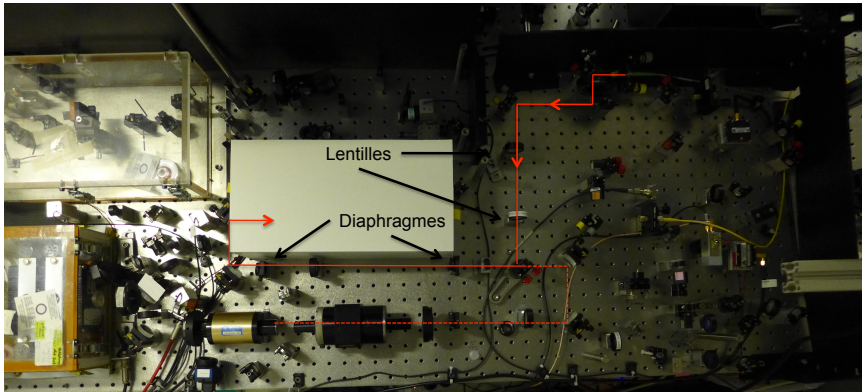


FIGURE 2.18 – Photographie du schéma des faisceaux de sortie du NUFERN (trait plein) et de la DFB (trait pointillé)

Le NUFERN délivre 250 mW d'infrarouge et est alors injecté dans la première cavité de doublage. Cette première cavité de doublage de type "noeud-papillon" (*bowtie*) se base sur un cristal de Titanyl phosphate de potassium périodiquement poli ou ppKTP (pour *periodically poled Potassium Titanyl Phosphate*) et délivre 125 mW de vert à 531 nm. Cette lumière est injectée dans une deuxième cavité de doublage de même type mais basée sur un cristal de BBO. Cette cavité délivre quelques mW d'UV.

Une fois le quadruplage en fréquence réalisé, la dernière étape consiste alors à acheminer la lumière UV ultrastable jusqu'aux atomes. Sur la figure 2.15 on repère un dernier AOM, noté AOM 3. Si la correction atomique imprimée au laser ultrastable par rétroaction agit au niveau de l'AOM 1, ce dernier AOM, l'AOM3, a un but tout autre. Il permet de créer des pulses d'horloge de durée et puissance différentes. De même, comme nous l'avons vu dans la partie précédente, durant un cycle d'horloge, les atomes ne reçoivent pas constamment la lumière d'horloge. C'est cet AOM qui est utilisé pour faire passer ou non la lumière ultrastable.

Après le passage dans cet AOM, la lumière est acheminée au-dessus de la chambre à

vide dans laquelle sont piégés les atomes de mercure. Au dessus de cette chambre à vide se situe un plateau (sur lequel se trouvent des optiques type lentilles et lames) qui a subi une totale refonte. Pour des raisons mécaniques et de mise en place, le plateau n'était pas uniquement solidaire de la table optique, les optiques pouvant ainsi subir différents dérèglements. Le nouveau plateau qui est présenté sur la figure 2.19 est donc prémuni de ces potentiels désalignements.

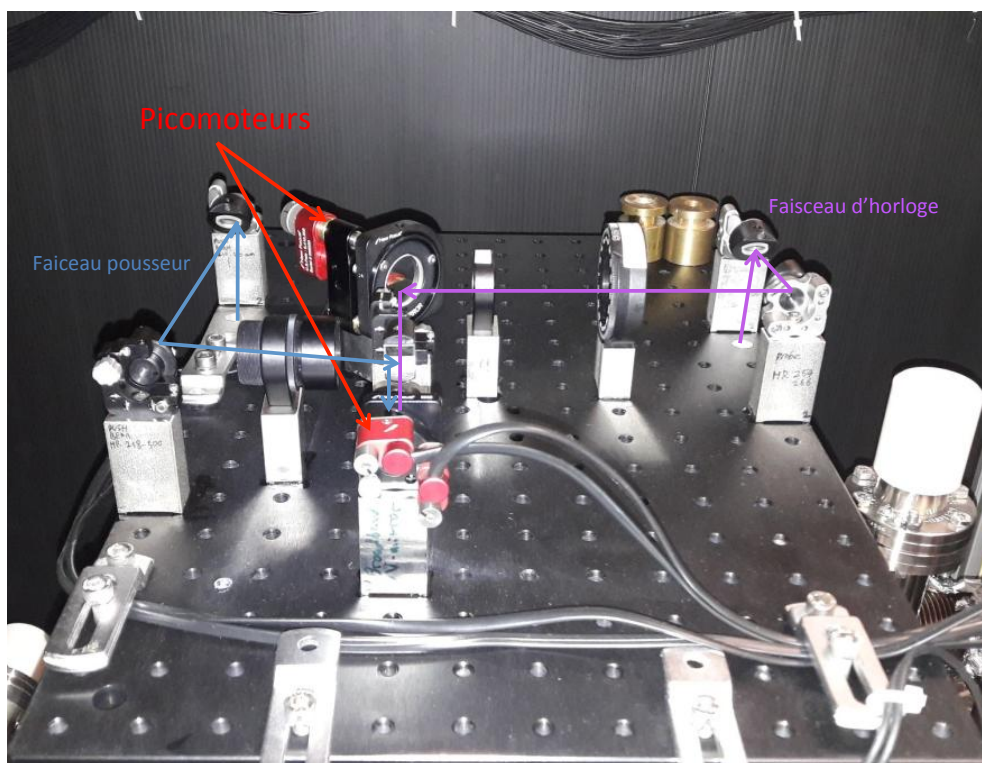


FIGURE 2.19 – Photo du plateau surplombant la chambre à vide où sont piégés les atomes

Sur la photo sont indiqués deux miroirs qui sont montés sur des picomoteurs. Le but d'un tel montage est de garantir à la fois une traçabilité des mouvements des optiques mais aussi de pouvoir désaligner la sonde de façon précise et maîtrisée. Un tel contrôle sur l'alignement de la sonde revêt plusieurs intérêts notamment la caractérisation du couplage atome/sonde. Considérons le laser d'horloge en résonance avec la transition d'horloge. Pour une puissance de sonde fixée, on peut alors faire varier la durée du pulse d'horloge et recueillir la fluorescence atomique. On observe alors des oscillations de Rabi amorties des populations atomiques dans les états 1S_0 et 3P_0 .

La figure 2.20 présente pour une puissance de sonde fixée, la probabilité de transition

entre l'état fondamental et l'état excité selon deux configurations d'alignement de la sonde.

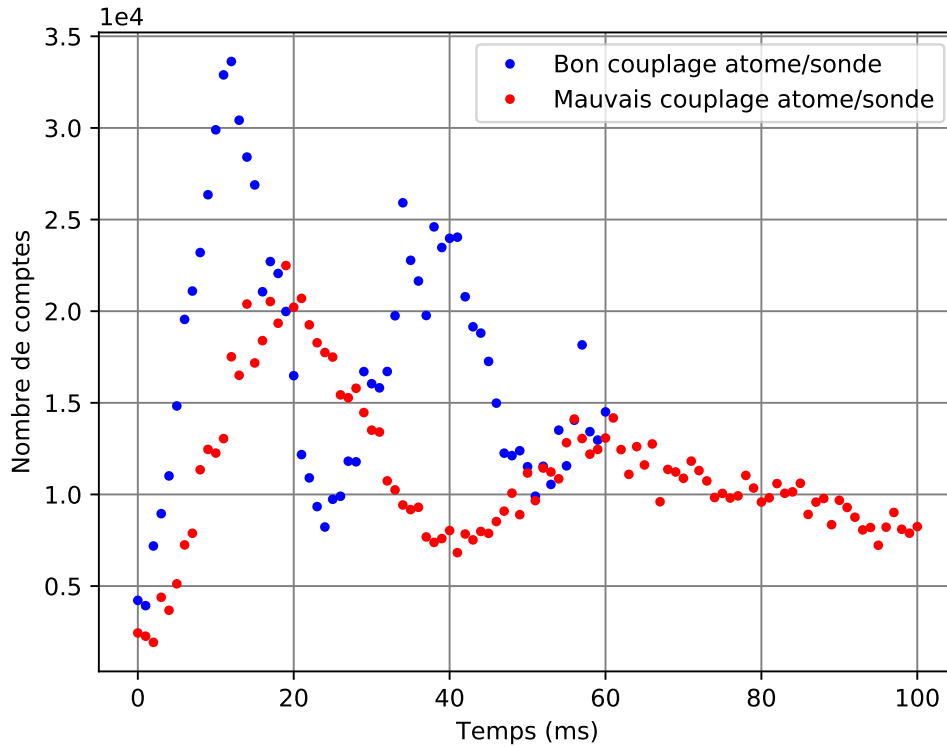


FIGURE 2.20 – Évolution de la probabilité de transition (non normalisée) en fonction du couplage atome/sonde

Cet amortissement renseigne sur le couplage entre la sonde et les atomes. On peut voir différents couplages sur la figure. En effet, dans la situation correspondant à la courbe bleue, pour un temps t_{max} correspondant à un maximum local de la probabilité de transition, un temps $t = 2t_{max}$ correspond à un minimum local de la probabilité de transition, traduisant un bon couplage atome/sonde. Au contraire de la situation symbolisée par la courbe rouge où l'on voit clairement que pour $t = 2t_{max}$, la probabilité de transition n'est pas un minimum local. On peut noter de plus le contraste assez médiocre qui traduit également une inhomogénéité sur le couplage atome/sonde.

Enfin, à l'aide de la situation représentée par la courbe bleue, en notant la puissance de la sonde et le temps pour lequel la probabilité de transition est maximale, on peut en déduire un couple puissance/temps correspondant à un pulse π pour l'interrogation des

atomes.

Un autre usage des picomoteurs est la calibration de la profondeur du réseau optique [48]. En effet, désaligner intentionnellement la sonde de manière contrôlée permet de faire apparaître les bandes latérales motionnelles durant la spectroscopie. La profondeur du piège et la fréquence des bandes latérales sont reliées par la relation :

$$\omega_{\perp} = \frac{2\sqrt{2}E_{rec}}{\hbar k_{lat}\omega_0} \sqrt{\frac{U_0}{E_{rec}}} \quad (2.14)$$

Où $\frac{U_0}{E_{rec}}$ est la profondeur du piège exprimée en énergie de recul et ω_0 est le waist du réseau au niveau des atomes (69 μm dans notre cas).

On peut signaler que dans un futur proche il est envisagé de remplacer ces cavités de doublage, ou tout du moins d'utiliser la grande marge de puissance du NUFERN pour créer un second trajet d'interrogation avec un doublage réalisé en simple passage. Cela permettrait de diminuer la distance parcourue en espace-libre par la lumière dans les cavités de doublage. Un guide d'onde de 13 μm injecté par 1 W de lumière infrarouge servirait à produire la lumière à 531 nm. La seconde étape de doublage serait assurée par deux cristaux de BBO positionnés successivement pour se prémunir des effets de walkoff [55].

2.3.2 Nouveau verrouillage en fréquence du réseau optique

Nous avons vu dans la partie 2.1.3 et notamment sur la figure 2.8 que le laser de piégeage était asservi en fréquence sur un lambdamètre commercial. Ce lambdamètre doit donc permettre de faire fonctionner l'horloge en garantissant que le réseau optique est à la longueur d'onde magique afin de ne pas perturber la transition d'horloge. Aux profondeurs de piégeage habituelles pour l'horloge mercure, c'est à dire 100 E_{rec} , la fréquence d'horloge est déplacée de 1×10^{-17} /MHz d'écart à la longueur d'onde magique [56].

Le lambdamètre ayant une incertitude de l'ordre de 5 MHz, il est nécessaire de pouvoir contrôler la fréquence du réseau optique de façon plus performante. Il a donc été décidé non plus d'utiliser le lambdamètre pour déterminer la longueur d'onde magique et s'y asservir, mais de se baser sur une référence de fréquence absolue : le peigne de fréquence optique (je reviendrai plus en détail sur ce dispositif au coeur des laboratoires de métrologie dans le chapitre 6).

Il n'était pas possible d'effectuer un battement optique directement entre le Ti :Sa et le peigne de fréquence, ces derniers émettant respectivement à 725 nm dans la plage 750 nm - 1600 nm. C'est pourquoi nous avons utilisé un laser intermédiaire, dit laser

de transfert, qui fait le pont entre notre laser de piégeage au peigne de fréquence. Ce montage est décrit dans la figure 2.21 :

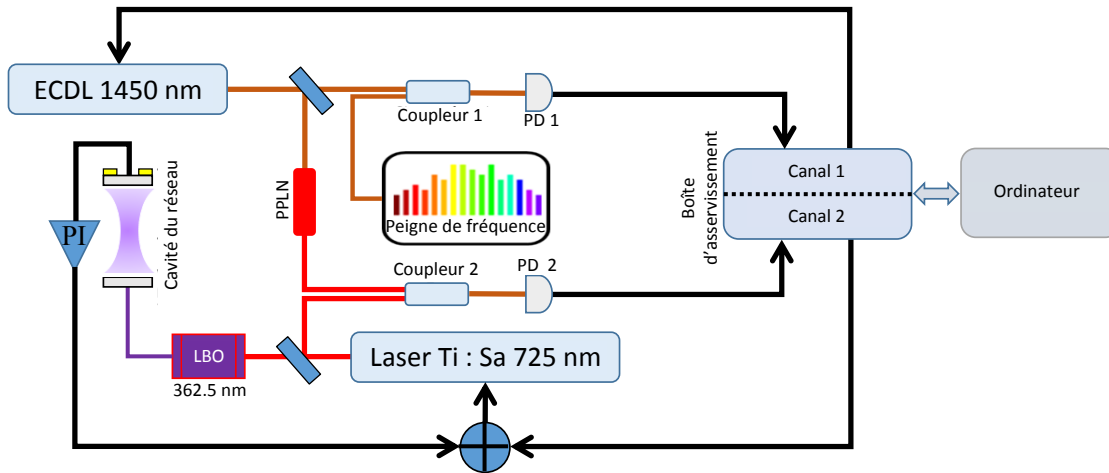


FIGURE 2.21 – Dispositif de détermination et d'asservissement de la longueur d'onde magique grâce au peigne de fréquence

Le laser de transfert est une diode laser en cavité étendue de la marque Toptica émettant à 1450 nm à 110 mW. Le faisceau de ce laser est séparé en deux voies distinctes. Un des faisceaux est asservi sur le peigne de fréquence. Avec l'autre faisceau, un doublage en fréquence en simple passage dans un cristal de Niobate de Lithium Polarisé Périodiquement ou PPLN (pour *Periodically Poled Lithium Niobate*) permet d'obtenir une lumière à 725 nm que nous pouvons faire battre avec une infime fraction de la lumière du Ti :Sa. Ainsi, nous asservissons le Ti :Sa sur une ECDL qui est elle-même asservie sur le peigne de fréquence optique. Indirectement, le Ti :Sa est donc asservi sur une référence absolue de fréquence.

Sans rentrer dans les détails, qui seront abordés dans le chapitre 5, comparons la situation avec le peigne de fréquence par rapport à celle avec le lambdamètre. Soit $\lambda_{magique}$ la longueur d'onde magique. L'équation 2.15 résume les sources d'incertitude autour de l'asservissement sur la longueur d'onde magique :

$$\delta\lambda_{magique} = \delta\lambda_{théorique} + \delta\lambda_{lambdametre} + \delta\lambda_{asservissement} \quad (2.15)$$

Où $\delta\lambda_{théorique}$ représente l'incertitude sur la longueur d'onde magique théorique [57], à laquelle nous voulons asservir le réseau optique. $\delta\lambda_{lambdametre}$ représente les erreurs dues au lambdametre et son exactitude en fréquence. Enfin, $\delta\lambda_{asservissement}$ correspond

aux incertitudes dues à l'asservissement sur le λ mag. Ainsi, on remarque que non seulement il existe une incertitude sur la longueur d'onde magique en tant que telle, mais qu'à cela s'additionnent des sources d'erreur provenant de notre capacité à nous asservir à une fréquence donnée, et à rester à cette fréquence d'où les changements opérés.

Les deux battements optiques décrits sur la figure 2.21 sont recueillis sur une photodiode en InGaAs. Les signaux ainsi produits sont dans un premier temps traités analogiquement avant de subir un traitement numérique pour réaliser l'asservissement. Les battements optiques sur les photodiodes sont mesurés et vont participer à un nouveau battement, cette fois ci électronique à l'aide d'une DDS. Une fois traité, le signal est converti numériquement sur une carte programmable Arduino [58]. Les performances de l'asservissement sont alors observés sur la figure 2.22

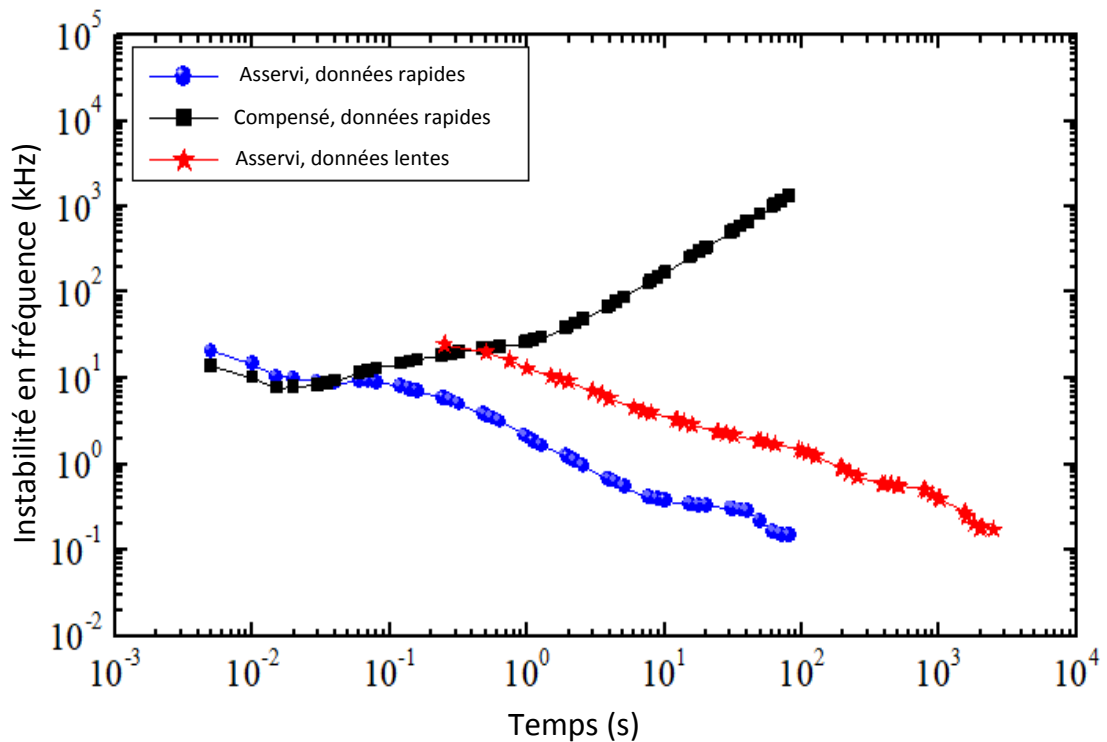


FIGURE 2.22 – Instabilité fréquentielle de l'ECDL avec acquisition rapide et lente des données par la carte programmable

L'acquisition des données en bleu dites "rapides" se fait avec une période de 5 ms, tandis que les données "lentes" sont sauveés toutes les 250 ms en rassemblant les 50 dernières mesures. Cette différence d'acquisition permet de déterminer les stabilités court-terme et

long-terme respectivement. Une fois les boucles verrouillées, les variances d'Allan (voir chapitre 3) obtenues montrent une instabilité en fréquence inférieure à 100 kHz à une seconde. Cela se traduit par une variation de la fréquence d'horloge due au réseau optique (ou *lattice lightshift*) inférieure à 1×10^{-18} . Plus exactement, les incertitudes quant à la boucle d'asservissement et à notre capacité à nous asservir à une fréquence définie ne sont plus limitantes grâce au verrouillage sur le peigne de fréquence.

L'asservissement du réseau optique sur le peigne de fréquence a donc permis non seulement de s'affranchir du λ qui ne permettait pas d'atteindre des exactitudes de l'ordre de 10^{-17} , mais aussi un contrôle beaucoup plus automatisé de la fréquence d'asservissement du laser de piégeage. Ce contrôle en fréquence beaucoup plus souple nous permet en effet d'explorer des désaccords à la longueur d'onde magique de façon beaucoup plus précise.

Chapitre 3

Implémentation du 2D MOT et conséquence sur la stabilité de l'horloge

Ce chapitre s'intéresse à une amélioration majeure réalisée pendant ma thèse, à savoir la mise en place d'un piège magnéto-optique en deux dimensions (2D-MOT). Il faut savoir que le mercure n'a été considéré du point de vue du refroidissement laser que récemment. En 2007 il était refroidi à l'aide d'un 3D-MOT [16] et ce n'est qu'en 2008 qu'un 2D-MOT était utilisé en tant qu'étape de pré refroidissement en amont d'un 3D-MOT [59]. Après avoir rappelé les principes d'un 2D-MOT et son utilisation, je discuterai des arguments en faveur de l'utilisation d'un tel dispositif, sa mise en place et son influence sur l'horloge et notamment son cycle évoqué en partie 2.2.2.

3.1 Mise en place du 2D-MOT avec un deuxième laser de refroidissement

3.1.1 Principe du piège magnéto-optique 2D

Les principes physiques derrière la technologie du 2D-MOT sont similaires à ceux du 3D-MOT évoqué précédemment. L'idée de n'utiliser que deux dimensions a cependant été développée plus tard [60], [61]. Le flux d'atomes est alors compressé et refroidi le long des deux directions transverses, ce qui produit un jet d'atomes refroidis et collimatés [62]. La figure 3.1 schématise la situation du 2D-MOT utilisé en amont du 3D-MOT pour accélérer son chargement :

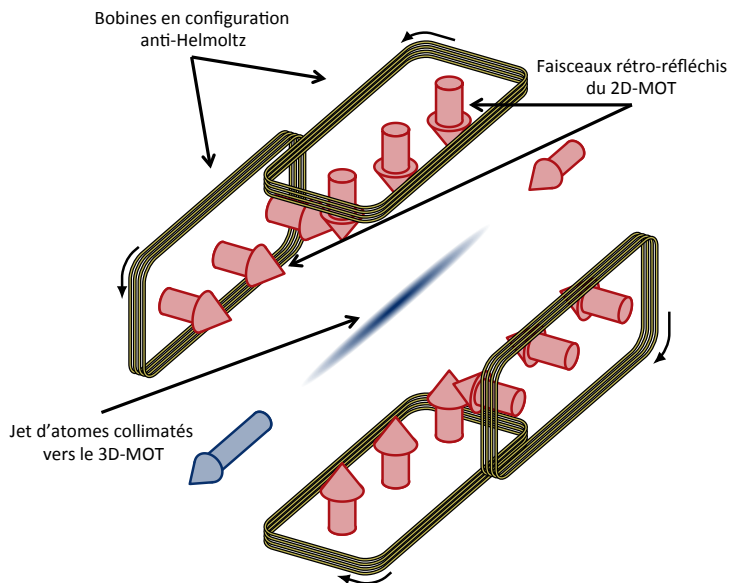


FIGURE 3.1 – Schéma d'un 2D MOT situé en amont d'un 3D-MOT. Les bobines sont en configuration anti-Helmoltz

L'utilisation du 2D-MOT pré-sélectionne les atomes les plus lents pour la chambre du 3D-MOT. Les atomes les plus rapides ignorent la région de piégeage du 2D-MOT sans être ralentis tandis que les atomes les plus lents sont piégés le long de la direction transverse aux rayons de piégeage. Cela permet de générer un jet d'atomes lents (vitesse inférieure à 30 m/s typiquement) et ainsi favoriser dans le 3D-MOT les atomes avec une faible distribution des vitesses.

Dans la partie précédente était présenté le cycle de l'horloge avec notamment sa durée proche de la seconde. Durant ce cycle, la majeure partie du temps était consacrée au chargement du 3D-MOT (800 ms de la séquence d'horloge lui étaient dédiées). Il est important de différencier la physique du chargement du piège magnéto-optique, dont on peut tirer une constante de temps, et le choix du temps alloué à ce chargement. Plus ce temps est long plus il permet d'obtenir un grand nombre d'atomes dans le 3D-MOT.

Le 2D-MOT revêt donc deux avantages principaux. Le jet atomique ainsi créé permet à la fois de piéger plus d'atomes dans le 3D-MOT, mais participe aussi à la diminution du temps de chargement et par conséquent du temps de cycle d'horloge. Dans la suite de ce chapitre sera détaillé ce compromis entre la diminution du temps de cycle et le nombre d'atomes piégés sur la stabilité de l'horloge.

Les figures 3.2 et 3.3 montrent respectivement un schéma d'une coupe transverse du 2D-MOT sur l'horloge mercure et une modélisation 3D de l'enceinte dans son ensemble.

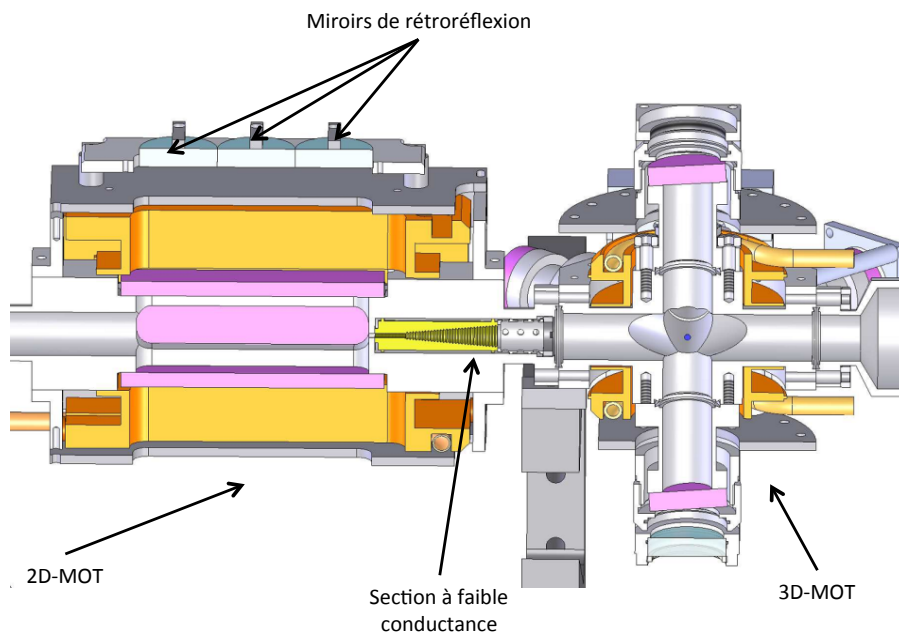


FIGURE 3.2 – Coupe transverse (réalisée sur SolidWorks) du montage du 2D-MOT sur l'horloge mercure

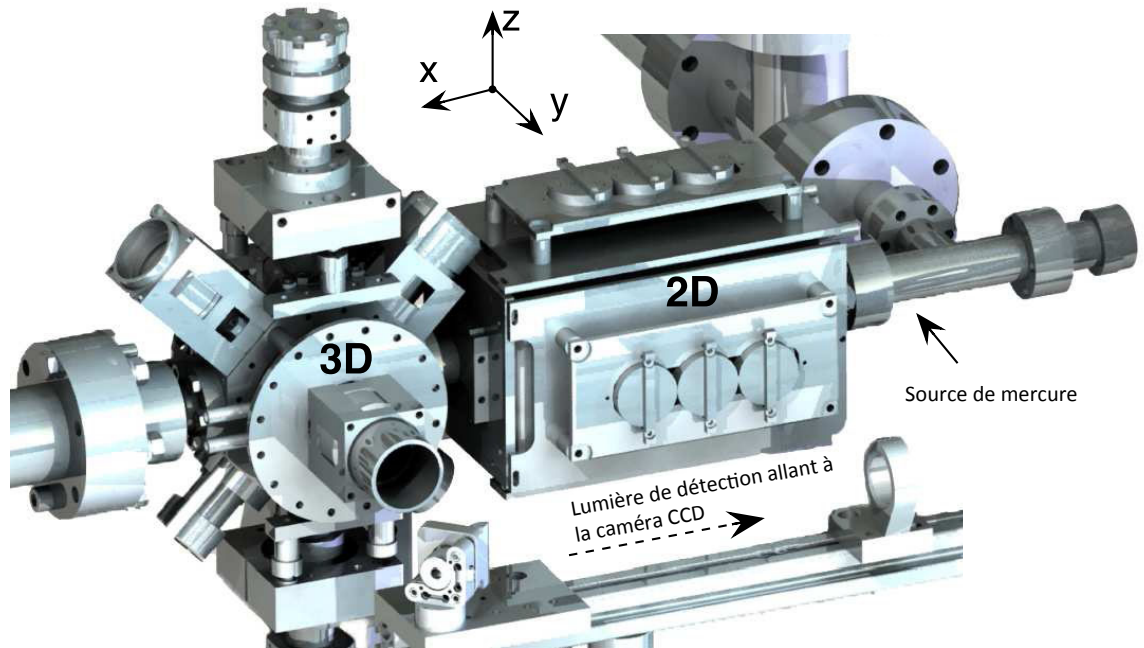


FIGURE 3.3 – Modélisation 3D de l’enceinte à vide de l’ensemble 2D-MOT/3D-MOT [63]

Sur la figure 3.2 sont représentés les deux pièges magnéto-optiques. Ces derniers sont reliés par une section à faible conductance qui a pour but de faciliter le transfert vers le 3D-MOT des atomes pré-refroidis dans le 2D-MOT. On peut noter la présence de lames quart d’onde ($\lambda/4$) devant chacun des miroirs de rétro-réflexion du 2D-MOT.

3.1.2 Mise en place du 2D MOT

Historiquement, les premiers effets d’un 2D-MOT avait déjà été observés sur l’horloge mercure [59]. Cependant, pour former le 2D-MOT de mercure, le laser de refroidissement était séparé en deux. Une partie dédiée au 2D-MOT donc et une autre, pour le 3D-MOT. Cette disposition présentait des limites en termes de puissance optique car séparer un faisceau UV (via un cube séparateur par exemple) requiert une puissance restreinte, limitant ainsi l’efficacité du refroidissement.

Durant ma thèse nous avons donc décidé de mettre en place un nouveau système laser à part entière, dédié au 2D-MOT. Comme montré sur le schéma 1.6, l’architecture pour le 2D-MOT est très similaire à celle du 3D-MOT. Nous utilisons un laser commercial de la marque ALS à 1015 nm, doublé pour obtenir de la lumière verte à 507 nm. De façon

similaire à ce qui était décrit dans la partie 2.1.2, la lumière verte est doublée à l'aide d'un cristal de BBO dans une cavité de doublage sous atmosphère de dioxygène. Cette cavité dont l'architecture est plus compacte que celle du 3D-MOT se distingue également par une monture 5-axes contrôlée par ordinateur sur laquelle repose le cristal de BBO. La figure 3.4 présente la disposition des différentes optiques au sein de la cavité de doublage du 2D-MOT :

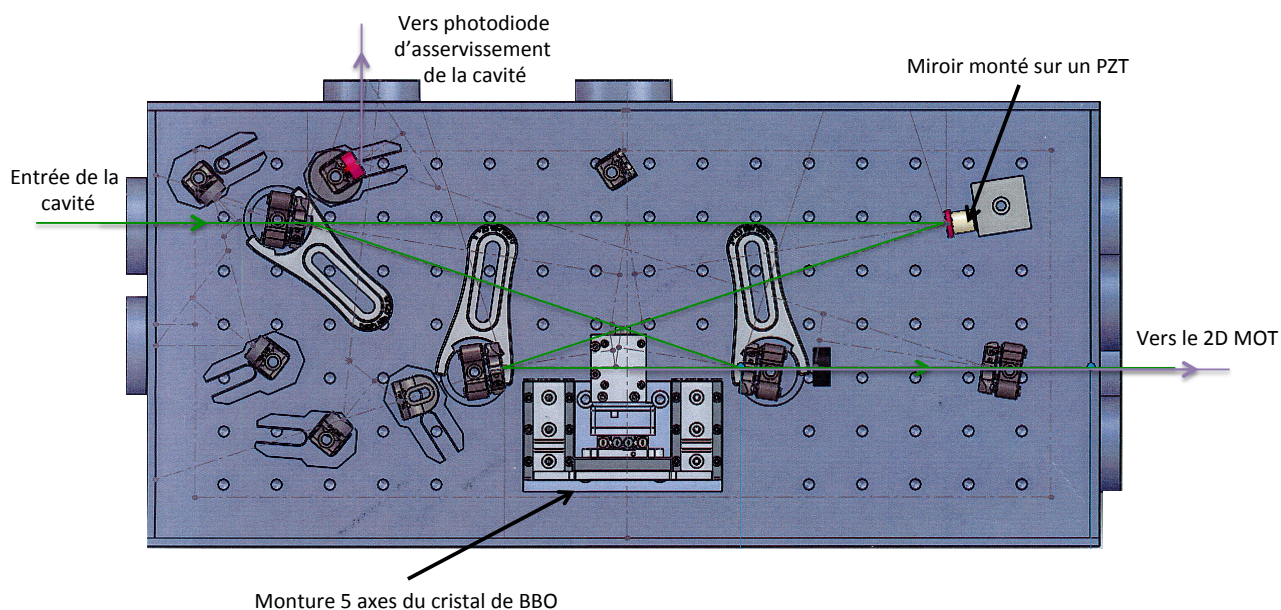


FIGURE 3.4 – Cavité de doublage du 2D-MOT avec injection de la pompe et production de l'UV

En sortie de la cavité, les deux faisceaux sont séparés à l'aide d'un prisme, et l'UV est alors envoyé vers le 2D-MOT. Le miroir de sortie de la cavité réfléchit une très faible portion de la lumière, l'envoyant dans une photodiode utilisée pour verrouiller la cavité. La principale différence avec cette cavité est la monture 5-axes présentée en détail en figure 3.5.

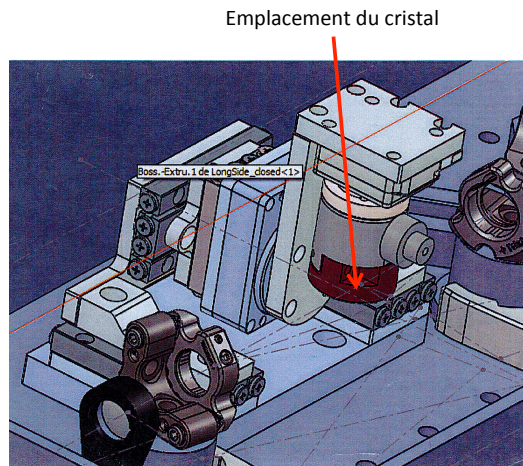


FIGURE 3.5 – Monture 5 axes du cristal de BBO, contrôlée par ordinateur

Dans la même démarche que l’installation des picomoteurs pour l’alignement du laser d’horloge (voir partie 2.3.1), cette monture permet de gagner en ajustements fins et en reproductibilité. Même sous dioxygène les cristaux de BBO ont une durée de vie limitée et contrairement à la cavité du 3D-MOT, le réaligement peut se faire avec la cavité scellée, empêchant le dépôt de potentielles impuretés qui limitent l’utilisation des cristaux. Cette monture se déplace dans les trois directions de l’espace et peut également effectuer deux mouvements de rotation, permettant d’optimiser l’angle de Brewster et la condition d’accord de phase du cristal lors de l’alignement [64].

La figure 3.6 présente le bruit d’intensité relative ou RIN (pour *Relative Intensity Noise*) des cavités de doublage du 2D-MOT (pour différents gains de la boucle d’asservissement) et du 3D-MOT :

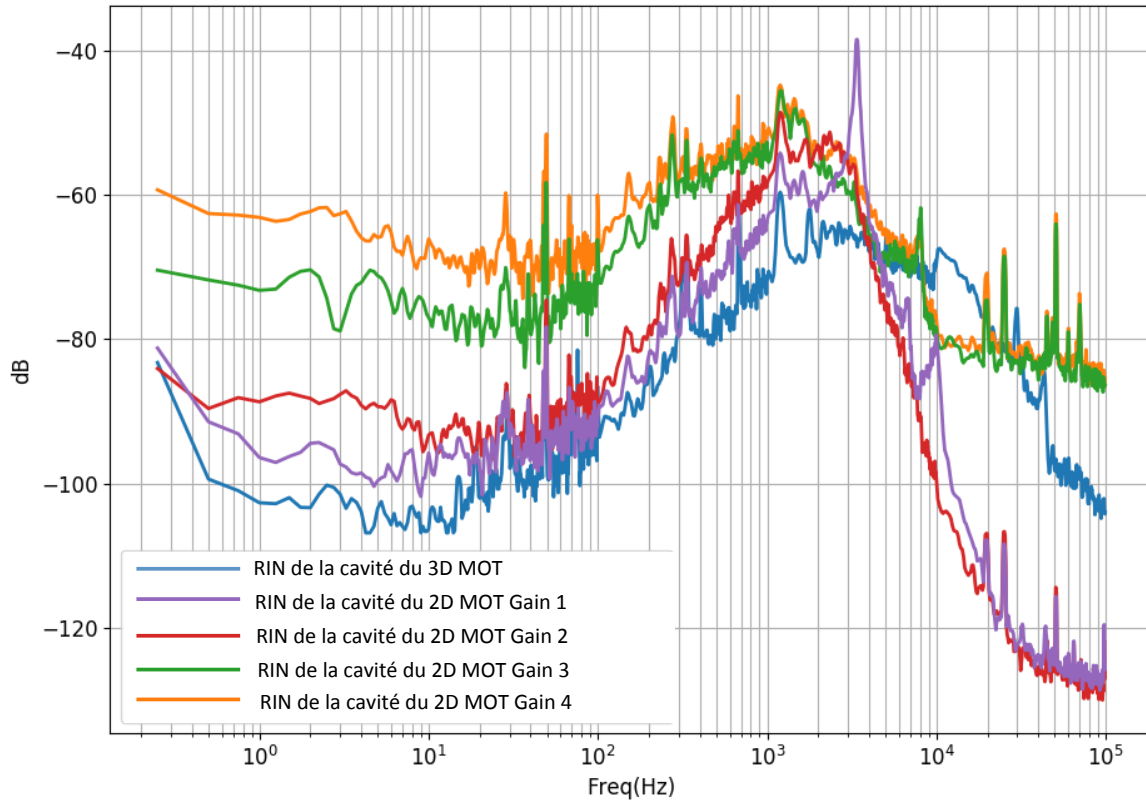


FIGURE 3.6 – RIN des cavités de doublage du 2D et du 3D MOT

L'optimisation de l'asservissement de cette cavité de doublage nous a permis de nous retrouver dans une situation similaire en terme de bruit d'intensité, que celle du 3D-MOT.

Cependant, de même que pour le 3D-MOT, produire l'UV et verrouiller la cavité de doublage ne suffit pas. La fréquence du laser du 2D-MOT doit être contrôlée et maintenue stable. Contrairement au laser du 3D-MOT cependant, elle est fixée et ne change pas au cours du cycle d'horloge car le 2D-MOT fonctionne à un désaccord donné de la transition de refroidissement. Le choix de cette fréquence du 2D-MOT fera l'objet d'une discussion en partie 3.1.3.

Nous avons donc décidé de verrouiller en fréquence les deux lasers d'amorçage (ou *seed lasers*). Nous appellerons dans la suite Seed 1 et Seed 2 les lasers d'amorçage respectivement du 3D et du 2D-MOT. La figure 3.7 montre l'asservissement réalisé entre ces deux lasers de Seed :

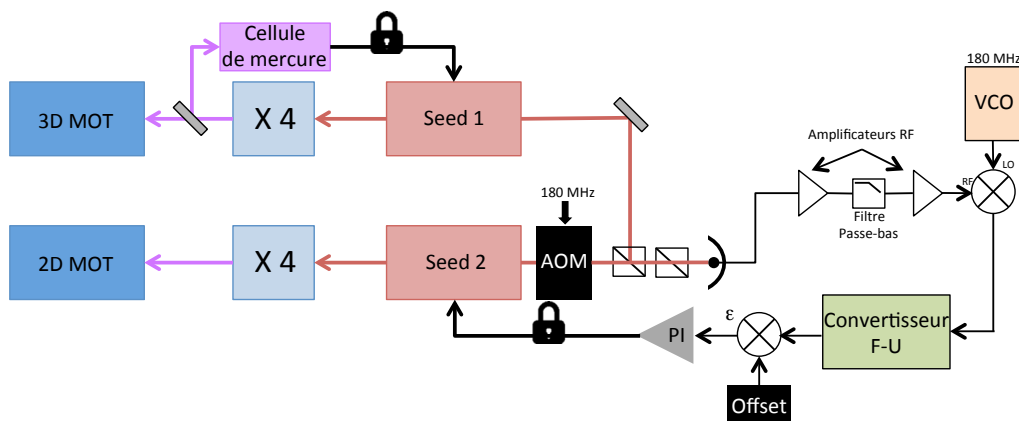


FIGURE 3.7 – Schéma de l’asservissement du seed du 2D-MOT sur le seed du 3D-MOT

Le seed 1 est asservi sur la cellule de mercure grâce à la technique de l’absorption saturée (voir 2.1.2). Une partie de la lumière du seed 1 est prélevée et envoyée sur une photodiode qui recueille le battement entre cette lumière et celle du seed 2 après passage dans un AOM. On a donc accès au battement hétérodyne entre les deux seeds (autour de 180 MHz). Le signal de la photodiode est alors envoyé dans un convertisseur fréquence/tension. Le signal d’erreur généré est envoyé dans un montage proportionnel intégrateur (PI) qui rétroagit sur le PZT du seed 2.

Cependant, le 3D-MOT subissant une compression, sa fréquence change au cours d’une séquence d’horloge. Il a donc fallu prendre en compte ce changement de fréquence lors de la réalisation de l’électronique d’asservissement pour garantir une fréquence constante dans le 2D-MOT.

3.1.3 Optimisation et performances du 2D MOT

Une fois asservie en puissance et en fréquence, la lumière est acheminée dans l’enceinte du 2D-MOT, pour nous permettre d’en observer les premiers effets. Pour cela, nous avons imagé les atomes de mercure dans le 3D-MOT tout en alignant les faisceaux du 2D-MOT. Ce faisceau fortement collimaté est d’abord filtré spatialement à l’aide de lames de rasoirs parallèles. Ensuite, le faisceau est séparé en deux, et comme illustré sur la figure 3.3, une partie est envoyée parallèle à la table optique tandis que l’autre est envoyée vers le haut. Ces deux parties se croisent après leur passage à travers les fenêtres du 2D-MOT. On peut noter qu’une seule paire de fenêtres est utilisée, ce qui laisse la porte ouverte à l’exploitation des autres fenêtres permettant un piégeage plus important des atomes à l’avenir.

Comme nous l'avons vu en figure 3.7 et comme nous l'avons évoqué, le 2D-MOT reste à une fréquence constante au cours d'un cycle d'horloge. Cette fréquence se situe autour de la fréquence de la transition de refroidissement mais il convenait d'explorer les désaccords du 2D-MOT à cette transition et observer son influence sur le nombre d'atomes, comme dans la figure 3.8 :

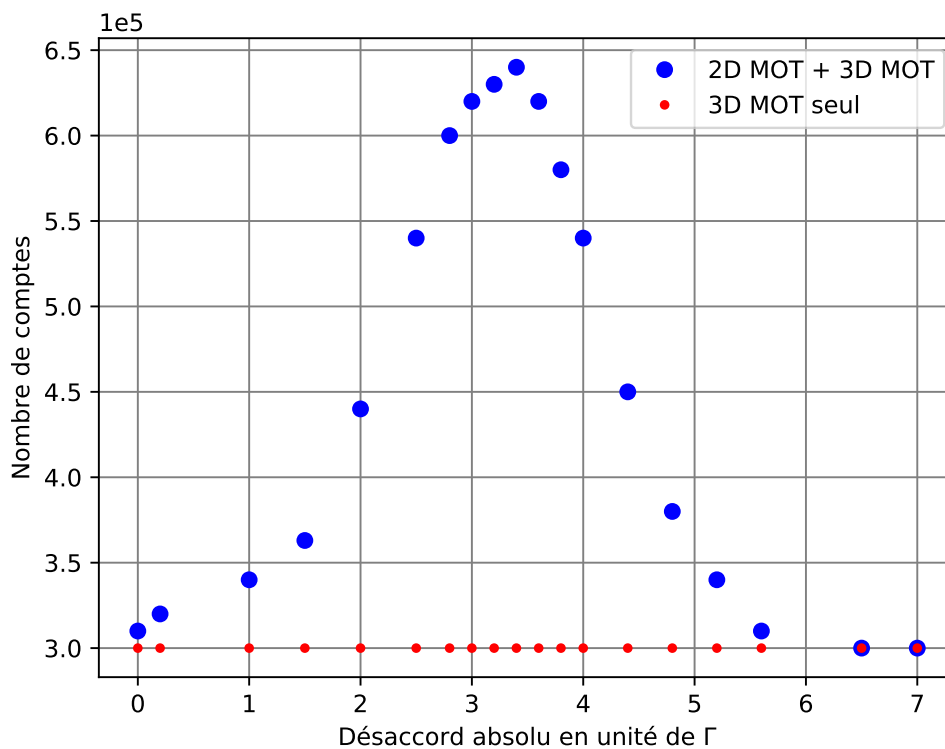


FIGURE 3.8 – Évolution du nombre d'atomes dans le 3D-MOT en fonction du désaccord en unités de Γ

C'est en modifiant la fréquence de l'AOM de la figure 3.7 que j'ai pu changer le désaccord des 2 seeds. Cela a permis d'optimiser le signal atomique reçu sur la caméra.

Un autre paramètre qu'il convenait d'optimiser était le gradient de champ magnétique autour du 2D-MOT, au coeur du principe de piégeage. Les résultats sont résumés sur la figure 3.9

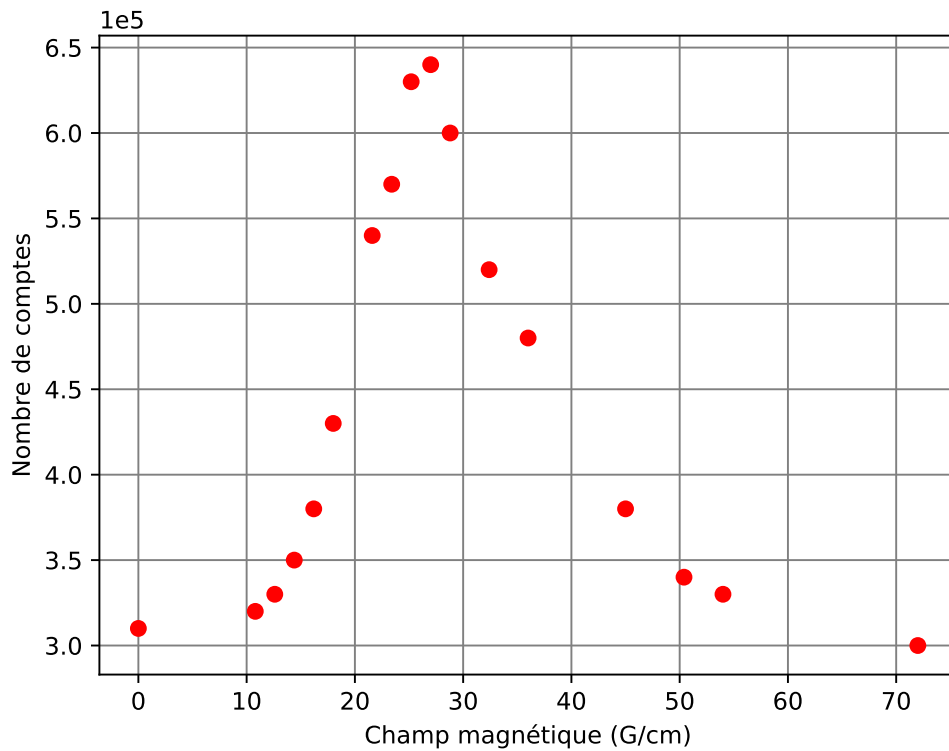


FIGURE 3.9 – Évolution du nombre d’atomes dans le 3D-MOT en fonction du gradient de champ magnétique appliqué au niveau du 2D MOT

A nouveau, il était possible de repérer une valeur de champ magnétique privilégiée, autour de 25 G/cm, pour laquelle le signal atomique était le plus élevé. Bien qu’il soit difficile de modéliser la situation du fait de la géométrie de notre jet atomique ainsi que de celle des faisceaux de piégeage, on peut retrouver une courbe similaire dans la littérature [37].

Après avoir fixé le désaccord ainsi que le champ magnétique, une dernière caractéristique pouvait être observée : le temps de chargement du 3D-MOT pour différentes puissances de 2D-MOT. Tout comme le 3D-MOT, pour des raisons de dégradation des optiques, la puissance maximale est limitée. Pour une puissance laser donnée, nous avons donc chargé le 3D-MOT en l’imageant à intervalles de temps réguliers. Les résultats pour différentes puissances sont rassemblés en figure 3.10

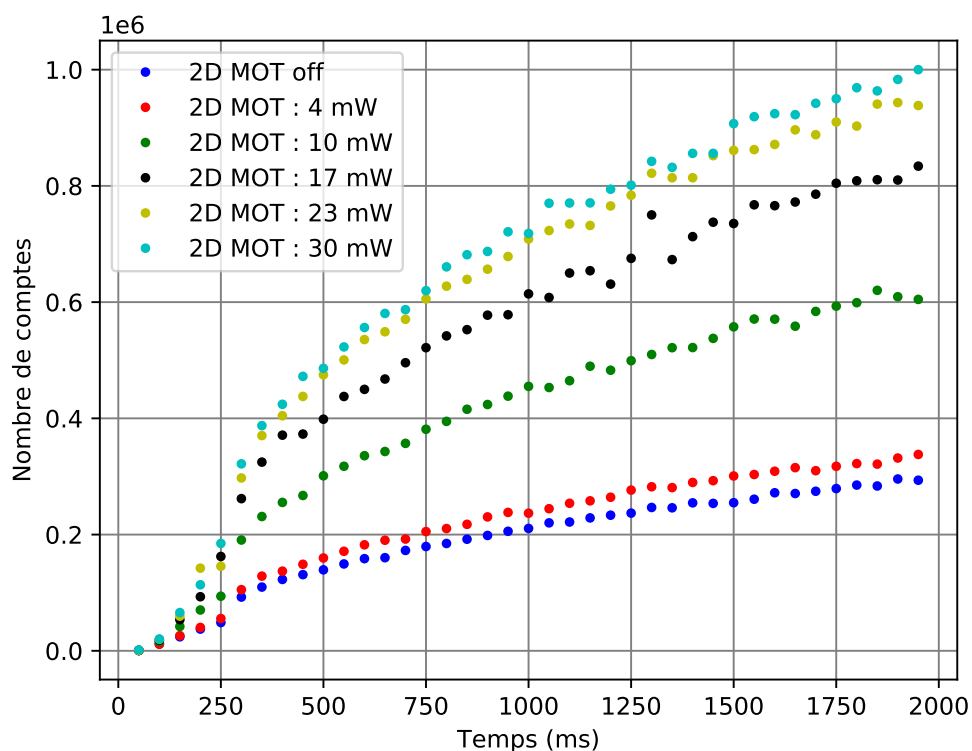


FIGURE 3.10 – Évolution du nombre d’atomes dans le 3D-MOT en fonction de son temps de chargement pour différentes puissances de 2D-MOT

Si ce graphe montre aussi des pistes à suivre pour optimiser le 2D-MOT, en jouant sur la puissance par exemple, il contient d’autres informations. Premièrement, il met en évidence un phénomène de saturation. En effet, si l’on regarde les courbes jaunes et cyan (23 mW et 30 mW respectivement), elles tendent vers une asymptote commune bien que les puissances correspondantes, diffèrent de 25 %.

On retrouve ce phénomène de saturation lorsque l’on observe cette fois ci uniquement le nombre d’atomes en fonction de la puissance optique délivrée par le 2D-MOT comme l’illustre la figure 3.11 :

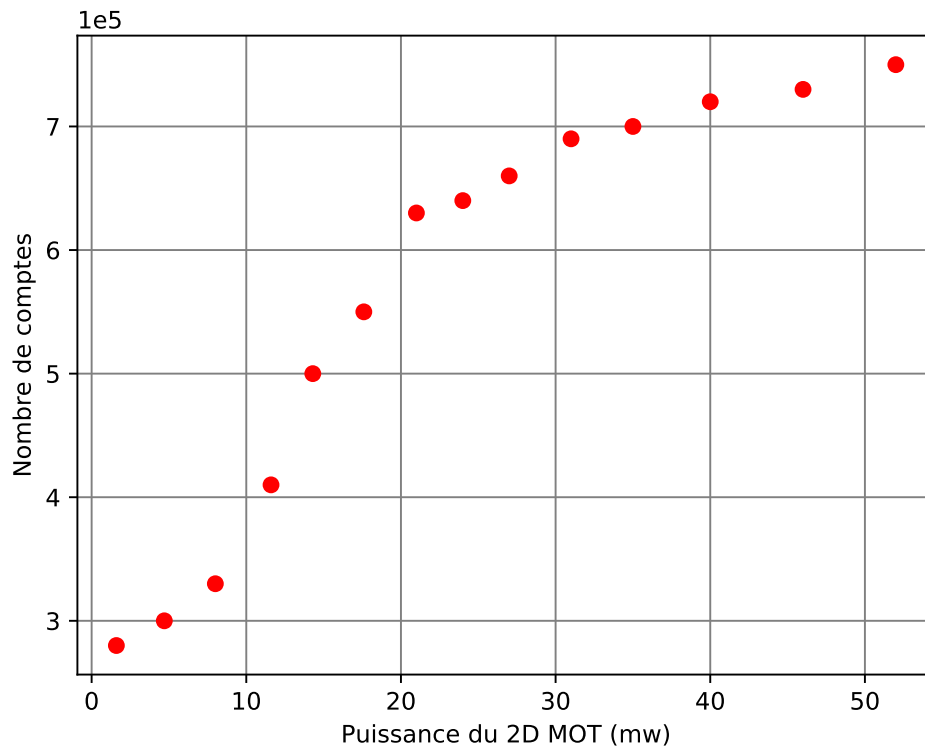


FIGURE 3.11 – Évolution du nombre d'atomes en fonction de la puissance du 2D-MOT

Ce phénomène de saturation souligne l'importance de la taille des faisceaux du 2D-MOT. Dans un futur proche, il est prévu de modifier ces faisceaux en aspect mais aussi en nombre. En effet, comme on peut le voir sur la photo en figure 3.3, l'enceinte du 2D-MOT possède 3 miroirs de rétro-réflexion pour chacun des deux axes du 2D-MOT. Contrairement à la situation actuelle où nous n'utilisons qu'un seul miroir (par direction), on peut imaginer envoyer plusieurs faisceaux pour exploiter au maximum la géométrie des optiques du 2D-MOT.

Deuxièmement, l'autre aspect important illustré précédemment en figure 3.10 concerne le temps de chargement. Si l'on se concentre sur la courbe bleue (correspondant à une situation sans 2D-MOT), il s'agit d'une courbe de chargement du 3D-MOT dite "normale", correspondant aux situations décrites jusqu'ici dans ce manuscrit (voir partie 2.1.2).

J'avais évoqué un temps de chargement typique de 800 ms durant un cycle d'horloge c'est à dire environ 80 % du temps total du cycle d'horloge. On peut alors lire ce graphe

selon deux approches. La première consiste à rester à un temps de chargement de 800 ms et de regarder quel nombre de comptes peut être atteint en fonction de la puissance du 2D-MOT. On remarque clairement que le nombre d'atomes dans le MOT augmente drastiquement, jusqu'à un facteur trois selon la puissance du 2D-MOT. Augmenter le nombre d'atomes, c'est augmenter le rapport signal sur bruit et donc c'est améliorer la stabilité de l'horloge.

Une deuxième approche consiste elle à regarder les nombres de comptes correspondant à un temps de chargement du MOT plus faible (600 ms, 500 ms, voire 300 ms). Sans 2D-MOT, diminuer le temps de cycle diminue de manière trop importante le nombre d'atomes et expérimentalement, faire fonctionner l'horloge était difficile.

On remarque que pour de faibles temps de chargement, une puissance du 2D-MOT peut grandement augmenter le nombre d'atomes, rendant possible le fonctionnement de l'horloge. Diminuer le temps de chargement c'est augmenter l'échantillonnage, ce qui permet aussi d'améliorer la stabilité de l'horloge. Toutes ces optimisations sur différents paramètres ont permis d'augmenter par près d'un facteur trois le nombre d'atomes refroidis dans le 3D-MOT, comme l'illustre la figure 3.12.

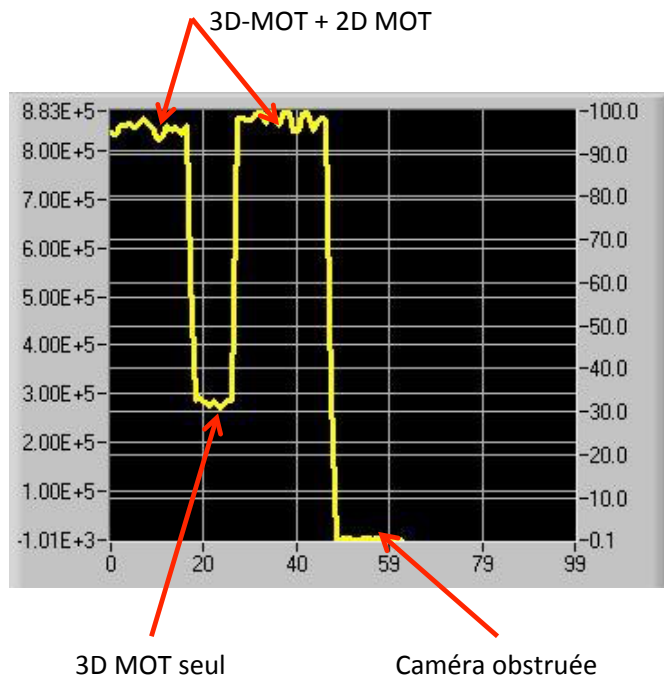


FIGURE 3.12 – Capture d'écran du logiciel mesurant le nombre de compte dans le 3D-MOT en fonction du temps. Ici après optimisation du 2D-MOT. La caméra est également obstruée pour observer le "zéro".

Les flèches rouges indiquent les trois régimes observés, le "zéro" correspondant à la caméra CCD obstruée, le nombre d'atomes dans le 3D-MOT avec le 2D-MOT off, et enfin le nombre d'atomes dans le 3D-MOT avec le 2D-MOT allumé.

Nous avons donc gagné significativement tant sur le nombre d'atomes que sur notre capacité à réduire le temps de cycle de l'horloge, il convenait donc de choisir quel compromis adopter pour améliorer au mieux la stabilité de l'horloge mercure.

3.2 Bénéfices du 2D MOT sur le cycle et la stabilité de l'horloge

Bien que le 2D-MOT nous ait permis d'obtenir jusqu'à trois fois plus d'atomes comme évoqué précédemment, la fin de ce chapitre sera exclusivement dédié à l'autre apport du 2D-MOT : la possibilité de réduire le cycle de l'horloge mercure. L'exploitation du plus grand nombre d'atomes piégés fera l'objet de discussions dans les chapitres 4 et 5

3.2.1 Évolution du cycle d'horloge

Le cycle d'horloge avait été présenté en partie 2.2.2 dans sa version historique. En effet, au début de ma thèse, le temps de cycle avait une durée d'une seconde et nous ne le changions pas. Cependant, quand on regarde la figure 2.12 et comme évoqué précédemment, on peut réduire la durée du temps de chargement comme illustré ci-après :

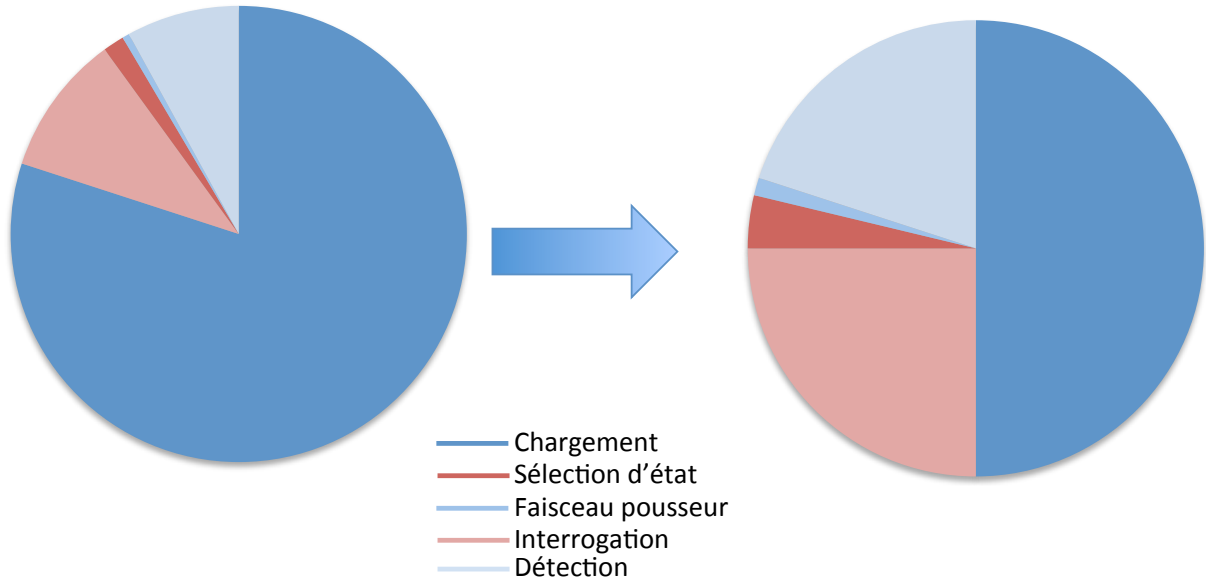


FIGURE 3.13 – Représentation de l'évolution du temps de cycle et sa répartition après réduction du temps de chargement grâce au 2D-MOT, jusqu'à un facteur quatre.

On remarque que temps de chargement qui représentait parfois plus de 80 % du temps total de cycle d'horloge peut être réduit drastiquement pour n'atteindre que 50 % du temps de cycle.

Grâce à cette nouvelle configuration de temps de cycle potentiellement court, nous avons eu deux approches. Dans un premier temps exploiter des temps de cycle très courts, ce qui permettait d'obtenir plus de données pour un même temps de mesure. Dans un second temps, l'approche n'était non pas de réduire à tout prix le temps de cycle mais de réfléchir à la possibilité d'utiliser au mieux le temps de cycle "gagné". Nous avons alors pu augmenter le temps d'interrogation tout en conservant un temps de cycle inférieur à la seconde.

Dans la suite de cette partie, une grandeur importante sera introduite, il s'agit du rapport cyclique noté R_c . Ce rapport cyclique représente la part de l'interrogation par rapport au temps de cycle et s'exprime donc :

$$R_c = \frac{\tau}{T_{cycle}} \quad (3.1)$$

Où τ représente le temps d'interrogation et T_{cycle} le temps de cycle.

3.2.2 Stabilité et variance d'Allan

Cette partie plus théorique s'intéresse à la notion de stabilité, fondamentale dans le monde des horloges. Je vais également introduire un outil statistique très utilisé dans ce cadre : la variance d'Allan [65].

Dans l'étude des horloges atomiques, comme il était rappelé dans le chapitre 1, l'instabilité fractionnelle limitée par une source de bruit blanc de fréquence $\sigma(\tau)$ s'exprime :

$$\sigma(\tau) = \frac{1}{Q} \frac{1}{S/N} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}} \quad (3.2)$$

Où Q est le facteur de qualité, S/N le rapport signal sur bruit, T_c le temps de cycle et τ le temps de moyennage également appelé temps d'intégration. Une première approche suggère de se concentrer sur le rapport signal sur bruit et sur le temps de cycle. En augmentant ce rapport d'un côté (via un plus grand nombre d'atomes grâce au 2D-MOT par exemple), et en diminuant le temps de cycle de l'autre, on peut espérer une amélioration significative de la stabilité de l'horloge. Ces différents paramètres seront revus plus en détail quant à leur influence sur la stabilité dans la partie 3.4.

Afin d'avoir une approche plus quantitative à propos des mesures de stabilité, je vais ici revenir brièvement sur la notion de variance d'Allan. Nommée d'après David Allan, physicien au NIST (*National Institute of Standards and Technology*), elle requiert un cadre de travail dans lequel on considère les bruits de notre système comme gaussiens. Mathématiquement, ces bruits peuvent donc être caractérisés par leur moyenne ou leur variance. La variance, qui caractérise la dispersion des valeurs de notre échantillon pour différentes échelles de temps s'exprime :

$$\sigma^2(\tau) = \langle (\overline{y}_k - \overline{y})^2 \rangle \quad (3.3)$$

J'ai supposé ici l'écart de fréquence instantané normé y comme étant un signal continu avec une infinité d'échantillons. \overline{y}_k représente la moyenne sur un intervalle de durée τ , à partir du temps t_k avec \overline{y} qui représente la moyenne sur la totalité des échantillons considérés.

Il est important de noter que la moyenne considérée s'exprime :

$$\overline{y}_k = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_k+\tau} y(u) du \quad (3.4)$$

Cette définition théorique ne correspond cependant pas à la réalité expérimentale, tout simplement car nous étudions toujours un signal échantillonné d'une durée finie.

Ainsi, le calcul de la variance définie en équation 3.3 est impossible et il nous faut alors déterminer un estimateur plus pertinent pour cette grandeur : la variance d'Allan. Cet estimateur revêt deux principaux avantages. Il est tout d'abord défini pour un signal dérivant linéairement (ce qui est une situation rencontrée dans le cadre des horloges), mais il permet aussi de différencier les différents types de bruits selon la pente de la courbe obtenue. La variance d'Allan a donc pour expression :

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \langle (\overline{y_{k+1}} - \overline{y_k})^2 \rangle \quad (3.5)$$

On peut considérer que c'est la variance à deux échantillons successifs adjacents. Dans le cadre d'échantillons discrets :

- τ représente un nombre entier de fois la période d'échantillonnage (notée T_0) tel que $\tau = m \times T_0$;
- $\overline{y_{k+1}}$ et $\overline{y_k}$ sont des moyennes successives et adjacentes d'écart de fréquence normés instantanés calculés sur une durée τ .

On représente en figure 3.14 un exemple de calcul de variance d'Allan pour huit échantillons :

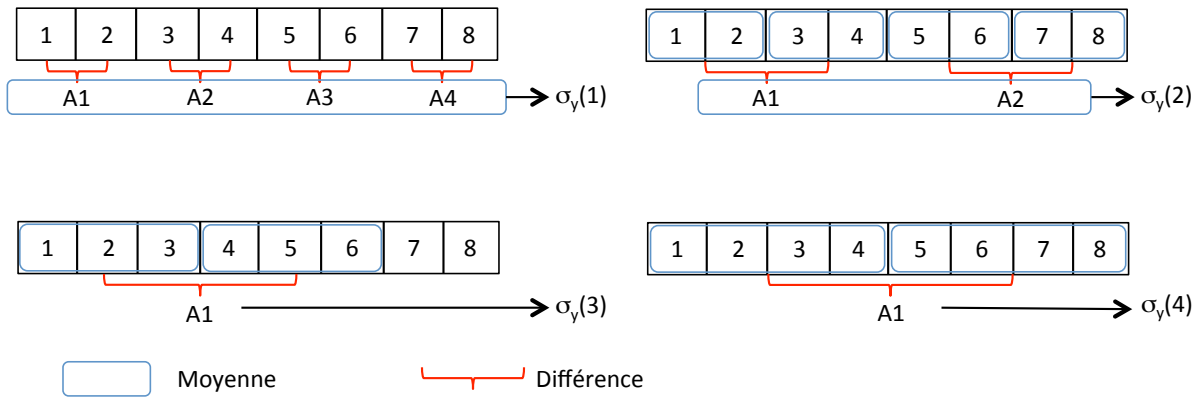


FIGURE 3.14 – Exemple de processus de calcul de variance d'Allan pour un jeu de huit échantillons

On remarque que la variance n'est pas définie pour $m > 2$. En effet, pour $m = 3$ ou $m = 4$, on obtient une seule valeur de différence.

Des propositions d'autres types de variances d'Allan ont été proposées [66], on peut évoquer la variance d'Allan avec recouvrement (ou *Overlapping Allan Variance*) qui permet

d'avoir un plus grand nombre de paires d'échantillons. Cela permet un plus grand nombre de valeurs de différence entre eux et par conséquent une amélioration des intervalles de confiance pour les valeurs calculées.

3.3 Effets du 2D-MOT sur les sources de bruits fondamentaux de l'horloge mercure

Après avoir présenté les outils statistiques à notre disposition pour les mesures de stabilité des horloges, cette partie s'attache à deux bruits dits fondamentaux qui perturbent la stabilité, à leur compréhension, leur définition et les moyens mis en jeu pour pouvoir s'en affranchir ou tout du moins diminuer leur participation à la dégradation de la stabilité de l'horloge.

3.3.1 Le bruit de projection quantique

Comme précédemment, nous allons nous placer dans l'hypothèse d'un atome à deux niveaux. On note $|e\rangle$ le niveau excité et $|g\rangle$ le niveau fondamental. Lors de l'interaction atome-lumière avec le laser d'horloge, on obtient donc une superposition quantique des états fondamentaux et excités :

$$|\Psi\rangle = c_g |g\rangle + c_e |e\rangle \quad (3.6)$$

Lors de la détection, cette superposition est projetée dans un des deux états propres, avec la probabilité $|c_e^2|$ d'être projetée dans l'état $|e\rangle$ et la probabilité $|c_g^2|$ dans l'état $|g\rangle$. Cette projection de nature probabiliste montre que le résultat de la mesure ne peut être connu en amont. Cette indétermination due à la détection de l'état quantique des atomes est une source de bruit sur le signal de l'horloge appelée bruit de projection quantique ou QPN (pour *Quantum Projection Noise*) [67]. Il en ressort que pour un atome unique, la variance σ_p^2 de la mesure de la fraction d'atome dans un des deux états est telle que :

$$\sigma_p^2 = p(1 - p) \quad (3.7)$$

Où p est la fraction d'atomes dans l'état excité telle que :

$$p = \frac{|c_e^2|}{|c_e^2| + |c_g^2|} \quad (3.8)$$

Pour un nombre N d'atomes supposés non intriqués, l'équation 3.7 devient :

$$\sigma_p^2 = \sqrt{\frac{p(1 - p)}{N}} \quad (3.9)$$

Ces fluctuations atomiques, indistinguables du bruit de fréquence du laser, dégradent alors la stabilité de l'horloge.

Si les horloges micro-ondes se heurtent désormais à la barrière du bruit de projection quantique [68], cette limite n'a pas été atteinte pour les horloges optiques même si de nombreuses techniques sont mises en oeuvre pour le dépasser [69], [70].

Dans le cadre de l'horloge mercure, pour une interrogation de type Rabi, l'instabilité en fréquence due au bruit de projection quantique transforme l'équation 3.2 comme suit :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{3.03Q} \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}} \quad (3.10)$$

Où Q est le facteur de qualité tel que $Q = \frac{\nu_0}{\delta\nu}$ avec $\delta\nu$ défini dans l'équation 2.11, N le nombre d'atomes interrogés, T_c le temps de cycle et τ le temps d'intégration. On remarque que le nombre d'atomes ainsi que la quantité $\delta\nu$ sont deux paramètres importants quant au bruit relatif au QPN. Ils seront discutés en partie 3.3.3.

3.3.2 L'effet Dick

Après avoir décrit le bruit de projection quantique et son effet sur la stabilité de l'horloge, je vais introduire un autre bruit fondamental et au coeur de la métrologie des horloges optiques : l'effet Dick.

Comme rappelé précédemment, une dégradation du laser ultrastable influe directement sur le résonateur atomique (ici les atomes de mercure). On ne peut espérer avoir une horloge optique performante si l'oscillateur local (ici le laser ultrastable) est porteur de bruit de fréquence. Ce phénomène qui lie le bruit du laser d'horloge à la stabilité de l'horloge se nomme effet Dick, d'après le chercheur éponyme [71].

Il est important de rappeler que le temps d'interrogation ne représente qu'une partie du cycle d'horloge. c'est d'ailleurs uniquement pendant ce temps d'interrogation que le résonateur atomique peut mesurer la fréquence de l'oscillateur local. Avec T_c le temps de cycle de l'horloge, il est possible d'échantillonner le signal de l'oscillateur local à cette période T_c . Dans l'espace des fréquences, les composantes de bruit hautes fréquences se replient vers les basses fréquences [72]. Ce repliement entraîne alors une dégradation du spectre de bruit vu par les atomes, c'est l'effet Dick [73].

L'effet Dick dépend de deux facteurs : Du spectre de bruit de fréquence de l'oscillateur

$S_y(f)$ et de la séquence d'interrogation. Sa dépendance à la fréquence d'interrogation se traduit par une fonction de sensibilité que l'on note $g(t)$. Elle rend compte de la manière dont la probabilité de transition atomique réagit à une perturbation de phase lors de l'interrogation.

La fonction de sensibilité g est nulle en dehors de la phase d'interrogation. En terme d'écart type, on peut alors écrire (avec $T_c = 1/f_c$) la limitation due à l'oscillateur local comme suit [71] [74] :

$$\sigma_y(\tau) = \left(\sum_{n=0}^{\infty} \frac{g_n^2}{g_0^2} S_y(n f_c) \right)^{1/2} \sqrt{\frac{1}{\tau}} \quad (3.11)$$

Où g_n sont les coefficients de Fourier de la fonction de sensibilité aux fréquences harmoniques de f_c . Cette expression étant indépendante du nombre d'atomes, si le 2D-MOT peut apporter une amélioration sur ce bruit, c'est sur le temps de cycle qu'il faudra jouer.

Dans le cadre de l'horloge mercure, et dans la suite de cette partie, nous considérerons uniquement le cas d'une interrogation de type Rabi. La fonction de sensibilité associée à un tel type d'interrogation s'écrit alors [75] :

$$g(t) = \begin{cases} \frac{\Omega_0^2 \delta}{\Omega^2} \left(\sin(\Omega t) + \sin(\Omega(\tau - t)) - \sin\left(\frac{\pi \Omega}{\Omega_0}\right) \right) & \text{pour } 0 < t < \tau \\ 0 & \text{pour } \tau < t < T_C \end{cases} \quad (3.12)$$

On retrouve les notations de la partie 2.2.1 où Ω est la pulsation de Rabi effective, Ω_0 la pulsation de Rabi du couplage et δ le désaccord. Le calcul des coefficients de Fourier de cette fonction de sensibilité donne :

$$g(\nu) = \begin{cases} \frac{2\Omega_0^2 \delta}{\Omega^4 T_c} \left(1 - \cos\left(\frac{\Omega \pi}{\Omega_0}\right) - \frac{\Omega \pi}{2\Omega_0} \sin\left(\frac{\Omega \pi}{\Omega_0}\right) \right) & \text{pour } \nu = 0 \\ \frac{\Omega_0^2 \delta}{\Omega^2 (\pi \Omega^2 \nu - 4\pi^3 \nu^3)} \left(\Omega \sin\left(\frac{\pi^2 \nu}{\Omega_0}\right) \sin\left(\frac{\pi \Omega}{\Omega_0}\right) - 4\pi \nu \cos\left(\frac{\pi^2 \nu}{\Omega_0}\right) \sin^2\left(\frac{\pi \Omega}{2\Omega_0}\right) \right) & \text{pour } \nu \geq 1 \end{cases} \quad (3.13)$$

On représente alors en figure 3.15 les fonctions de sensibilité dans les domaines temporels et fréquentiels.

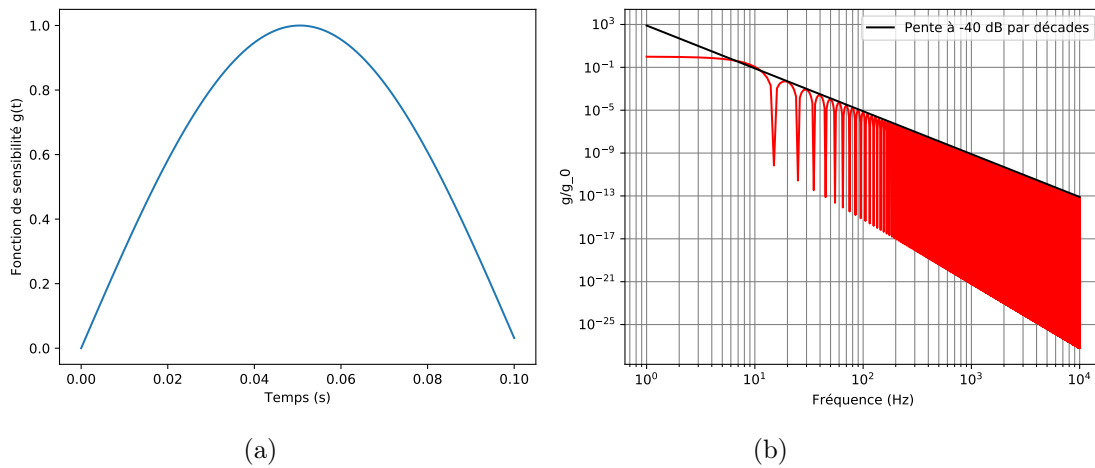


FIGURE 3.15 – Représentations fréquentielles 3.15b et temporelles 3.15a des fonctions de sensitive

On retrouve bien le fait que la fonction de sensibilité dans le domaine temporel est nulle en dehors de la plage d’interrogation. De plus on remarque que dans le domaine fréquentiel, le rapport $\frac{|g(\nu)|^2}{|g(0)|^2}$ épouse une pente à -40 dB par décades.

Nous allons voir dans la suite comment le 2D-MOT nous a aidés à diminuer la participation de l’effet Dick.

3.3.3 Influence du 2D MOT sur l’effet Dick et le bruit de projection quantique

Cette partie se base sur les deux bruits fondamentaux précédemment évoqués. Dans la suite de cette partie, le bruit intrinsèque du laser d’horloge sera utilisé en tant que témoin, pour nous permettre de le comparer à ces deux limites fondamentales pour les horloges que sont l’effet Dick et le QPN. Nous allons voir comment nous avons trouvé des compromis avec le 2D-MOT pour pouvoir les repousser tous les deux.

En se basant sur la formule 3.10, la figure 3.16 présente deux courbes décrivant la situation de l’horloge avant la mise en place du 2D-MOT :

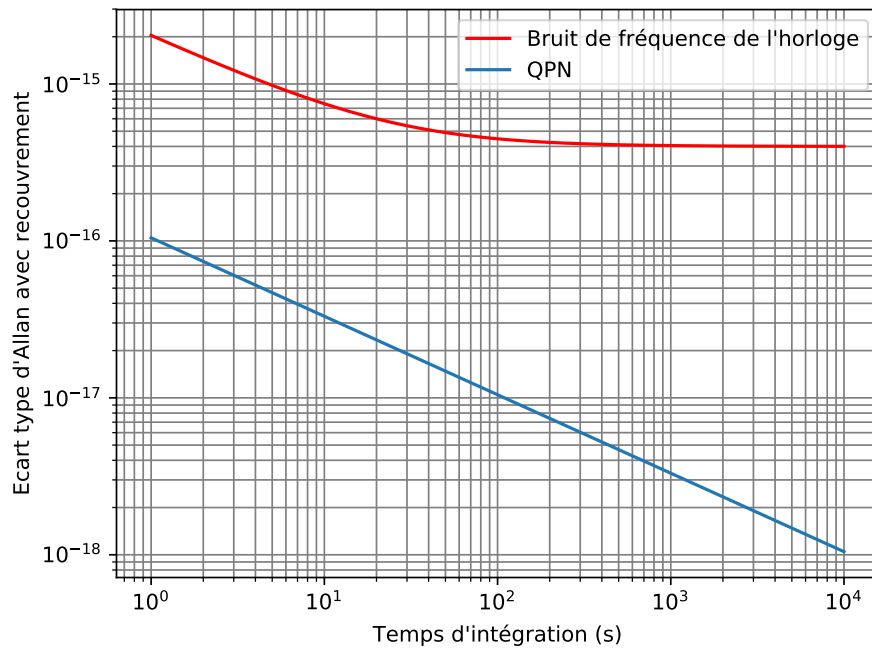


FIGURE 3.16 – Écarts type d'Allan avec recouvrement du bruit de fréquence de l'horloge et du QPN. On suppose ici une stabilité court terme de l'ordre de 2.10^{-15} et un plancher de bruit de Flicker autour de 4.10^{-16}

Ce graphe montre la situation de l'horloge avant la mise en place du 2D-MOT. On voit donc que le QPN avait une contribution de l'ordre de 1.1×10^{-16} en instabilité de fréquence. Le 2D MOT a permis à la fois d'augmenter le nombre d'atomes interrogés, mais également de diminuer le temps de cycle. Ces deux paramètres N et T_c ont une influence directe sur le QPN, comme l'illustrent le tableau 5.2 et la figure 3.18

N_{atomes}	T_c	$\sigma_{QPN}(1s)$
500	1 s	1.1×10^{-16}
1500	1 s	6×10^{-17}
1000	0.5 s	5.2×10^{-17}
750	0.3 s	4.6×10^{-17}

FIGURE 3.17 – Tableau retraçant l'évolution du bruit de projection quantique à court terme en fonction du nombre d'atomes et du temps de cycle

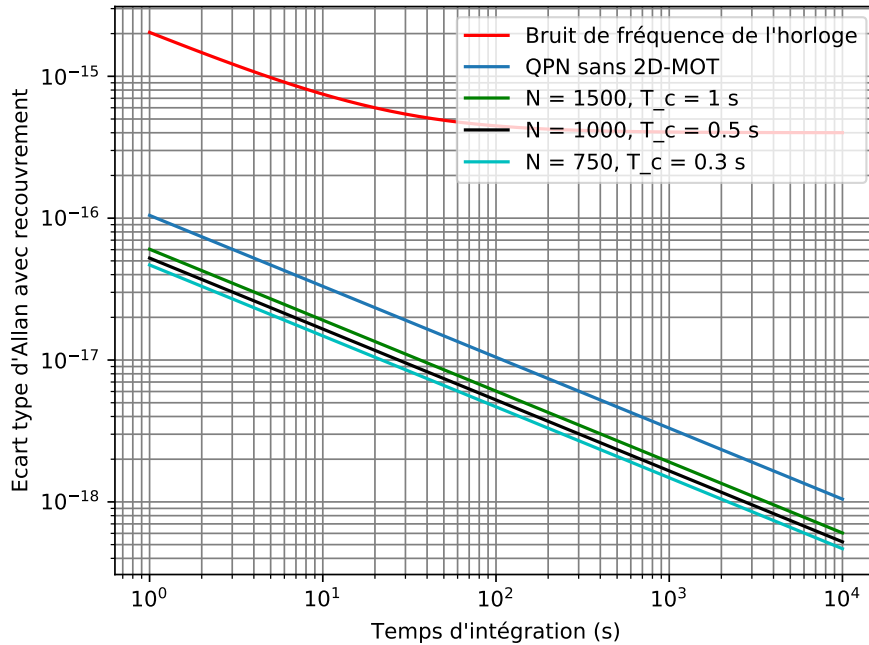


FIGURE 3.18 – Évolution du QPN en fonction du nombre d'atomes piégés et du temps de cycle

Cette amélioration de l'instabilité de fréquence due au QPN permet de conserver une marge raisonnable suite à l'amélioration de la stabilité de l'horloge sur laquelle je reviendrai dans la suite. On remarque que l'augmentation du nombre d'atomes seule, sans diminuer le temps de cycle, n'apporte pas les mêmes progrès qu'une augmentation légère du nombre d'atomes couplée à une diminution du temps de cycle (voir courbe cyan sur la figure 3.18).

En plus de l'amélioration au niveau du QPN, j'ai pu grâce au 2D-MOT revisiter l'effet Dick et sa participation à l'instabilité de l'horloge mercure. Si l'on se rappelle de la participation de l'effet Dick à la stabilité en formule 3.12, il intervient $S_y(n f_c)$ c'est à dire le bruit de fréquence du laser intrinsèque exprimé en densité spectrale de puissance. Il faut modéliser le bruit de notre laser d'horloge pour calculer l'effet Dick qui lui est associé, couplé à la séquence d'horloge. On peut écrire :

$$S_y(f) = h_1 f + h_0 + \frac{h_{-1}}{f} + \frac{h_{-2}}{f^2} \quad (3.14)$$

L'indice sous le coefficient h correspond à la puissance de f associée et on a [76], [33]. :

$$\begin{aligned} - h_1 &= \frac{5 \times 10^{-17}}{\sqrt{2}} \\ - h_0 &= \frac{5.4 \times 10^{-16}}{\sqrt{2}} \\ - h_{-1} &= \frac{1.1 \times 10^{-16}}{\sqrt{2}} \\ - h_{-2} &= \frac{2 \times 10^{-17}}{\sqrt{2}} \end{aligned}$$

Munis de l'évolution du bruit du laser, on peut alors déterminer la participation de l'effet Dick à la stabilité de l'horloge. La figure 3.19 représente l'écart-type d'Allan avec recouvrement du bruit de fréquence de l'horloge et de l'effet Dick associé :

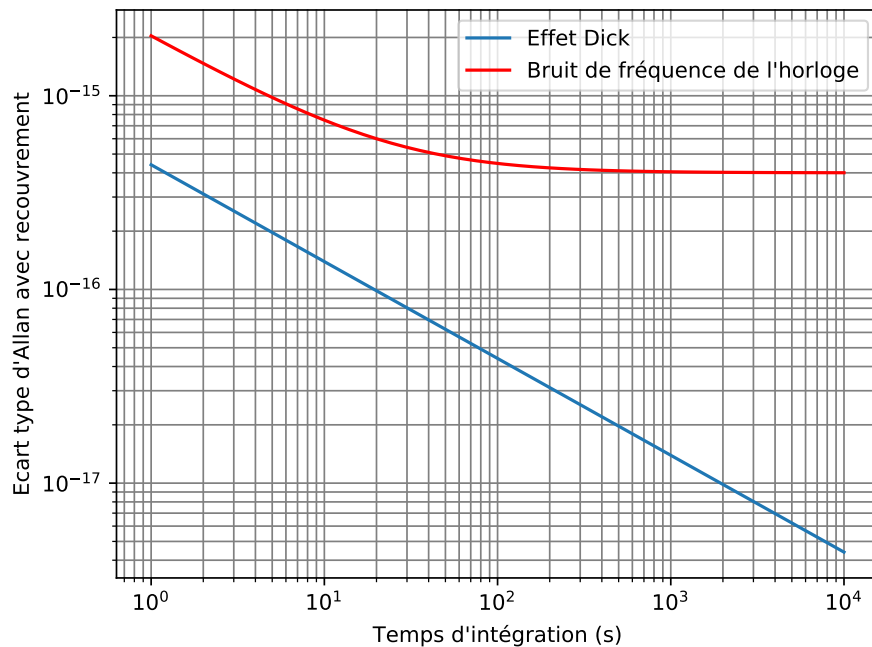


FIGURE 3.19 – Écart-type d'Allan avec recouvrement du bruit de fréquence du laser avec un temps de cycle d'une seconde. La stabilité court terme est estimée à $2 \cdot 10^{-15}$

Cette courbe présente la situation avant la mise en place du 2D-MOT. Or comme on peut le voir dans l'expression de la part de l'effet Dick sur la stabilité de l'horloge, elle dépend directement du temps de cycle. C'est pourquoi la figure 3.20 montre l'évolution de l'effet Dick à une seconde sur l'horloge mercure en fonction du temps de cycle :

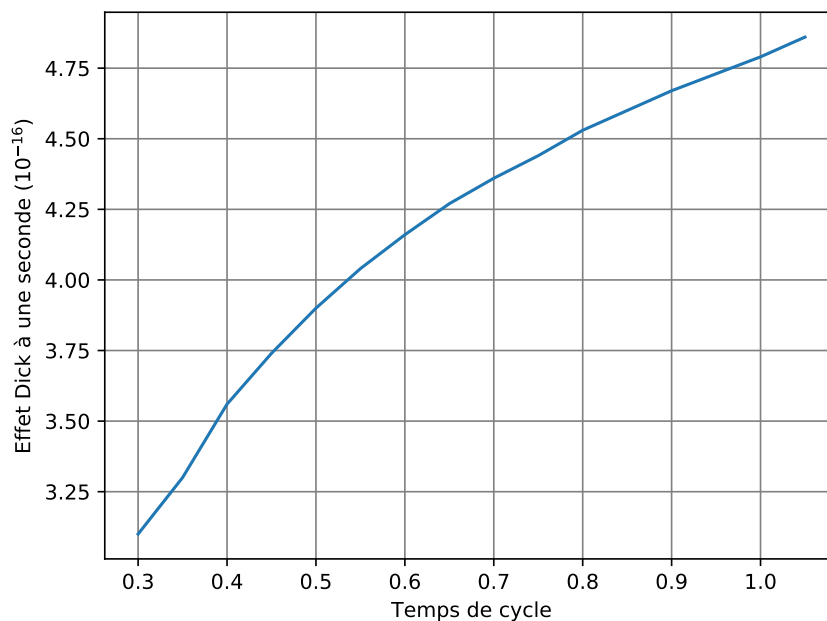


FIGURE 3.20 – Évolution de l'effet Dick en fonction du temps de cycle

Si la zone du graphique 3.20 correspondant à 200 ms est pour le moment hors d'atteinte expérimentalement, comme il l'était précisé pour le QPN, il est désormais possible d'atteindre un temps de cycle autour de 300 ms où l'on voit une diminution drastique de l'effet Dick comme il sera présenté plus tard dans le chapitre.

Le 2D-MOT, par la possibilité de réduire le temps de cycle a réduit de près d'un facteur 3 la contribution de l'effet Dick et d'un facteur 2 le QPN. La figure 3.21 résume la participation de ces deux effets fondamentaux au bruit global de l'horloge.

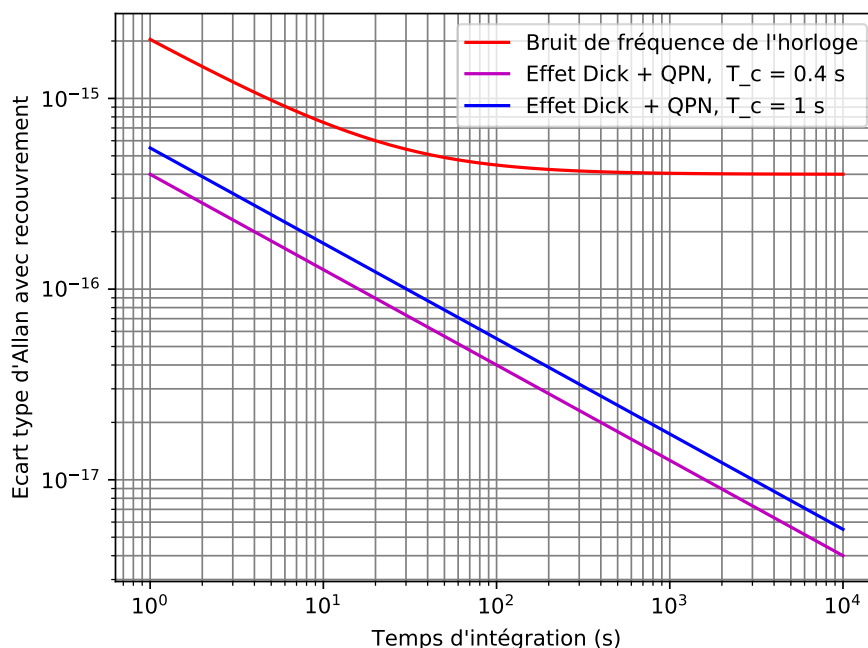


FIGURE 3.21 – Effets du 2D-MOT sur les sources de bruit de l'horloge

Cette courbe illustre l'apport du 2D-MOT pour repousser les limites de l'horloge mercure dûes aux bruits fondamentaux. Il est important de signaler que jusque là j'ai représenté la stabilité de l'horloge mercure autour de $2 \cdot 10^{-15}$. Cependant cette stabilité, comme je le montrerai dans la partie 3.4 de ce chapitre a été améliorée et nécessitait de repousser le bruit de projection quantique ainsi que l'effet Dick. Dans la suite de ce manuscrit, une autre méthode originale sera proposée concernant l'effet Dick pour pouvoir s'en affranchir : le transfert de pureté spectrale qui sera décrit en partie 6.3.2

3.4 Stabilité de l'horloge mercure et proposition de modélisation

3.4.1 Modèle de stabilité

Cette dernière partie se veut à la fois un résumé de ce qui a été présenté sur la stabilité de l'horloge, comment l'améliorer, mais également une ouverture sur les paramètres qui restent encore à optimiser et qui limitent encore la stabilité.

Il est important dans un premier temps de rappeler que le type de spectroscopie et la

forme de la transition vont conditionner la stabilité de l'horloge. La figure 3.22 présente une courbe de spectroscopie annotée où la droite rouge représente la dérivée :

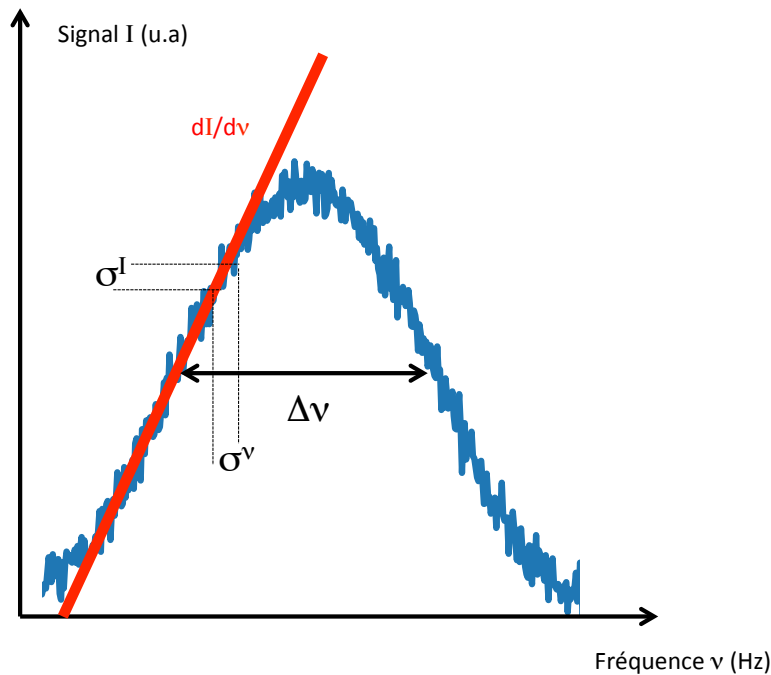


FIGURE 3.22 – Exemple d'une spectroscopie du niveau hyperfin d'horloge

Cette figure présente l'évolution de l'intensité du signal jusqu'à une intensité maximale (I_{max}) obtenue à la résonance en fréquence. On peut alors différencier deux stabilités, une en fréquence notée σ^ν et une en intensité notée σ^I . On peut alors relier la stabilité en fréquence, avec la stabilité en intensité selon la relation suivante :

$$\sigma^\nu = \sigma^I \frac{1}{\frac{dI}{d\nu}} \quad (3.15)$$

Où $\frac{dI}{d\nu}$ représente la pente du pic de spectroscopie représentée en rouge sur la figure 3.22. En introduisant la largeur à mi hauteur du pic de spectroscopie notée $\Delta\nu$, on peut alors écrire :

$$\frac{dI(\nu)}{d\nu} = K \frac{I_{max}}{\Delta\nu} \quad (3.16)$$

Où K est un coefficient propre à la spectroscopie. En fonction du temps d'intégration,

et avec la relation $\sigma^I(\tau) = \sigma^I(1s) \frac{1}{\sqrt{\tau}}$, on retrouve l'expression de la stabilité σ_y :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{KQ} \frac{1}{S/N} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}} \quad (3.17)$$

Où Q est le facteur de qualité qui vaut $\frac{f}{\Delta\nu}$, S/N est le rapport signal sur bruit, T_c le temps de cycle et τ le temps d'interrogation. Afin de complexifier et rapprocher le plus possible notre modèle de stabilité à celle de notre horloge on peut alors écrire :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{KQ} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}} \sqrt{\delta^2 F(N) + \frac{\sigma_S^2}{N^2} + \frac{1}{N} + \frac{1}{Nn_{photon}} + \gamma} \quad (3.18)$$

Ces cinq termes sous la racine carrée doivent être explicités pour comprendre leur influence.

- $\delta^2 F(N)$ représente les fluctuations du nombre d'atomes interrogés
- $\frac{\sigma_S^2}{N^2}$ représente le bruit de détection
- $\frac{1}{N}$ représente le bruit de projection atomique
- $\frac{1}{Nn_{photon}}$ représente le bruit de grenaille de la détection lors des pulses de fluorescence
- γ représente enfin le bruit de fréquence de l'oscillateur (ici notre laser ultrastable)

Une première remarque face à ces paramètres consiste à imaginer se placer dans le cadre d'une détection normalisée. L'expression 3.18 devient alors :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{KQ} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}} \sqrt{\frac{2\sigma_S^2}{N^2} + \frac{1}{N} + \frac{1}{Nn_{photon}} + \gamma} \quad (3.19)$$

Ainsi, d'après l'équation 3.16, on peut alors réécrire le facteur de qualité Q comme suit :

$$Q = \frac{f}{\Delta\nu} \text{ d'où } Q = \frac{f}{KI_{max}} \frac{dI(\nu)}{d\nu} = \frac{f}{K} \frac{dP(\nu)}{d\nu} \quad (3.20)$$

Ainsi, en injectant l'équation précédente dans 3.18, on obtient :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{f \frac{dP(\nu)}{d\nu}} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}} \sqrt{\delta^2 F(N) + \frac{\sigma_S^2}{N^2} + \frac{1}{N} + \frac{1}{Nn_{photon}} + \gamma} \quad (3.21)$$

Ou, de façon plus compacte :

$$\sigma_y(\tau) = \sqrt{\left(f \frac{dP(\nu)}{d\nu}\right)^{-2} \times \frac{T_c}{\tau} \times \left(\delta^2 F(N) + \frac{\sigma_S^2}{N^2} + \frac{\sigma_{QPN}}{N} + \frac{1}{Nn_{photon}}\right) + \gamma'} \quad (3.22)$$

Dans le cadre de notre séquence d'horloge et comme évoqué précédemment dans le chapitre, nous pouvons jouer sur plusieurs paramètres. Retenons les deux principaux que sont le temps d'interrogation et le temps de cycle. Le temps d'interrogation a une influence directe sur la largeur du pic de spectroscopie et donc sa pente, participant ainsi directement à l'évolution de la stabilité de l'horloge. La figure 3.23 rassemble différentes courbes correspondant à des temps de Rabi différents :

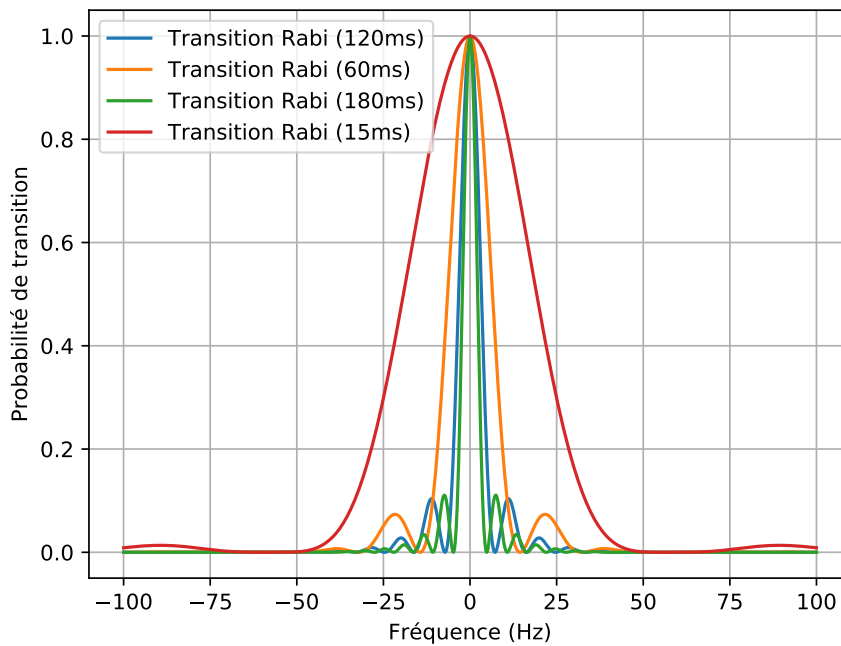


FIGURE 3.23 – Temps de vie des atomes dans le réseau optique

Comme évoqué précédemment, le second paramètre sur lequel nous pouvons influencer est le temps total de cycle. Pour le diminuer, nous avons vu en effet, que nous pouvons diminuer le temps de chargement. Cela a pour conséquence de diminuer le rapport signal à bruit mais cela permet d'un autre côté de diminuer la participation de l'effet Dick. Pour résumer cela, et choisir un bon compromis, les figures 3.24, 3.25 et 3.26 présentent un résumé global des différents bruits participant à la stabilité pour différentes durées du pulse d'horloge.

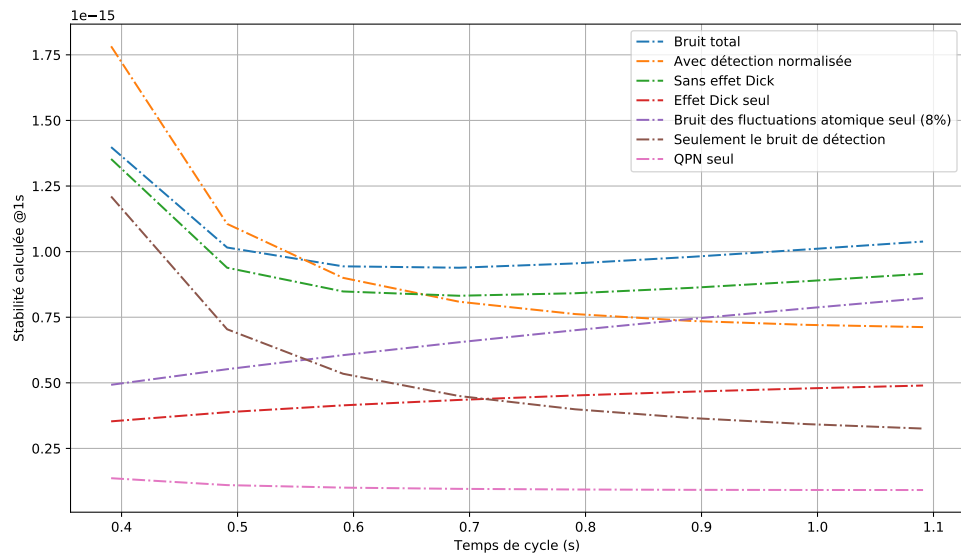


FIGURE 3.24 – Analyse de la stabilité de l’horloge et des différentes participations de bruit pour un pulse Rabi de 60 ms

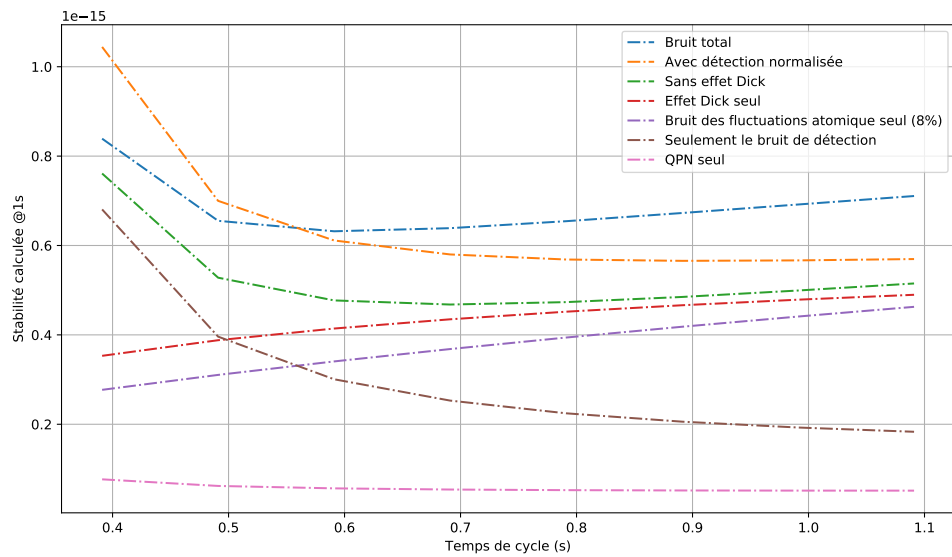


FIGURE 3.25 – Analyse de la stabilité de l’horloge et des différentes participations de bruit pour un pulse Rabi de 120 ms

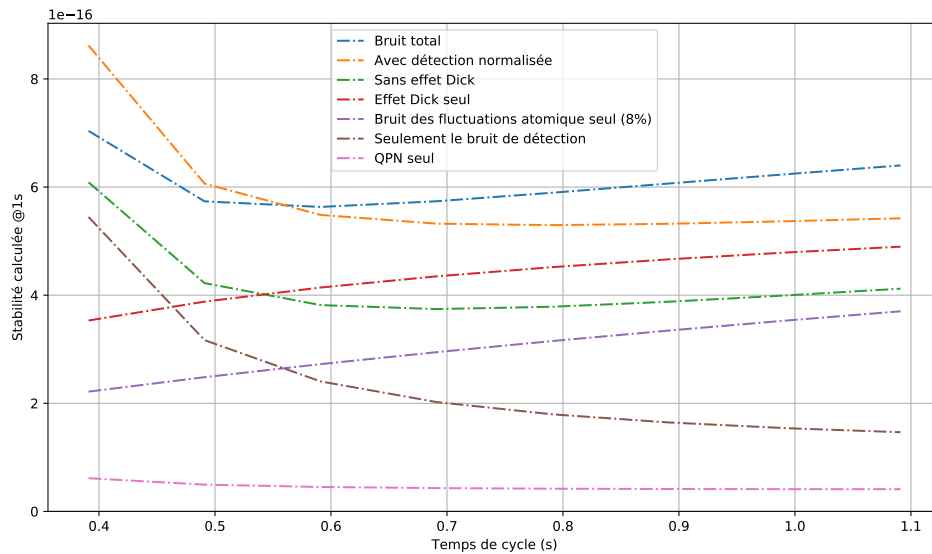


FIGURE 3.26 – Analyse de la stabilité de l’horloge et des différentes participations de bruit pour un pulse Rabi de 180 ms

Il est important de signaler qu’un pulse de 180 ms bien que prometteur est assez difficile à mettre en place. La partie suivante présente d’ailleurs des résultats obtenus pour un pulse d’horloge plutôt proche des 100 ms. La conclusion de cette partie se concentre essentiellement sur le modèle 3.25 obtenu pour un pulse Rabi de 120 ms.

L’analyse de ces trois figures permet de tirer plusieurs enseignements. Il est important de ne pas perdre de vue les capacités expérimentales du dispositif. Ainsi, dans un premier temps, on peut noter qu’un temps de cycle autour de 0.5 seconde semble assez prometteur. Le fonctionnement de l’horloge avec une telle durée de cycle est techniquement maîtrisé et garantit une stabilité proche de l’optimum. On peut également noter l’intérêt d’une détection normalisée. Elle permet un bon compromis entre une amélioration de la stabilité tout en augmentant légèrement le temps de cycle.

Enfin, comme il le sera présenté dans la partie 6.3.2, des mesures synchrones permettent de diminuer l’effet Dick et ainsi de garantir une stabilité améliorée également.

3.4.2 Mesures de stabilité sur l'horloge mercure

Après ces considérations théoriques, j'ai pu à la fin de ma thèse accéder à la meilleure stabilité jamais mesurée pour l'horloge mercure, comme présenté en figure 3.27.

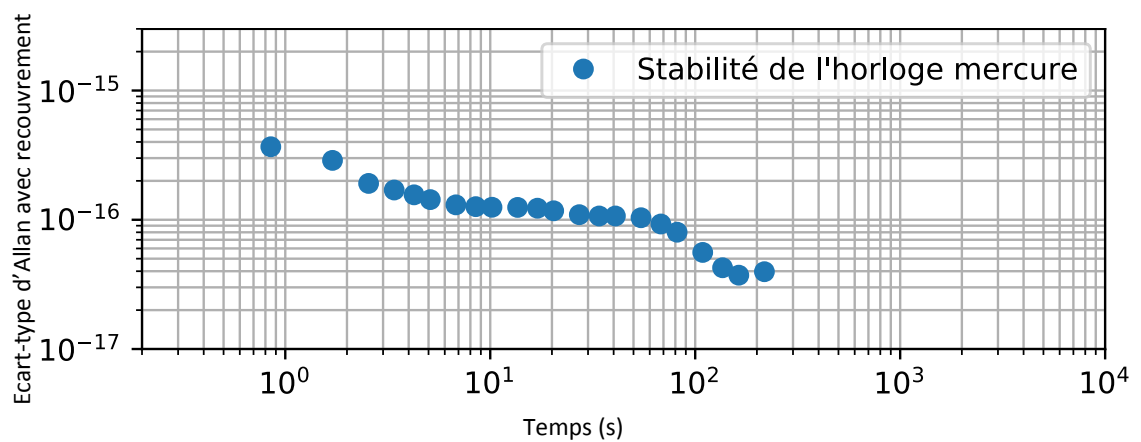


FIGURE 3.27 – Analyse de la stabilité de l'horloge et des différentes participations de bruit pour un pulse Rabi de 180 ms

Cette valeur légèrement supérieure à 3×10^{-16} rendue possible grâce au 2D-MOT a permis à l'horloge mercure, dans le cadre de campagne de mesures à l'échelle européenne (voir chapitre 6), de participer à la détermination du ratio de fréquence Hg/Sr et Hg/Yb⁺ avec l'horloge allemande de la PTB, comme l'illustre la figure 3.28 qui représente l'écart-type d'Allan de la mesure du ratio.

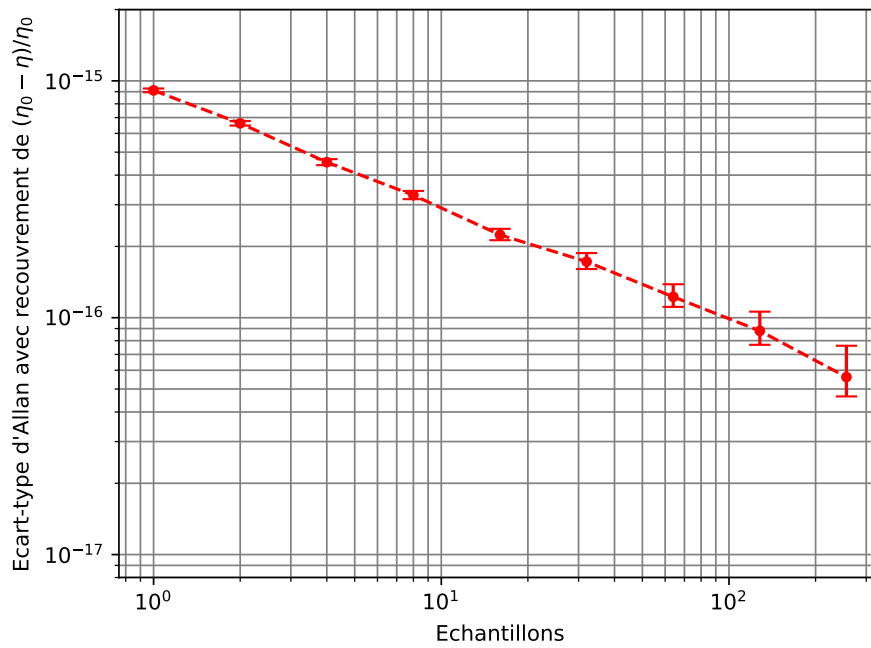


FIGURE 3.28 – Analyse de la stabilité de l’horloge et des différentes participations de bruit pour un pulse Rabi de 180 ms

Cette figure illustre l’importance de la stabilité, qui a permis d’atteindre des incertitudes statistiques dans la gamme du 10^{-17} en un temps beaucoup plus faible.

Chapitre 4

Mesures de temps de vie et limites fondamentales de l'horloge mercure

Nous avons évoqué dans le chapitre précédent une des limites des horloges optiques, à savoir les bruits fondamentaux. Un autre aspect à prendre en compte concerne les atomes piégés et plus particulièrement la durée de vie de leur état

4.1 Temps de vie et modèle de l'atome à deux niveaux

4.1.1 Temps de vie dans les horloges optiques

Les temps de vie des états atomiques ont motivé de nombreuses recherches, [77], [78] dans des domaines différents, que ce soit en physique des particules, en physique atomique, ou en métrologie. On peut définir le temps de vie comme la durée pendant laquelle l'atome restera dans son état excité. Il retrouve ensuite son état fondamental.

Dans le cadre de l'horloge mercure, il est important de définir de quel temps de vie nous parlons. Comme présenté en partie 2.1.2, on peut parler par exemple du temps de vie du 3D-MOT. Ce temps de vie dont on a donné les caractéristiques, donne des informations précises sur l'horloge mais n'est pas le seul temps de vie important.

La durée de vie des atomes dans le réseau optique est également fondamentale. En effet, on sait qu'on interroge les atomes une fois ceux-ci piégés dans le réseau. Le fait que le temps de vie soit limité dans le réseau limite le temps d'interrogation dont on a vu qu'il était directement corrélé à la stabilité de l'horloge. Ainsi la figure 4.4 présente l'évolution du nombre d'atomes dans l'état excité dans le réseau.

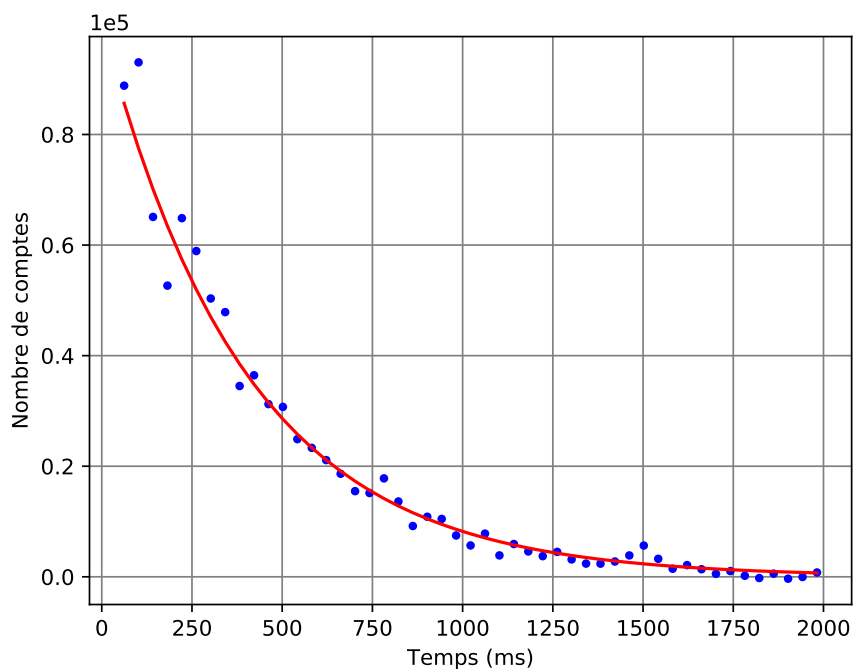


FIGURE 4.1 – Temps de vie des atomes dans le réseau optique

On peut modéliser la courbe par une exponentielle décroissante, qui renseigne un temps de vie de l'ordre de 250 ms. Cette durée de 250 ms nous incite clairement à ne pas interroger les atomes pendant un temps trop long. Il y a en effet un risque que le nombre d'atomes change au cours de l'interrogation, ce qui diminue le rapport signal à bruit et dégrade donc la stabilité de l'horloge. On retrouve ainsi le fait évoqué en partie 2.2.2 que le temps d'interrogation ne peut être augmenté sans prendre des précautions expérimentales.

Cependant, on peut imaginer piéger beaucoup plus d'atomes dans le réseau et donc pouvoir contrecarrer (du moins en partie) les effets du temps de vie limité des atomes dans le réseau. Mais alors un autre temps de vie rentre en ligne de compte : le temps de vie des atomes dans l'état 3P_0 de la transition d'horloge. En effet, bien qu'un pulse d'interrogation long garantisse un spectre de largeur plus fine et donc une meilleure discrimination de la fréquence, il faut prendre en compte la durée de vie de l'état excité. Plus cette durée de vie sera élevée, plus les atomes pourront être interrogés longuement. En revanche, une durée de vie plus courte impose nécessairement une limite pour l'horloge mercure.

Avant de poursuivre sur les mesures que nous avons mis en oeuvre, il est important pour la suite de se rendre compte qu'une mesure de temps de vie est difficile, que ce soit dans sa réalisation, mais aussi sur l'incertitude qui est engendrée ainsi des incertitudes de l'ordre du pourcent sont considérées comme extrêmement précises. Dans le domaine des horloges, les temps de vie sont prédits par des calculs théoriques ou mesurés directement, [79], et notamment pour le mercure [80], [81], [82], [83].

Travailler avec des incertitudes fréquentielles dans la gamme de 10^{-17} ne veut donc certainement pas dire qu'on attend des incertitudes similaires sur les mesures de temps de vie.

4.1.2 Modèle à deux niveaux

Dans la suite de chapitre, nous allons considérer les deux niveaux d'horloge 1S_0 et 3P_0 pour déterminer la durée de vie de l'état excité et donc nous placer dans le modèle de l'atome à deux niveaux.

Considérons à nouveau $|g\rangle$ et $|e\rangle$ les niveaux fondamentaux et excités. On peut alors écrire les équations régissant l'évolution des populations des états atomiques.

$$\frac{dN_e}{dt} = -\Gamma N_e - \Gamma'_{col} N_e \quad (4.1)$$

pour l'état excité et

$$\frac{dN_g}{dt} = \Gamma N_e - \Gamma_{col} N_g \quad (4.2)$$

pour l'état fondamental.

Où N_e et N_g sont les populations atomiques dans les niveaux respectifs, Γ représente la largeur naturelle de transition et Γ'_{col} et Γ_{col} sont les temps de vie liés aux collisions dues aux gaz résiduels pour les états 3P_0 et 1S_0 respectivement.

Ces deux équations relient les populations atomiques dans les deux niveaux considérés. A l'état initial, l'état 3P_0 est peuplé (comme on peut l'observer en figure 4.2 où sera présentée la séquence mise en place pour ces mesures de durée de vie) et deux phénomènes participent donc à vider l'état : La décroissance vers l'état 1S_0 (associée à Γ) et les collisions dues aux gaz résiduels (associées à Γ'_{col}).

La décroissance vers l'état 1S_0 participe donc au peuplement de cet état mais à nouveau il faut prendre en compte les collisions dues aux gaz résiduels (Γ_{col}) qui le dépeuplent. La grandeur qui nous intéresse en premier lieu est donc l'évolution des populations dans

l'état fondamental. Cette évolution va nous permettre en effet de remonter au temps de vie des atomes dans l'état excité.

Les deux équations 4.1 et 4.2 forment un système dont on peut extraire la solution $N_g(t)$:

$$N_g(t) = \frac{N_0\Gamma}{\Gamma + \Gamma'_{col} - \Gamma_{col}} e^{-\Gamma_{col}t} \left[1 - e^{-(\Gamma + \Gamma'_{col} - \Gamma_{col})t} \right] \quad (4.3)$$

En première approximation, j'ai décidé de considérer Γ'_{col} et Γ_{col} comme égaux. Dans la suite de ce chapitre, plusieurs cas seront étudiés où les temps de vie liés aux collisions avec les gaz résiduels ne seront pas égaux.

Ainsi, dans l'approximation $\Gamma'_{col} = \Gamma_{col}$, l'expression 4.3 devient :

$$N_g(t) = N_0 e^{-\Gamma_{col}t} \left[1 - e^{-\Gamma t} \right] \quad (4.4)$$

Dans le cadre de l'horloge mercure nous avons donc dû adapter notre cycle d'horloge pour pouvoir mesurer les populations dans l'état fondamental.

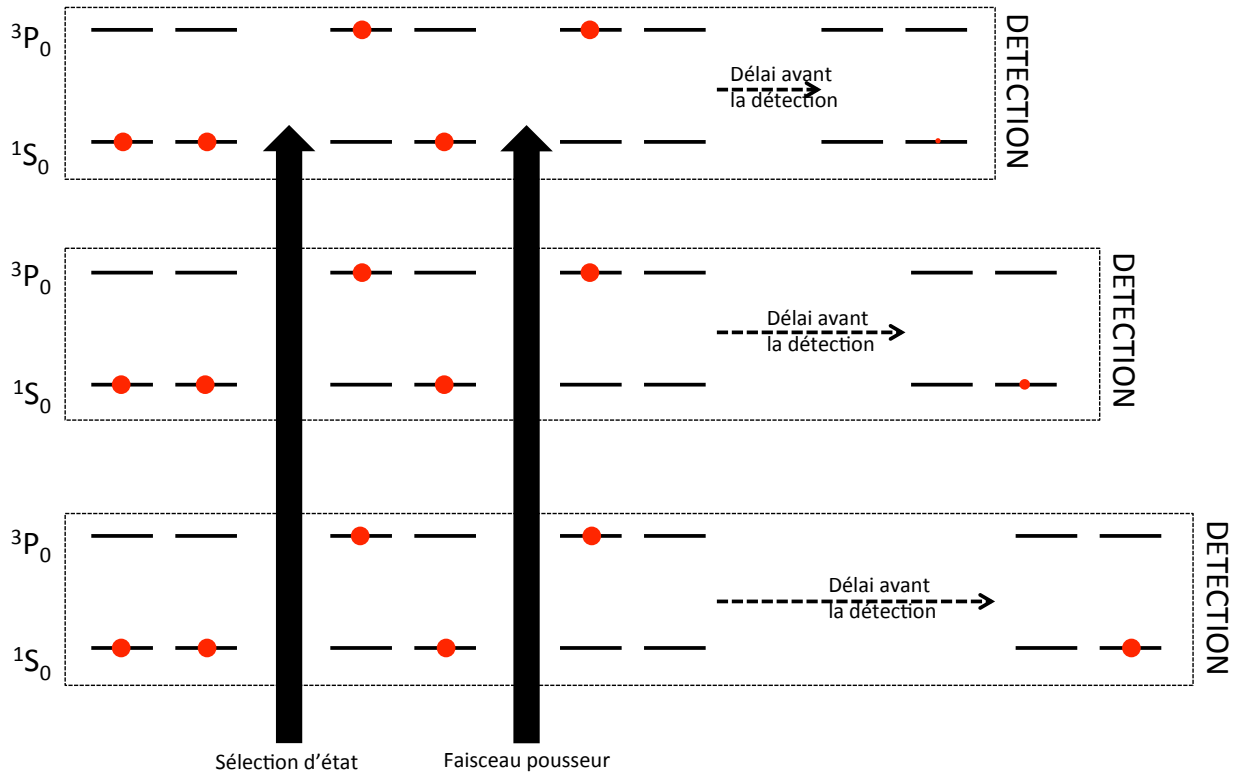
4.2 Mesures de temps de vie

Les mesures de temps de vie ont été rendues possibles grâce à l'implémentation du 2D-MOT. Au début de ma thèse, mesurer les populations dans l'état fondamental ne permettait pas de déterminer le temps de vie de l'état excité. En effet, le nombre d'atomes dans l'état excité était beaucoup trop faible et ne pouvait pas compenser la dépopulation naturelle de l'état fondamental.

4.2.1 Principe de mesure

D'un point de vue qualitatif, l'état fondamental 1S_0 est en proie à deux phénomènes concurrents. D'un côté l'état se dépeuple naturellement du fait de l'influence des gaz résiduels, et de l'autre il se peuple suite à la décroissance des atomes de l'état excité. Ce peuplement, directement lié à Γ dépend par conséquent du nombre d'atomes piégés dans cet état. Plus ce nombre est important, plus l'état 1S_0 peut se peupler par décroissance. Le 2D-MOT qui a permis de multiplier par un facteur supérieur à trois le nombre d'atomes a donc augmenté le nombre d'atomes initial et le nombre d'atomes détectés. Par conséquent, le signal a été augmenté lui aussi, à tout moment de la décroissance.

Le cycle d'horloge précédemment décrit dans la partie 2.2.2 a été modifié comme suit pour permettre de mesurer les atomes dans l'état fondamental :

FIGURE 4.2 – Séquence de mesure du temps de vie de l'état 3P_0

On commence à nouveau par un mélange des sous-niveaux Zeeman $+1/2$ et $-1/2$ dans l'état 1S_0 . L'impulsion de sélection en présence d'un champ magnétique envoie un des deux sous-niveaux dans l'état 3P_0 et le faisceau pousseur "libère" l'état 1S_0 . On se retrouve alors dans la même situation qu'un cycle d'horloge dit "classique". La différence de cette mesure vient du fait qu'il n'y a pas besoin d'un pulse d'horloge.

Une fois dans la situation (c), les atomes sont donc dans l'état excité. Il faut alors imager l'état fondamental via le pulse de détection qu'on applique immédiatement. On détecte alors le nombre d'atomes dans l'état fondamental. La seconde étape consiste alors à décaler le pulse de détection pour suivre l'évolution temporelle du nombre d'atomes dans l'état fondamental.

Ce décalage du pulse de détection nous fournit des données d'évolution temporelle, que l'on présente en figure 4.3

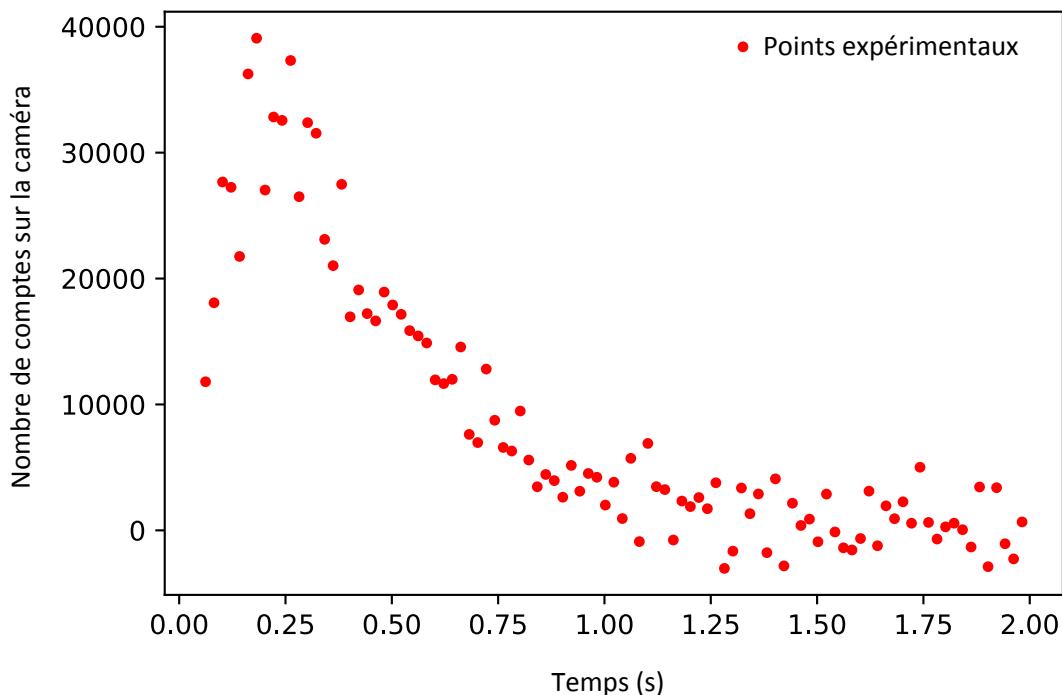


FIGURE 4.3 – Mesure de la population atomique dans l'état fondamental 1S_0

On remarque alors deux phases dans le graphe. Une première phase où la population atomique augmente, ce qui correspond aux atomes provenant de l'état 3P_0 . C'est cette première partie qu'il est désormais possible d'observer grâce aux apports du 2D-MOT. La deuxième phase présente un profil plus familier qui correspond à la décroissance de population dans l'état 1S_0 à cause des gaz résiduels.

Cette première mesure a soulevé plusieurs questions sur des détails expérimentaux. Dans la figure 4.2 qui décrit la séquence de mesure, on peut légitimement se demander "quand" commence la mesure. En effet, le pulse de détection venant après l'emploi du faisceau pousseur, il a donc fallu s'intéresser au laps de temps entre la fin du faisceau pousseur et la détection, ainsi qu'à la durée du faisceau pousseur.

La définition de l'origine des temps pour la mesure du temps de vie sera développée dans la section suivante.

4.2.2 Première détermination du temps de vie

Après l'obtention du profil présenté en figure 4.3, il a fallu tester l'influence de différents paramètres sur l'évolution des populations atomiques dans l'état 1S_0 . Cette partie

s'organise chronologiquement en suivant nos approches face à ces mesures de temps de vie.

En premier lieu, il était intéressant de visualiser cette évolution des populations pour différents nombres d'atomes piégés dans le réseau. La figure 4.4 montre l'influence de la profondeur du réseau et donc du nombre d'atomes sur l'évolution des populations :

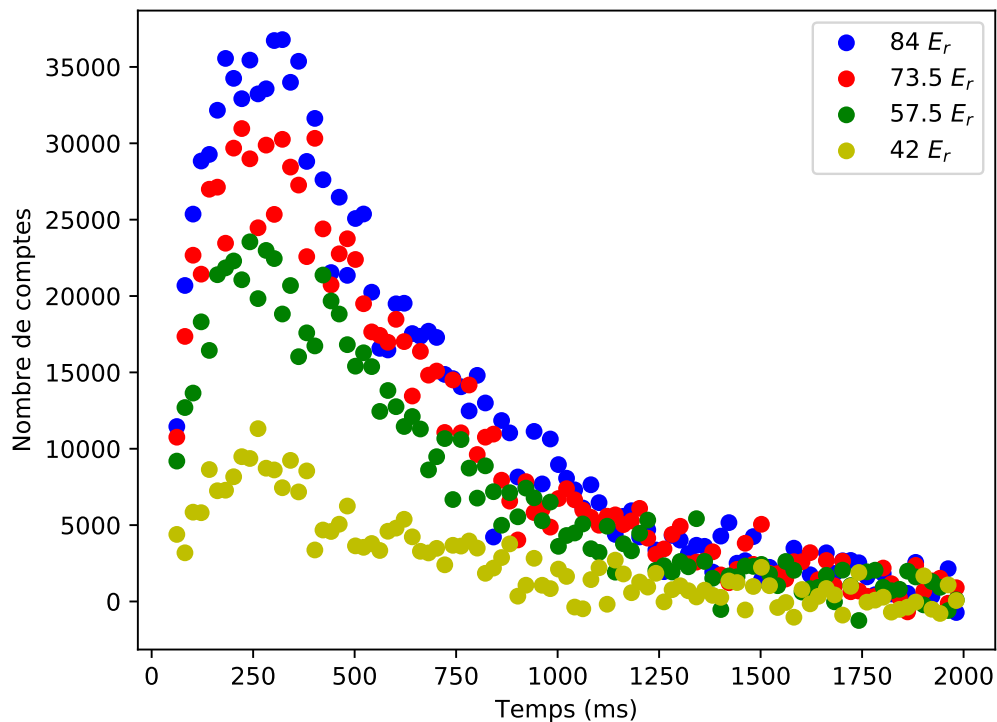


FIGURE 4.4 – Mesure de la population atomique dans l'état fondamental 1S_0 pour différentes profondeurs de piégeage

Cette courbe illustre clairement la dépendance en N_0 qui était présente dans l'équation 4.6. Notre première démarche a donc été de normaliser le nombre d'atomes pour nous affranchir de cette dépendance. Une fois le paramètre N_0 sorti de l'équation, cela permet de n'avoir que deux paramètres : Γ et Γ_{col} .

Munis de cette quantité N_0 , nous avons alors comparé les différentes évolutions des populations atomiques dans l'état 1S_0 . Ces résultats normalisés sont présentés en figure 4.5

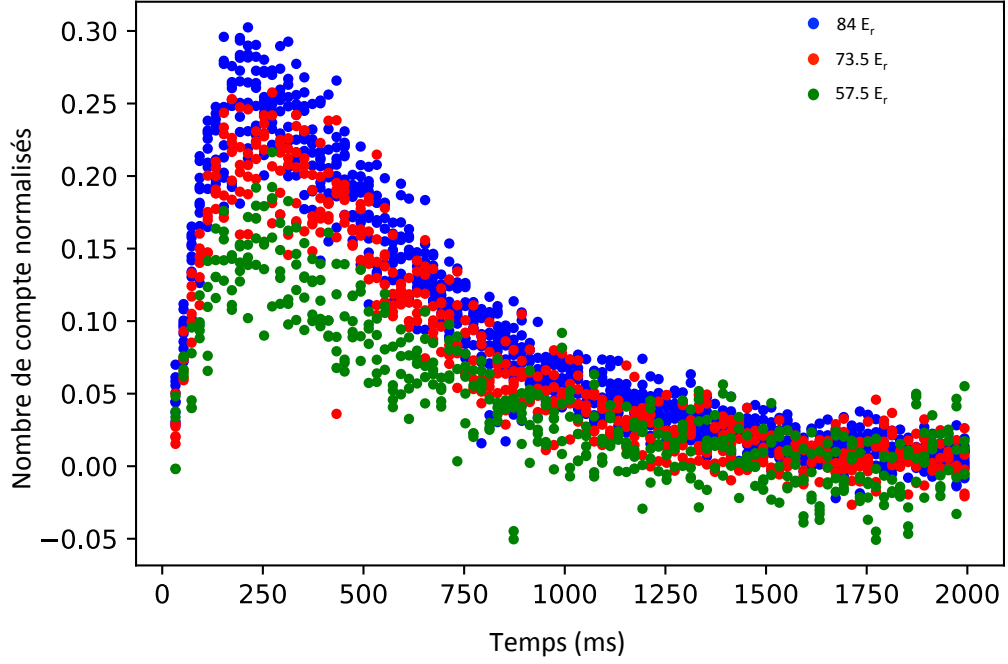


FIGURE 4.5 – Mesure de la population atomique dans l'état fondamental 1S_0 pour différentes profondeurs de piégeage avec normalisation du nombre d'atomes

Malgré une normalisation en fonction du nombre d'atomes N_0 , on remarque à nouveau une dépendance en fonction de la profondeur du réseau. Avant de passer à la modélisation de ces courbes, nous avons donc adapté notre modèle 4.6 en introduisant un terme relatif à la profondeur de piégeage dans le réseau [84].

Ainsi, le terme Γ qui correspondait à la durée de vie de l'état excité a été séparé en deux composantes :

$$\Gamma = \Gamma_0 + \gamma_l U \quad (4.5)$$

Où U représente la profondeur du réseau exprimée en énergie de recul, γ_l est le taux de décroissance associé au réseau et Γ_0 représente le temps de vie de l'état excité, indépendant du piégeage. On peut donc écrire :

$$N_g(t) = N_0 e^{-\Gamma_{col} t} \left[1 - e^{-(\Gamma_0 + \gamma_l U)t} \right] \quad (4.6)$$

La modélisation va alors se faire en deux étapes. Dans un premier temps, le paramètre Γ sera laissé en tant que tel, sans sa décomposition précédemment évoquée. Dans

un second temps, avec différentes valeurs de Γ ainsi rassemblées, un fit linéaire sera alors possible en fonction de la profondeur du réseau pour déterminer à la fois γ_l et Γ_0 .

La figure 4.6 utilise le modèle présenté en 4.6 indépendant de la profondeur du réseau pour modéliser les mesures réalisées et ainsi présenter à la fois les différentes valeurs de Γ obtenues mais aussi les valeurs de Γ_{col} :

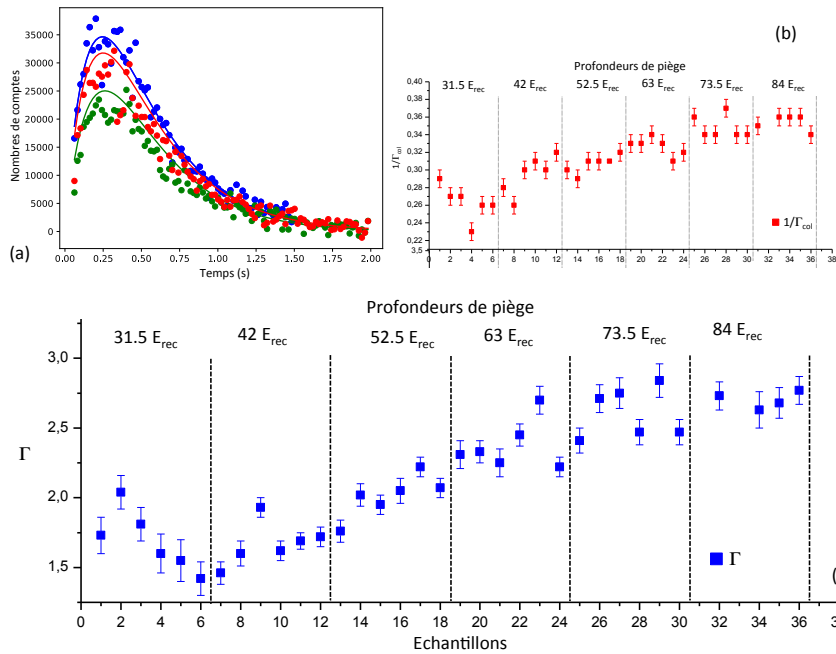


FIGURE 4.6 – Mesure de la population atomique dans l'état fondamental 1S_0 pour différentes profondeurs de piégeage avec normalisation du nombre d'atomes (a) ; Valeurs de $1/\Gamma_{col}$ en fonction des différentes profondeurs de piège (b) ; Valeurs de Γ en fonction des différentes profondeurs de piège (c)

Par souci de clarté, seuls quelques échantillons ont été modélisés en (a). La partie (b) rassemble les valeurs de $1/\Gamma_{col}$ pour différentes profondeurs de piège. Dans la suite de cette partie, nous avons considéré que les variations étaient suffisamment faibles pour ne pas avoir d'influence sur le temps de vie. Enfin, la partie (c) de la figure recueille les différentes valeurs de Γ dont on peut en première approximation dégager une tendance.

En effet, plus le réseau est profond, plus Γ semble augmenter. Pour vérifier cette tendance, nous avons à de nombreuses reprises, pour une profondeur de piège donnée et

constante, dégagé Γ des mesures des populations comme précédemment. La figure 4.7 représente l'évolution de Γ en fonction de la profondeur du réseau :

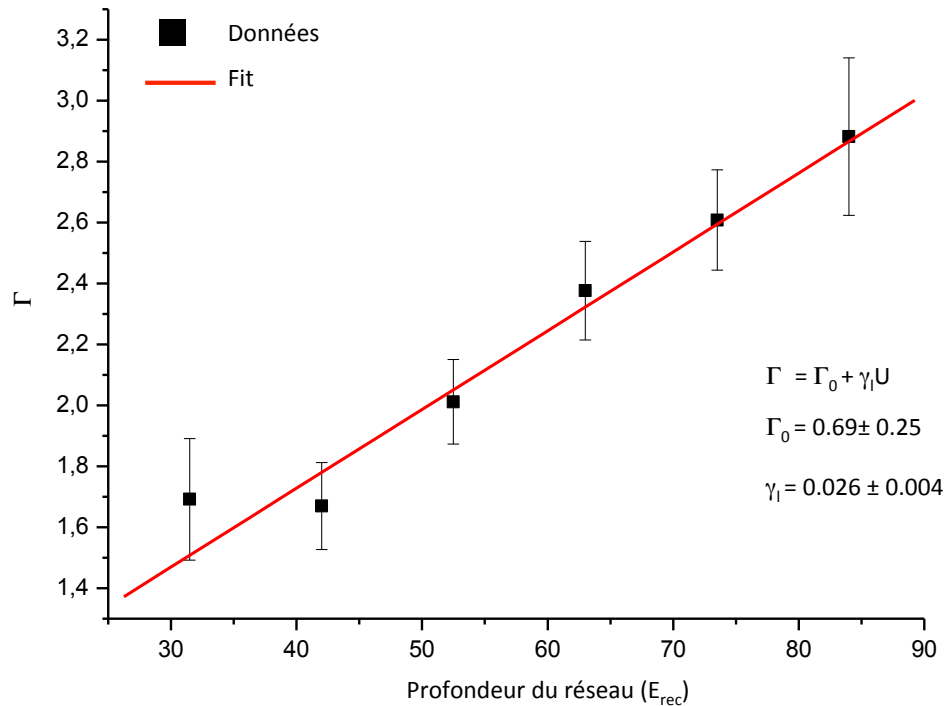


FIGURE 4.7 – Évolution de Γ en fonction de la profondeur de piège U . Modélisation des deux paramètres Γ_0 et γ_1 tels que $\Gamma = \Gamma_0 + \gamma_1 U$.

Cette première modélisation nous permet d'obtenir une première valeur du temps de vie (indépendant du réseau) par l'intermédiaire de Γ_0 . On obtient ainsi $\tau_e = 1.44s \pm 0.52$.

Plusieurs questions se sont alors posées. Dans un premier temps nous nous sommes interrogés sur la reproductibilité de ces mesures. Pour la vérifier, nous avons d'abord mesuré à de nombreuses reprises ces temps de vie. Ensuite, nous avons voulu vérifier que les mesures qui semblaient reproductibles n'étaient pas affectées d'un biais dans la mesure.

Une première étape a consisté à changer la pression au sein de l'enceinte à vide. Nous avons pour cela augmenté le courant traversant le module Peltier dans le but de diminuer la température de la source de mercure et ainsi diminuer la pression au sein de l'enceinte à vide. Les effets de cette baisse de pression ne se faisant pas ressentir après quelques jours (voir figure 4.8), cela a confirmé notre choix d'utiliser une pompe turbomoléculaire pour pomper l'enceinte à vide. Le pompage permettant ainsi de diminuer la

pression du mercure dans le 2D-MOT, et en conséquence, dans le 3D-MOT.

Au temps de chargement du MOT n'évoluant pas s'est ajoutée la réflexion autour d'un autre phénomène. Nous avons estimé que les collisions avec les gaz résiduels pouvaient aboutir à une participation trop importante du phénomène de perte du nombre d'atomes dans l'état 1S_0 , et ainsi nous limiter dans la mesure du temps de vie, motivant d'autant plus l'usage de la turbo pompe.

Pomper l'enceinte à vide représente donc un objectif double. D'une part nous avons changé les conditions expérimentales de l'environnement des atomes de mercure, et d'autre part, ce pompage a permis d'augmenter significativement deux paramètres importants : le temps de chargement du 3D-MOT ainsi que le temps de vie des atomes dans le réseau (voir figure 4.8). L'influence de la pression et des collisions des atomes de mercure sur ces temps de vie reste cependant très méconnue, ou tout du moins, le coefficient reliant pression et taux de collision.

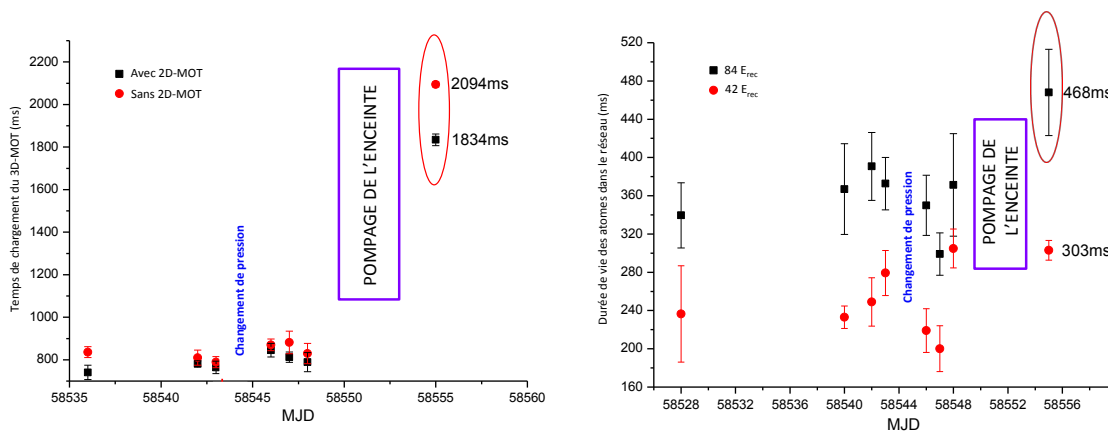


FIGURE 4.8 – Temps de chargement du 3D-MOT avec et sans 2D-MOT avant et après pompage de l'enceinte à vide (a) ; Durée de vie des atomes dans le réseau avant et après pompage (b).

Le pompage s'est fait en deux étapes. Nous n'avons pas pompé directement l'intérieur de l'enceinte à vide. Il a fallu dans un premier temps connecter la pompe à un tuyau (lui même relié à l'enceinte) et pomper le tuyau.

C'est seulement une fois ce premier pompage terminé que nous avons ouvert la valve de l'enceinte à vide, évitant ainsi l'intrusion de l'air ambiant dans l'enceinte à vide. C'est

durant cette deuxième étape que nous vérifions à intervalles réguliers l'évolution du temps de chargement du 3D-MOT. Quelques jours de pompage ont permis d'atteindre un temps de chargement d'environ deux secondes.

Une fois le pompage terminé et la pression au sein de l'enceinte à vide proche de 10^{-9} mbar, nous avons mesuré à nouveau le temps de vie des atomes. La figure 4.9 recense toutes les mesures de durée de vie réalisées avant et après pompage.

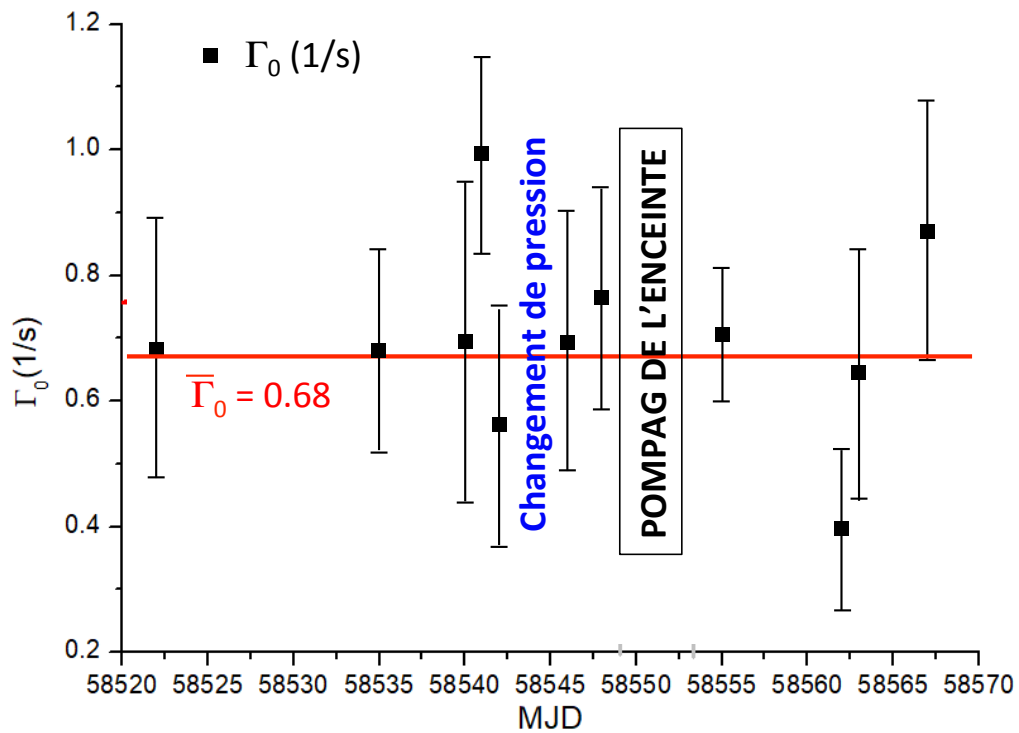


FIGURE 4.9 – Temps de vie Γ_0 pour différentes conditions expérimentales, avant et après pompage, avant et après changement de température de la source mercure

Où $\overline{\Gamma_0}$ et la ligne rouge horizontale représentent la valeur moyenne du temps de vie indépendant du réseau : $0.68 \text{ s}^{-1} \pm 0.14$ c'est à dire $1.44\text{s} \pm 0.29$.

Cette valeur est la première mesure expérimentale du temps de vie de l'état 3P_0 du mercure à l'aide de méthode de physique atomique actuelle. Le tableau 4.10 rassemble les différentes mesures de temps de vie prédites pour l'état 3P_0 du mercure :

Isotope	Bigeon et al. (1967) [85]	Hachisu et al. (2008) [16]	Porsev et al. (2017) [49]
^{199}Hg	1.7 s	12.2 s	1.31 s
^{201}Hg	2.6 s	18.1 s	1.92 s

FIGURE 4.10 – Résumé des valeurs du temps de vie du mercure publiées

La valeur mesurée au cours de ma thèse malgré une incertitude assez élevée met clairement en doute une des valeurs théoriques publiées et tend à se rapprocher des deux autres valeurs présentées dans le tableau précédent.

Il est cependant important de noter que notre première approche, que ce soit dans la modélisation ou dans la mesure, est perfectible. On pensera notamment à la grandeur Γ_{col} supposée égale pour les deux états d’horloge, mais aussi au piégeage des atomes dans le réseau.

4.2.3 Limite du modèle

Cette partie s’attache aux limites du modèle évoqué ci-avant. Une première approximation a été choisie pour les grandeurs Γ_{col} et Γ'_{col} supposées égales indépendamment des états 1S_0 ou 3P_0 , mais nous avons aussi négligé la façon dont les atomes étaient piégés dans le réseau.

Dans un premier temps, nous avons décidé de revoir la modélisation des données en utilisant la formule 4.3 où $\Gamma_{col} \neq \Gamma'_{col}$. En considérant ces deux taux comme étant différents, nous avons procédé à la mesure de Γ_{col} dans un premier temps. Pour cette mesure, nous avons choisi différentes profondeurs du réseau pour observer l’évolution de ce taux de décroissance. Ces mesures sont rassemblées dans la figure 4.11 représentées par les points verts. Ces mesures étant faites, j’ai à nouveau considéré le modèle 4.3 en laissant Γ_{col} et Γ'_{col} en tant que paramètres libres. Le but de cette procédure est de vérifier notre hypothèse initiale et voir si l’approximation $\Gamma_{col} = \Gamma'_{col}$ était fondée. La figure 4.11 présente ces résultats.

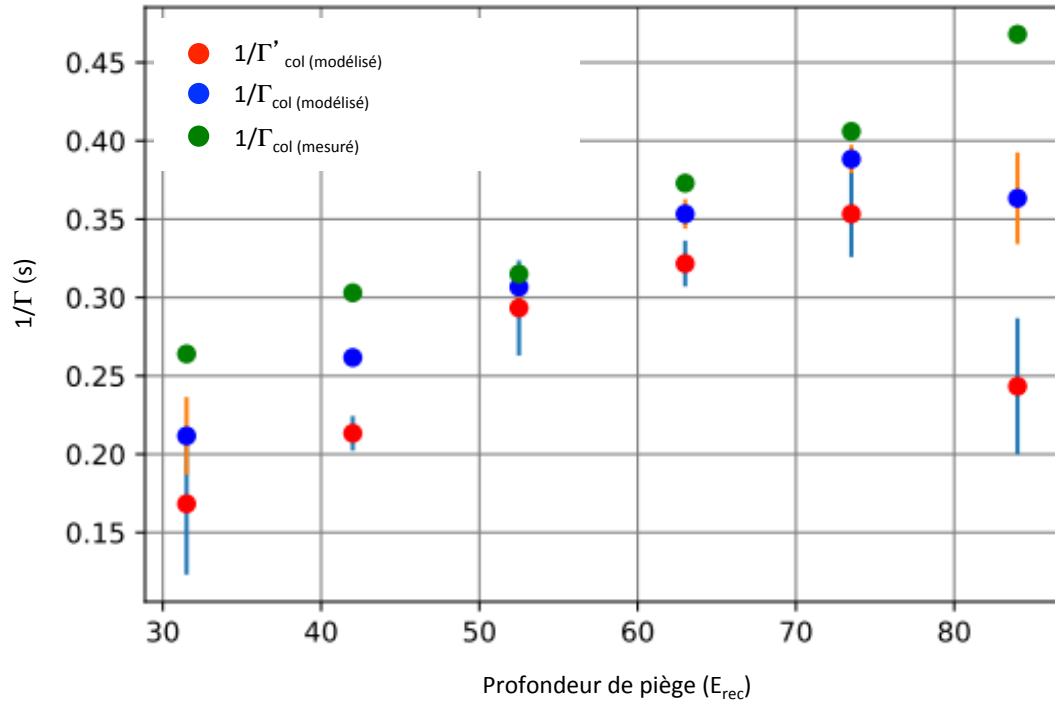


FIGURE 4.11 – Évolution des quantités $1/\Gamma_{col}$ et $1/\Gamma'_{col}$ en fonction de la profondeur du réseau. On représente également la mesure de $1/\Gamma_{col}$

La figure présente l'évolution des taux de décroissance en fonction de la profondeur du piège. En vert comme expliqué précédemment, est représentée la mesure réalisée de Γ_{col} . Pour chaque profondeur de piège équivalente, on a représenté les résultats de modélisation pour Γ_{col} et Γ'_{col} (respectivement en bleu et en rouge sur le graphique). On remarque alors un accord entre les données, pour chaque profondeur de piège. Dans un premier temps on remarque donc que la mesure de Γ_{col} et la modélisation de Γ_{col} donnent des valeurs proches, et dans un second temps on peut donc en conclure que l'approximation $\Gamma_{col} = \Gamma'_{col}$ était justifiée.

Cette figure montre cependant un problème dans la modélisation du terme de décroissance collisionnel ($1/\Gamma_{col}$). En effet, pour une grande profondeur de piège, les valeurs modélisées s'éloignent grandement de la valeur mesurée. Cela permet d'introduire notre seconde interrogation sur notre modélisation et nos mesures de temps de vie : notre connaissance quant au piégeage des atomes dans le réseau.

Si l'on considère notre réseau optique comme une succession de puits de potentiels dans

lesquels sont piégés les atomes, schématiquement, les atomes au fond du piège ne ressentent pas la même intensité que ceux en "haut" du piège. C'est dans cette optique que nous avons voulu tester de piéger les atomes de façon plus sélective au sein du réseau. Notre approche a consisté à modifier la séquence d'horloge pendant laquelle étaient piégés les atomes.

Pour cela, au lieu d'avoir une profondeur de piège constante, nous avons dans un premier temps abaissé cette profondeur de piège d'une quantité contrôlée pour faire s'échapper les atomes les plus chauds du piège, puis dans un second temps nous avons augmenté à nouveau la profondeur du piège jusqu'à la quantité souhaitée. La distribution des vitesses est alors contrôlée à l'aide de cette "rampe" imposée au réseau optique qui est décrite schématiquement en figure 4.12 :

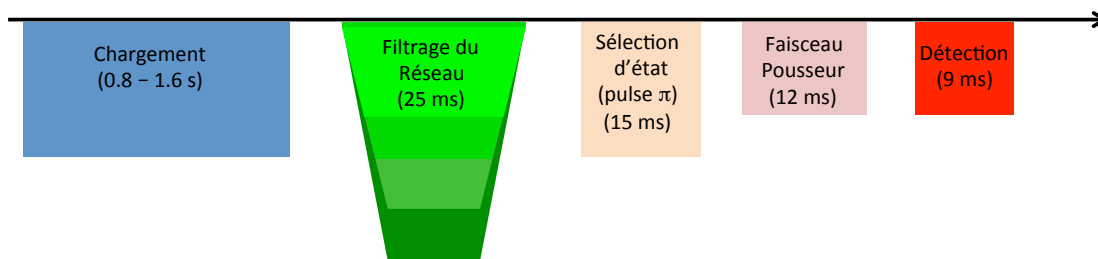


FIGURE 4.12 – Schéma du cycle d'horloge modifié pour filtrer les atomes au sein du réseau

Cette nouvelle configuration est d'une durée totale de 36 ms. Ce délai, comme évoqué précédemment sur l'instant défini comme $t=0$, n'a que peu d'influence sur la mesure du temps de vie. Les teintes de vert sur la figure 4.12 représentent l'étape dite de filtrage qui permet de sélectionner les atomes les plus froids.

Ces teintes de vert plus ou moins profondes symbolisent à quel point le filtrage est important. Schématiquement, les atomes remplissent le piège, la rampe de tension est appliquée, changeant la profondeur de réseau et chassant les atomes les plus chauds, puis cette rampe détermine où le piégeage final est exécuté. L'idée est d'avoir pour chacune des profondeurs de pièges décrites dans la partie 4.2.2 des atomes les plus froids possibles.

On représente en figure 4.13 le résultat d'une mesure de temps de vie après application d'une rampe de tension pour filtrer les atomes :

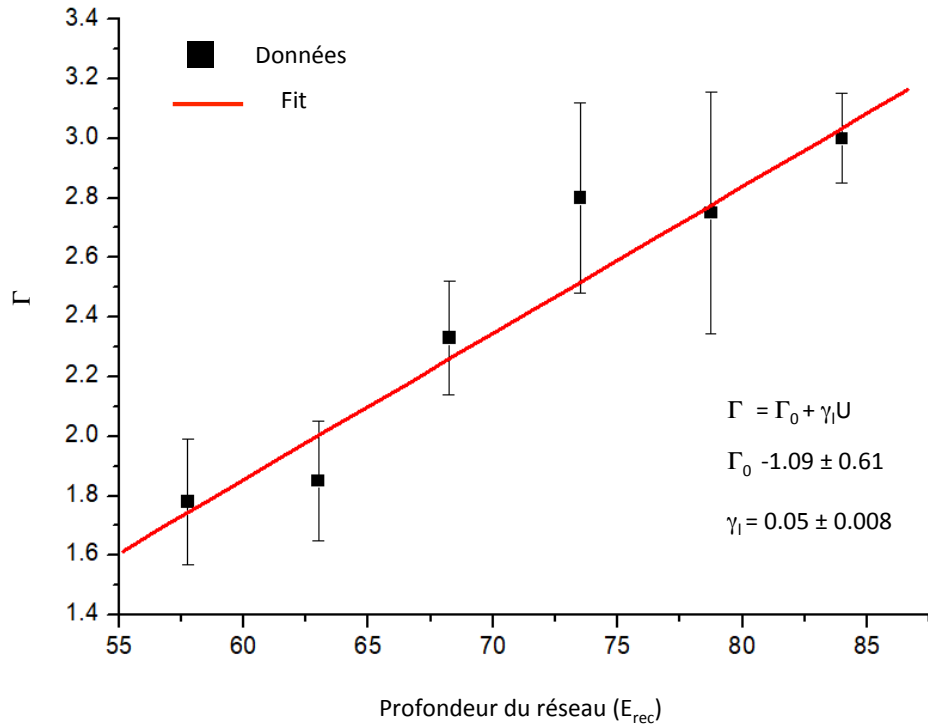


FIGURE 4.13 – Évolution de Γ en fonction de la profondeur de piège U après filtrage des atomes. Modélisation des deux paramètres Γ_0 et γ_l tels que $\Gamma = \Gamma_0 + \gamma_l U$

Les résultats de cette modélisation ont montré leur limite : on obtient en effet un temps de vie négatif. Plusieurs raisons peuvent expliquer ce résultat insatisfaisant, une complexification du modèle en incluant des termes non linéaires est envisagée pour tenter de comprendre les phénomènes dûs au filtrage des atomes les plus chauds.

Chapitre 5

Effets systématiques et bilan d'incertitude

Dans les chapitres précédents avait été évoquée et présentée la notion de stabilité, fondamentale dans le monde des horloges. Le concept de transition atomique doit être vu comme la définition mathématique d'une droite ou d'un point. Ces objets peuvent être représentés dans l'esprit mais les tracer est en réalité impossible. Il en va de même pour les transitions atomiques. On peut les considérer concernant un atome unique, isolé, ne subissant aucune perturbation extérieure. Dans la réalité cependant, comme nous l'avons vu précédemment, l'environnement des atomes, leur piégeage, provoque des perturbations de la transition atomique. Ce chapitre se concentre sur ces perturbations, leur quantification et sur l'exactitude de l'horloge.

5.1 Mesures d'effets systématiques dans les horloges

5.1.1 Les effets systématiques et leurs conséquences

On appelle effet systématique un effet qui déplace la transition de l'horloge de sa définition. En effet, comme présenté précédemment, les atomes n'étant pas parfaitement isolés au sein de l'horloge, toute perturbation, tout changement de leur environnement a une influence directe sur la valeur de la fréquence de transition.

Ces effets systématiques peuvent se décomposer en plusieurs catégories. On recense des effets dus aux perturbations environnementales (comme les champs magnétiques ou électriques qui s'appliquent au sein du dispositif expérimental), des effets dus à l'architecture expérimentale (comme les phénomènes de transitoire de phase dans les AOM [86], ou de délais d'asservissement), et enfin des effets de physique fondamentale liées aux problématiques de gravité par exemple.

Dans le monde des horloges atomiques, le travail sur les effets systématiques consiste à imaginer, identifier, les perturbations extérieures qui décalent la transition d'horloge. Ces perturbations peuvent alors être mesurées, et on essaie de les supprimer ou tout du moins de réduire leur impact sur l'horloge. Lorsqu'il n'est pas possible de supprimer entièrement les effets des perturbations sur l'horloge, nous devons alors calculer avec une grande exactitude les changements induits sur la fréquence de transition.

Les effets environnementaux évoqués précédemment constituent la majorité des effets systématiques auxquels j'ai eu à faire pendant ma thèse. Ils peuvent être mesurés expérimentalement ou bien estimés théoriquement (voir partie 5.3 et 5.2). Dans les deux cas, leur connaissance permet de déterminer la composante ϵ introduite en partie 1, qui correspond à l'exactitude de l'horloge. Ce chapitre se consacrera à l'étude des forces de la nature qui s'appliquent à l'horloge mercure tandis qu'un bref paragraphe évoquera l'influence du "redshift" gravitationnel dans les mesures d'horloge.

Pour résumer, étudier un effet systématique, c'est déterminer l'offset de fréquence qu'il cause sur la transition d'horloge. Une fois les mesures d'horloges réalisées, il est alors possible d'appliquer une correction a posteriori. Cette correction a pour but de fournir une fréquence de transition correspondant à la situation théorique sans aucune perturbation extérieure. A chacune de ces corrections fréquentielles est associée une incertitude en fréquence. La somme quadratique de toutes ces incertitudes fournit ce qu'on appelle l'exactitude de l'horloge.

5.1.2 Principe de mesure

Les horloges optiques, du fait de leur grande exactitude sont des dispositifs capables de déceler d'infimes perturbations environnementales. Cependant, pour pouvoir les quantifier, il convient de les identifier. Identifier une perturbation environnementale, c'est être sûr qu'un phénomène physique et lui seul influe sur la transition d'horloge. Un exemple simple déjà évoqué précédemment consiste à imaginer deux horloges identiques dans des conditions environnementales également identiques. La seule différence entre ces deux horloges étant leur hauteur l'une par rapport à l'autre, disons quelques centimètres. Il est possible de mesurer des différences de fréquence entre ces deux horloges [87], ce qui amène à la conclusion suivante : la différence de fréquence est due à la différence de hauteur et à aucun autre phénomène, les horloges étant dans les mêmes conditions expérimentales.

Cet exemple illustre la philosophie à suivre pour non seulement mesurer l'influence d'un

effet systématique sur la transition d'horloge, mais aussi pour s'assurer que c'est bien ce seul effet systématique qui est l'unique cause de ce changement de fréquence de transition. Nous verrons dans la suite que plusieurs effets peuvent se corrélérer l'un avec l'autre.

Avant de se pencher sur le détail des mesures d'horloge réalisées, il est important de rappeler ce qui est mesuré et comment nous le mesurons. Comme présenté en partie 2.2.2, une fois les atomes préparés et sélectionnés (un des sous niveaux Zeeman), ils sont interrogés, puis détectés. Une fois ce cycle terminé, c'est l'autre composante Zeeman qui est interrogée, et le cycle continue alors, alternant de l'un à l'autre des sous-niveaux Zeeman. Le laser ultrastable est alors asservi sur la référence atomique [52]. Pour cela, nous utilisons un intégrateur digital dont le gain est calculé suivant plusieurs facteurs (décrits de façon non exhaustive en partie 3.4). Cycle après cycle, le laser est donc asservi sur la transition atomique.

Sur chaque intégrateur est appliquée une correction atomique et la moyenne entre les deux pics correspondant aux deux sous-niveaux Zeeman renseigne sur la fréquence de l'horloge. Pour une configuration d'horloge donnée, notons la (1), c'est à dire avec une série de paramètres expérimentaux donnée, on obtient une fréquence donnée, notons la ν_1 .

On pourrait croire qu'en choisissant une configuration (2) pour laquelle un unique paramètre aurait changé (de façon maîtrisée), il nous serait possible de déterminer l'effet de ce paramètre sur la transition d'horloge en comparant ν_1 et ν_2 mais ce n'est pas le cas. En effet, bien que le temps d'intégration soit directement lié à l'exactitude finale (c'est à dire, plus on intègre, meilleure est l'exactitude), on ne peut pas se permettre d'attendre trop longtemps avant de changer de configuration.

Un changement trop long pour passer de la configuration (1) à une configuration (2) nous expose à de nouveaux effets systématiques comme la dérive linéaire de la cavité ultrastable (que l'on pourrait éventuellement compenser) ou d'autres bruits stationnaires long-termes qui nous empêchent de garantir une mesure entièrement fiable. D'une façon générale dans le cadre des horloges optiques, un phénomène en mode commun d'une configuration à l'autre est apprécié, car il est compensé lorsqu'on compare ces configurations.

Le but étant de comparer deux configurations (1) et (2) ne différant que d'un unique paramètre (que nous avons changé avec minutie), la technique de mesure consiste à utiliser plusieurs intégrateurs et à procéder à des mesures entrelacées. Le terme d'entrelacement désigne dans notre cas le fait que l'on mesure de façon alternée une configuration puis une autre avec une période sur laquelle nous reviendrons dans la suite (typiquement dix

secondes). Ainsi, à chaque configuration correspond un gain qui lui est propre, et les effets à long termes sont considérés en mode commun d'une configuration à l'autre avec entrelacement des mesures.

La figure 5.1 illustre la situation où deux configurations d'horloge sont mesurées de façon entrelacées :

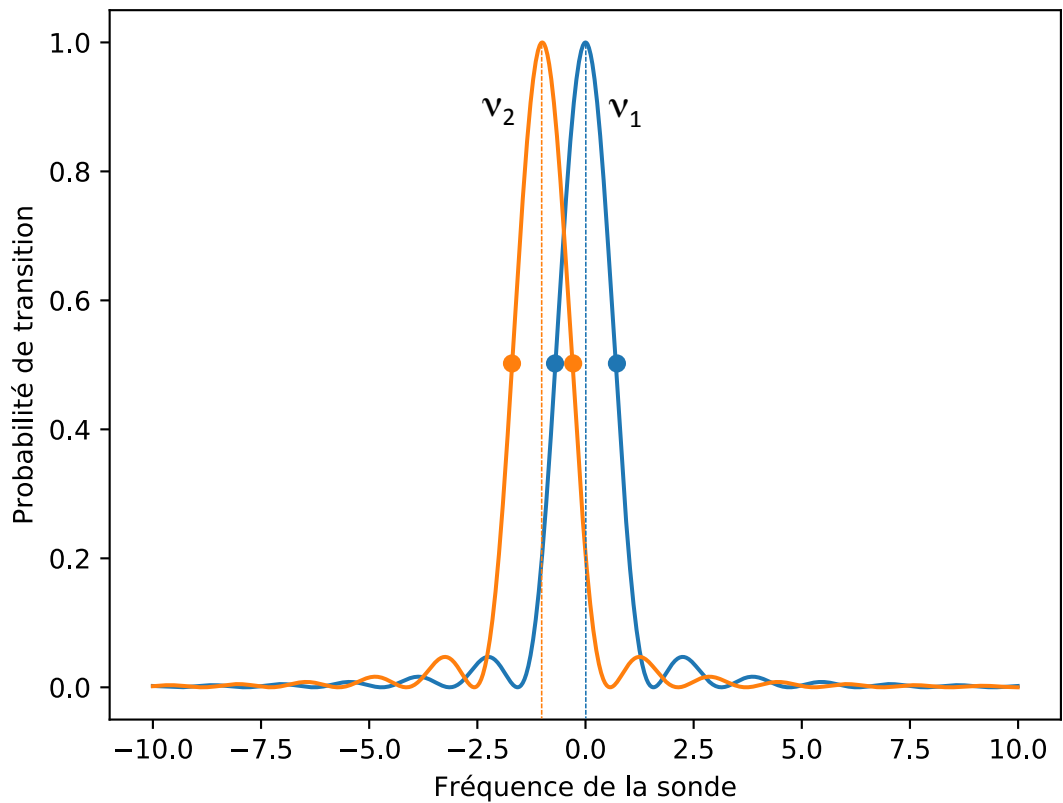


FIGURE 5.1 – Deux pics de spectroscopie correspondant à un même sous niveau Zeeman pour deux configurations différentes de l'horloge dans le cadre de mesure d'effet systématique.

Les deux pics de spectroscopie correspondent au même sous niveau Zeeman, mais pour deux configurations d'horloge différentes. En changeant un paramètre entre ces deux configurations, cela change la correction en fréquence appliquée à l'AOM utilisé pour maintenir le laser ultrastable en résonance avec les atomes de mercure. En multipliant ces changements de configurations on peut tracer l'évolution de la fréquence de l'horloge en fonction d'un paramètre donné : c'est la détermination et la caractérisation

d'un effet systématique.

Il faut cependant noter que ces mesures entrelacées ne font sens que pour des paramètres que l'on peut changer de façon quasi-immédiate. En effet, si l'on désire évaluer l'influence de la température sur la transition d'horloge, cet entrelacement ne suffit pas. Il faudrait que l'horloge thermalise d'une configuration à l'autre en un temps beaucoup trop court. Certains effets ne peuvent donc pas être déterminés par cette technique de mesures entrelacées (voir partie 5.2).

Dans le cadre de ma thèse, nous avons beaucoup utilisé cette technique de mesures entrelacées. Cependant, notre volonté de participer à des mesures de ratios de fréquence (voir le chapitre 6) couplée à l'augmentation du taux de fonctionnement (temps de fonctionnement de l'horloge sur une période de 24 heures) de l'horloge mercure nous a fait envisager et utiliser une autre technique de mesure.

Comme il sera détaillé dans le chapitre suivant, la mesure de ratios de fréquence constitue un enjeu de poids dans le monde des horloges. Tant sur le point de la réalisation technique de comparer des horloges situées à plusieurs centaines de kilomètres l'une de l'autre que sur l'aspect métrologique pour être certain des mesures réalisées. Durant ces campagnes de mesures où plusieurs laboratoires de différents pays font fonctionner leurs horloges optiques, il est possible d'utiliser ces horloges en tant que pivot pour les mesures d'effets systématiques de l'horloge mercure.

Au sein du SYRTE, il est possible de faire fonctionner conjointement l'horloge au strontium et l'horloge au mercure et mesurer les fréquences des laser ultrastables respectifs à l'aide d'un peigne de fréquence (voir partie 6.2.1). Sur toute la durée de la mesure, l'horloge strontium conserve une configuration dite nominale.

Sur l'horloge mercure, au contraire, nous faisons varier un paramètre de façon contrôlée, à plusieurs reprises. La conséquence de ce processus est la mesure d'un ratio de fréquence qui change selon les configurations de l'horloge mercure. Il est alors possible de déduire les conséquences des changements d'un paramètre sur la valeur du ratio de fréquence. Les changements sur la valeur de ce ratio sont alors uniquement dûs aux changements de configuration sur l'horloge mercure.

Cette méthode dite du pivot présente plusieurs avantages. En plus du gain de temps précieux par rapport aux données entrelacées (qui nécessitent plus de deux fois plus de temps pour atteindre une exactitude similaire), utiliser une autre horloge en tant que pivot permet de vérifier si les deux horloges mises en jeu ne présentent pas de biais sys-

tématiques que l'on n'aurait peut être pas décelé sans cette comparaison.

Cette méthode présente des limites cependant, notamment concernant les moyens mis en oeuvre pour les mesures, elle nécessite la coordination de deux horloges optiques ainsi que du peigne de fréquence optique. Dans la suite de ce chapitre, il sera précisé quel type de mesure a été utilisé.

5.2 Détermination théorique d'effets systématiques

Nous avons donc vu que la sensibilité de la transition d'horloge aux champs extérieurs représentait un enjeu majeur pour obtenir une grande exactitude. Cette partie présente deux effets systématiques prépondérants dont l'influence est déterminée de façon théorique.

5.2.1 Effets des collisions atomiques dans les horloges optiques

Comme nous l'avons vu précédemment, de nombreux atomes sont piégés dans le réseau avant d'être interrogés par le laser d'horloge. Ce grand nombre d'atomes permet un rapport signal sur bruit élevé mais augmente également les interactions entre atomes. Ces interactions atomiques ont une influence directe sur la transition atomique. Les standards de fréquence micro-onde au césium et au rubidium sont d'ailleurs limités majoritairement par ces collisions [88].

Notre but est donc de lier cette densité atomique, ce nombre d'atomes dans le réseau à la fréquence de transition. Ce problème de collisions entre les atomes peut se voir comme un problème de diffusion. Si l'on considère deux particules en interaction, le hamiltonien associé s'écrit :

$$H_{col} = \frac{p_1^2}{2m} + \frac{p_2^2}{2m} + V(r_1 - r_2) \quad (5.1)$$

Où p et r sont respectivement les opérateurs impulsion et position et où V est le potentiel créé par l'interaction entre les deux particules (avec une dépendance en $1/r^6$ de type interaction de Van der Waals). En décomposant la fonction d'onde en une somme de fonctions d'onde sphériques et d'une onde plane [89], on peut relier dans la limite des basses énergies l'influence des interactions atomiques sur l'énergie interne de l'échantillon d'atomes dans l'horloge [90],[91] :

$$E_{int} = \frac{4\pi\hbar^2}{m_{Hg}} \times a_{ij} \times n \times Nat \quad (5.2)$$

Où n représente la densité atomique et N_{at} le nombre d'atomes. Le terme a_{ij} représente la longueur de diffusion et dépend des états internes des deux atomes i et j considérés.

Lors du pulse d'horloge, les atomes passent de l'état excité $|e\rangle$ à l'état fondamental $|g\rangle$, ce qui correspond à l'absorption de N_{at} photons d'énergie $\hbar\omega_{at}$. La différence d'énergie entre les deux configurations fait intervenir les longueurs de diffusions a_{ee} et a_{gg} des deux niveaux associés et peut alors s'écrire :

$$\Delta E_{int} = \frac{4\pi\hbar^2}{m_{Hg}} \times (a_{gg} - a_{ee}) \times n \times N_{at} \quad (5.3)$$

Par conservation de l'énergie au cours du processus d'absorption, cette différence d'énergie ΔE_{int} doit être égale à $N_{at}\hbar(\omega_{at} - \omega_{ge})$ où $\hbar\omega_{ge}$ correspond à l'énergie nécessaire pour avoir les atomes dans l'état excité sans interaction. En écrivant la pulsation $\omega_{ge} = 2\pi\nu_{ge}$, on obtient l'équation suivante :

$$\Delta\nu_{int} = \frac{2\hbar}{m_{Hg}} \times (a_{gg} - a_{ee}) \times n \quad (5.4)$$

Ce décalage en fréquence est donc directement lié à la densité atomique au sein de l'horloge mercure. Expérimentalement, nous travaillons avec des fermions ultrafroids, ce qui permet d'après le principe d'exclusion de Pauli d'exclure les collisions dûes aux ondes, au premier ordre.

Chronologiquement, les mesures des effets des collisions ont évolué au cours de ma thèse, notamment avec l'implémentation du 2D-MOT. En effet, sans le 2D-MOT, notre bras de levier pour jouer sur la densité atomique était beaucoup plus faible d'une part, et d'autre part nos moyens d'actions sur la densité atomique n'étaient pas forcément entièrement découplés d'autres effets systématiques. Nous reviendrons sur cet aspect très important du découplage des effets systématiques dans la partie 5.3.2.

Les collisions froides entre atomes de mercure ne sont pas les seules collisions qui interviennent et qui peuvent avoir un effet sur la fréquence de transition. En effet, le vide n'étant pas parfait au sein de l'enceinte, il persiste des gaz dits résiduels, et avec lesquels des collisions existent. Peu connus car difficilement mesurables, les effets dûs aux collisions résiduelles ont déjà été décrits [92] et dans le cas de l'horloge mercure, nous utilisons une formule approximée provenant d'une interrogation de type Ramsey :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta A}{13.8\pi\nu\tau_r \frac{\Delta C_6}{C_6}} \quad (5.5)$$

Avec

- C_6 un coefficient qu'on retrouve dans le potentiel d'interaction de Van der Waals dépendant de la nature des particules entrant en collision.
- τ_r représente le temps d'évolution de Ramsey mais dans notre cas on considère en première approximation que τ_r est égale au temps de Rabi.
- et ΔA représente la fraction d'atomes éjectée du piège dipolaire durant l'interrogation.

Pour procéder à des mesures directes de cet effet systématique, il faudrait pouvoir changer la pression au sein de l'enceinte à vide de façon extrêmement rapide et contrôlée, ce qui, comme évoqué en début de chapitre nous pousse pour certains effets systématiques à des calculs théoriques.

5.2.2 Rayonnement du corps noir et limite des horloges optiques

Nous avons vu précédemment un premier effet systématique dont la mesure était difficilement réalisable. Changer la pression n'est en effet pas réalisable rapidement dans notre dispositif. Mais la pression n'est pas la seule grandeur où des changements rapides de configuration sont faciles.

La température est un facteur qui a déjà été évoqué. Les atomes de mercure n'étant pas dans un environnement au zéro absolu, cela induit un déplacement des niveaux d'énergie et donc de la transition d'horloge. Le champ électromagnétique ainsi émis et qui perturbe la transition d'horloge dépend de la température, c'est le rayonnement du corps noir ou BBR (pour *Black-Body Radiation*).

Cet effet systématique est le facteur limitant pour de nombreuses horloges optiques dans le monde pour deux raisons. D'une part, la sensibilité de nombreux atomes au rayonnement du corps noir. En effet, le strontium et l'ytterbium qui sont deux éléments chimiques très utilisés dans les horloges sont sensibles à ce rayonnement plus fortement que le mercure ou encore le cadmium (de près d'un ordre de grandeur ! [93], [94]).

C'est d'ailleurs un argument majeur qui a motivé le choix du mercure pour la réalisation d'une horloge à réseau optique. Pour réduire la part du rayonnement du corps noir sur le bilan d'incertitude des horloges, une solution serait de travailler dans un environnement cryogénique, ce qui est réalisé au Japon par exemple [14]. D'autres dispositifs ont été imaginés, comme des enceintes thermiquement isolantes ou encore des suivis en temps réel de la température.

La deuxième limitation est dûe aux incertitudes quant à l'influence de cet effet systématique sur la transition d'horloge. De nombreuses études théorique s'intéressent au

rayonnement du corps noir pour différentes espèces mais l'incertitude sur les valeurs obtenues reste une limitation quand à l'exactitude de la détermination de cet effet [95].

Dans le cas de l'horloge mercure, le décalage en fréquence dû au rayonnement du corps noir, en considérant l'environnement des atomes à une température T s'écrit :

$$\delta\nu_{BBR} = -\frac{2\sigma}{h\epsilon_0 c} \Delta\alpha_s T^4 (1 + \eta T^2) \quad (5.6)$$

Où σ est la constante de Stefan-boltzmann, $\Delta\alpha_s$ est la polarisabilité différentielle (statique) entre les niveaux fondamentaux et excités, et η est le facteur de correction dynamique (qui dépend de la polarisabilité différentielle). Qualitativement, on retrouve dans l'équation 5.6 la nécessité du contrôle pointu de la température d'une part, mais aussi de la connaissance des paramètres atomiques.

Pour l'horloge mercure, nous mesurons la température de l'enceinte à vide à trois endroits différents. Il en résulte une température de 295 K avec une incertitude de 1 K. La deuxième étape pour déterminer la participation du corps noir consiste à exploiter les coefficients atomiques déterminés théoriquement [16]. Avec une incertitude de 10 % sur ce coefficient des polarisabilités, on en déduit une correction de 1.6×10^{-16} pour une incertitude de 1.5×10^{-17} :

Correction	Incetitude
1.5×10^{-16}	1.5×10^{-17}

FIGURE 5.2 – Correction appliquée à l'horloge mercure et incetitude dûes au rayonnement du corps noir

5.3 Mesures d'effets systématiques

La détermination de certains effets systématiques peut également se faire par des mesures. Cette partie s'attache à décrire les effets systématiques que nous avons mesurés durant cette thèse et présente les résultats obtenus.

5.3.1 Effet Zeeman quadratique

Une horloge est sensible à de nombreuses perturbations extérieures et les champs magnétiques en font partie. Cette sensibilité qui se traduit par une séparation des niveaux d'énergie sous l'influence du champ magnétique s'appelle l'effet Zeeman.

Cet effet provient du couplage entre le champ B et le spin nucléaire du fermion. Au

premier ordre, pour une transition π (telle que $\Delta m_F = 0$), l'effet Zeeman provoque un décalage linéaire des sous-niveaux Zeeman m_F d'une quantité $\Delta\nu_{LZS}$ telle que :

$$\Delta\nu_{LZS} = -\frac{\mu_B \delta g}{h} m_F B_z \quad (5.7)$$

Où μ_B est le magnéton de Bohr, δg est le facteur de Landé différentiel entre les deux niveaux d'horloge considérés, comme dans la partie 2.2.1 et B_z est la valeur de la projection du champ magnétique selon l'axe de la sonde.

Dans le cadre de l'horloge mercure, comme nous l'avons décrit lors de la présentation de notre système de spectroscopie, nous interrogeons d'un cycle sur l'autre les deux sous-niveaux Zeeman opposés. En prenant la moyenne en fréquence pour ces deux états de spins opposés, on peut s'affranchir totalement de l'effet Zeeman au premier ordre.

Cependant, notre champ magnétique de biais appliqué pour séparer ces deux états de spins nous impose de considérer l'effet Zeeman au second ordre appelé effet Zeeman quadratique et qui s'écrit [96] :

$$\Delta\nu_{QZS} = -\frac{2\mu_B^2}{3\Delta\nu_{eg}h^2} B^2 \quad (5.8)$$

Où $h\Delta\nu_{eg}$ représente l'énergie de répulsion des deux états triplets 3P_1 et 3P_0 . Dans la suite on écrira :

$$\Delta\nu_{QZS} = -\beta_z B^2 \quad (5.9)$$

Avec β_z le coefficient Zeeman du second ordre. Cette relation 5.9 relie le champ magnétique quadratique au décalage en fréquence induit. Expérimentalement, nous avons donc déterminé ce coefficient Zeeman du second ordre.

Avant toute chose, il convient dans un premier temps de s'assurer que le champ magnétique ressenti au niveau des atomes est nul (avec une résolution de $3\mu T$ [56]) dans les trois directions de l'espace. Une fois cette annulation du champ réalisée, on applique expérimentalement un champ magnétique de biais dans le but de séparer les sous-niveaux Zeeman (structure Zeeman décrite dans la partie 1). Ce champ de biais va nous aider dans le sens où il lève la dégénérescence mais va également induire l'effet Zeeman quadratique précédemment évoqué.

Une première détermination de cet effet Zeeman quadratique s'est faite par mesures entrelacées. Pour cela nous avons utilisé la méthode décrite en partie 5.1.2 avec quatre intégrateurs, une paire d'intégrateur opérant à un champ magnétique donné B_{ref} et une

autre paire à une autre valeur de champ B.

Considérons la première paire d'intégrateurs, qui correspond donc à une première configuration d'horloge. D'un cycle à l'autre dans cette configuration (i), on alterne entre le niveaux Zeeman $m_F = -1/2$ et $m_F = +1/2$ (notés π^- et π^+). En calculant la moyenne des fréquences associées aux deux transitions π^- et π^+ , la fréquence d'horloge $\nu^{(i)}$ associée à cette configuration peut s'écrire :

$$\nu^{(i)} = \frac{1}{2} [\nu(\pi^+)^{(i)} + \nu(\pi^-)^{(i)}] \quad (5.10)$$

Cette première configuration sert de configuration de référence. C'est à elle que l'on compare les autres configurations et qu'on peut déduire une dépendance à B^2

Pour la seconde configuration (ii), on utilise le champ de biais pour changer la séparation des deux sous-niveaux Zeeman. Pour cela, j'ai durant ma thèse installé une bobine qui a pour but d'augmenter le bras de levier disponible pour ce champ de biais. Ainsi, on obtient la fréquence associée à cette transition :

$$\nu^{(ii)} = \frac{1}{2} [\nu(\pi^+)^{(ii)} + \nu(\pi^-)^{(ii)}]. \quad (5.11)$$

Les mesures par entrelacement permettent donc de passer d'une configuration à l'autre et en combinant les deux équations 5.10 et 5.11 avec l'équation 5.9, on en déduit l'influence du champ magnétique sur la transition d'horloge :

$$\Delta\nu_{QZS} = \nu^{(ii)} - \nu^{(i)} = -\beta_z (B_{(ii)}^2 - B_{(i)}^2) \quad (5.12)$$

Enfin, avec 5.7, on relie le champ magnétique à la séparation en fréquence $\Delta\nu(B^{(i)})$ et $\Delta\nu(B^{(ii)})$ entre les deux niveaux pour obtenir :

$$\Delta\nu_{QZS} = \nu^{(ii)} - \nu^{(i)} = \frac{\beta_z}{(g_f \mu_B / h)^2} (\Delta\nu(B^{(ii)})^2 - \Delta\nu(B^{(i)})^2) \quad (5.13)$$

Avec g le facteur de Landé dont on a pris une valeur calculée théoriquement [16].

Ainsi, grâce à l'équation 5.13 on se rend compte qu'en connaissant uniquement la séparation en fréquence des deux niveaux Zeeman, il est possible d'avoir accès au décalage en fréquence de la transition d'horloge. La figure 5.3 obtenue pour des écarts fréquentiels entre les niveaux Zeeman allant de quelques centaines de hertz à plusieurs kHz est présentée ci après :

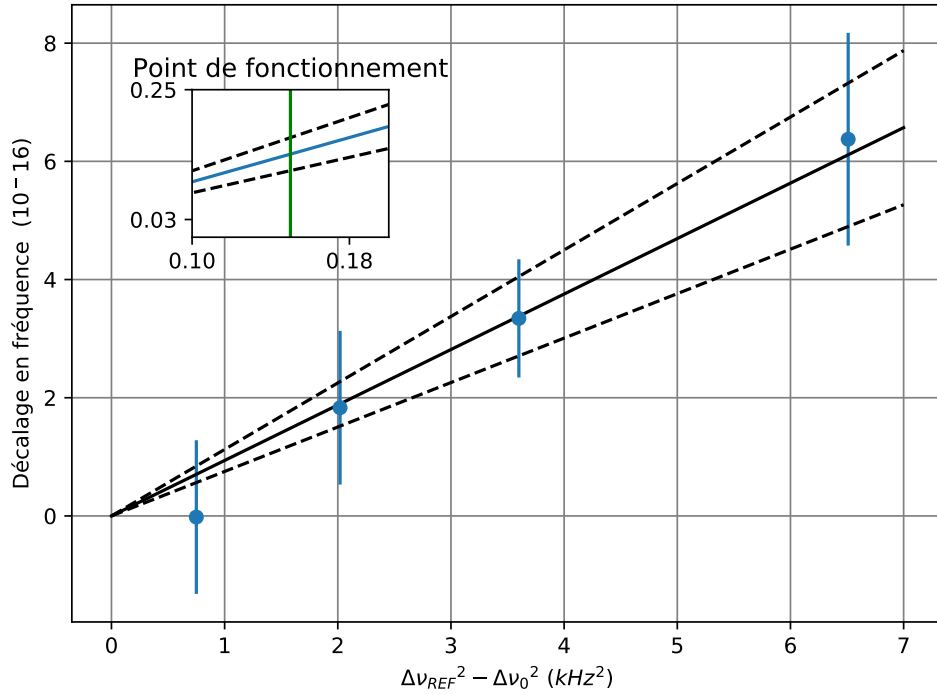


FIGURE 5.3 – Effet Zeeman Quadratique sur la transition d’horloge. Les courbes pointillées représentent les valeurs extrêmes de la modélisation à 1σ . La figure insérée présente une droite verte qui correspond au point de fonctionnement nominal de l’horloge.

Ce graphe a permis d’améliorer la détermination de l’effet Zeeman quadratique notamment par le grand bras de levier disponible grâce à la mise en place de la bobine de biais de champ magnétique. Grâce à ces points expérimentaux et à l’équation 5.13, on peut déterminer le coefficient $\frac{\beta_z}{(g_f \mu_B / h)^2}$ qui correspond à la pente de la courbe expérimentale.

On note γ_z cette pente telle que :

$$\gamma_z = \frac{\beta_z}{(g_f \mu_B)^2} \quad (5.14)$$

Où μ_B est exprimé en unité de fréquence. Avec $\gamma_z = (0.94 \pm 0.2) \times 10^{-7} \text{Hz}^{-1}$, on peut en déduire β_z . On trouve $\beta_z = (1.1 \pm 0.2) \times 10^6 \text{Hz}/\text{T}^2$.

La valeur de β permet alors de déterminer la correction due à l’effet Zeeman quadratique

que l'on doit appliquer. Cette correction qu'on note $\Delta\nu_{corr}$ s'exprime :

$$\Delta\nu_{corr} = \frac{\beta_z B_{op}^2}{\nu_{Hg}^0} \quad (5.15)$$

La correction ne dépend donc que du coefficient Zeeman et du champ magnétique (noté B_{op}) dans lequel baignent les atomes (116 μT dans la situation nominale pour l'horloge mercure).

On en déduit alors une correction de $(1.3 \pm 2.4) \times 10^{-17}$. Cela illustre tout l'intérêt de fonctionner à faible champ magnétique de biais d'une part, mais également l'importance de déterminer ce coefficient Zeeman du second ordre avec la plus grande application d'autre part.

Correction	Incertitude
1.3×10^{-17}	2.4×10^{-18}

FIGURE 5.4 – Correction appliquée à l'horloge mercure et incertitude dues à l'effet Zeeman quadratique

5.3.2 Effets linéaires et non linéaires dûs au réseau

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, les atomes sont piégés au sein du réseau optique. Bien que ce piégeage permette un confinement des atomes et de s'affranchir de l'effet Doppler, le réseau optique agit comme un champ électrique au niveau des atomes et induit un décalage des niveaux d'énergie de la transition d'horloge. C'est l'effet Stark (ou *DC-Stark shift*). A une fréquence particulière, appelée fréquence magique (on parlera arbitrairement de longueur d'onde magique par abus de langage), nous avons vu que les polarisabilités scalaires des états 1S_0 et 3P_0 étaient égales, aboutissant à une perturbation due au réseau nulle au premier ordre.

Ce lightshift linéaire dû au réseau dépend donc à la fois du désaccord à la longueur d'onde magique ($\nu_l - \nu_{magique}$), de la profondeur de piégeage du réseau (U_l) et des polarisabilités scalaires κ^S [97], [98]. :

$$\Delta\nu_{LLS} = \frac{\partial\Delta\kappa^S}{\partial\nu} \Big|_{\nu_l} (\nu_l - \nu_{magique}) U_l \quad (5.16)$$

Où le terme κ contenant les polarisabilités s'écrit :

$$\frac{\partial\Delta\kappa^S}{\partial\nu} = \frac{1}{h\alpha_{^1S_0}^S} \frac{\partial\Delta\alpha^S}{\partial\nu} \quad (5.17)$$

Avec $\Delta\alpha^S(\nu) = \alpha_{3P_0}^S(\nu) - \alpha_{1S_0}^S(\nu)$ la polarisabilité scalaire différentielle entre les niveaux excités et fondamentaux ($3P_0$ et $1S_0$).

Pour la mesure de cet effet systématique on doit donc s'assurer de travailler à la longueur d'onde magique ou tout du moins de savoir avec certitude quel désaccord est choisi par rapport à cette longueur d'onde magique. Une des améliorations majeures décrites dans 2.3.2 nous a permis d'asservir la longueur d'onde magique directement sur le peigne de fréquence optique, nous prémunissant des excursions non désirées qui pouvaient avoir lieu avec l'asservissement sur le lambdamètre.

Pour mesurer le lightshift linéaire dû au réseau, nous avons longtemps utilisé la méthode des mesures entrelacées mais les dernières mesures réalisées l'ont été en utilisant le peigne de fréquence (voir partie 6.2.1) et les horloges strontium du laboratoire en tant que pivot (voir partie 5.1.2).

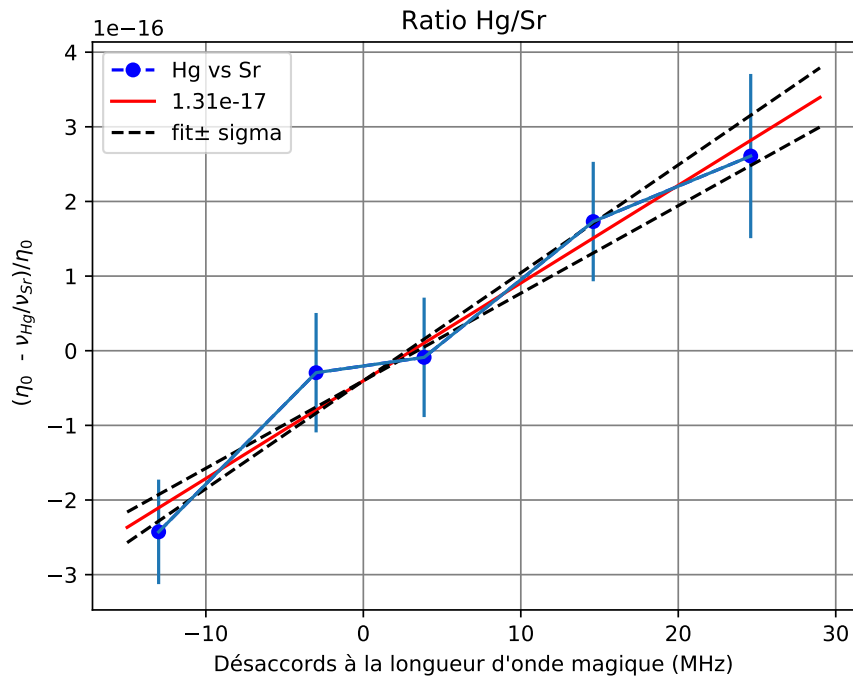


FIGURE 5.5 – Influence de la longueur d'onde magique sur l'horloge mercure à travers la mesure de ratio de fréquence Hg/Sr

La quantité mesurée au cours de ce processus est le ratio entre les fréquences de transition de deux horloges. Les détails de ces mesures de ratios seront donnés dans le chapitre

suivant 6, mais on peut remarquer qu'en regardant la quantité $\eta(i) = \nu_{Hg}(i)/\nu_{Sr}$, si ν_{Sr} est fixée, pour chaque configuration (i) de l'horloge mercure, $\eta(i)$ ne dépendra que de ces configurations (i) de l'horloge mercure.

Pour cette première mesure dite par pivot, nous avons voulu tirer bénéfice du nouvel asservissement de la longueur d'onde sur le peigne. Pour ce faire, nous avons choisi cinq configurations correspondant chacune avec la même profondeur de piège, mais avec différents désaccords par rapport à la longueur d'onde magique.

La figure 5.5 présente les premiers résultats de l'utilisation du contrôle de la longueur d'onde magique pour la mesure d'effets systématiques. La quantité mesurée est $(\eta_0 - \eta)/(\eta_0)$ c'est à dire la mesure différentielle de ratio normalisée. η_0 est une constante et représente le ratio de fréquence tel que mentionné dans la littérature.

Le tracé de cette courbe illustre parfaitement la dépendance au désaccord à la longueur magique. Cette première mesure à l'aide de la méthode dite du pivot reste cependant perfectible.

Nous n'avons en effet pas changé la profondeur du piège tout au long des mesures, ce qui ne permet pas d'appliquer le modèle décrit en équation 5.16, faute d'avoir un échantillon assez large. De plus, l'incertitude statistique obtenue sur chaque point, proche de 1×10^{-16} notamment dûe à une stabilité moyenne (autour de 3×10^{-15} à une seconde) n'était pas satisfaisante.

Comme présenté en partie 3, la stabilité a été grandement améliorée à l'aide du 2D-MOT. Cette amélioration a permis de mesurer à nouveau le lightshift linéaire dû au réseau en s'affranchissant cette fois-ci de la limitation statistique. Pour cela, nous avons utilisé la méthode du pivot (l'horloge strontium jouant à nouveau le rôle de pivot).

Pour ces mesures, nous avons travaillé avec cinq désaccords à la longueur d'onde magique, puis, pour chacun de ces désaccords, nous avons mesuré le ratio Hg/Sr pour différentes profondeurs de piège.

L'échantillon de données, plus important nous a permis de modéliser à l'aide d'un fit global les données ainsi récupérées. Avec les désaccords à la longueur d'onde magique ainsi que les profondeurs de piège différentes, l'équation 5.16 devient alors :

$$\frac{\eta_0 - \eta}{\eta_0} = A + BU_i(\Delta\lambda_m + C) \quad (5.18)$$

Où $\frac{\eta_0 - \eta}{\eta_0}$ est la quantité mesurée (η_0 étant fixé), et U_i et $\Delta\lambda_m$ sont les variables d'entrée correspondant au piégeage et au désaccord à la longueur d'onde magique. Les trois paramètres A, B et C ainsi déterminés correspondent respectivement au lightshift linéaire du réseau, à la "pente" globale associée au modèle, et à l'incertitude sur la longueur d'onde magique.

La figure 5.6 présente le jeu de données accompagnées des droites déterminées à l'aide du fit :

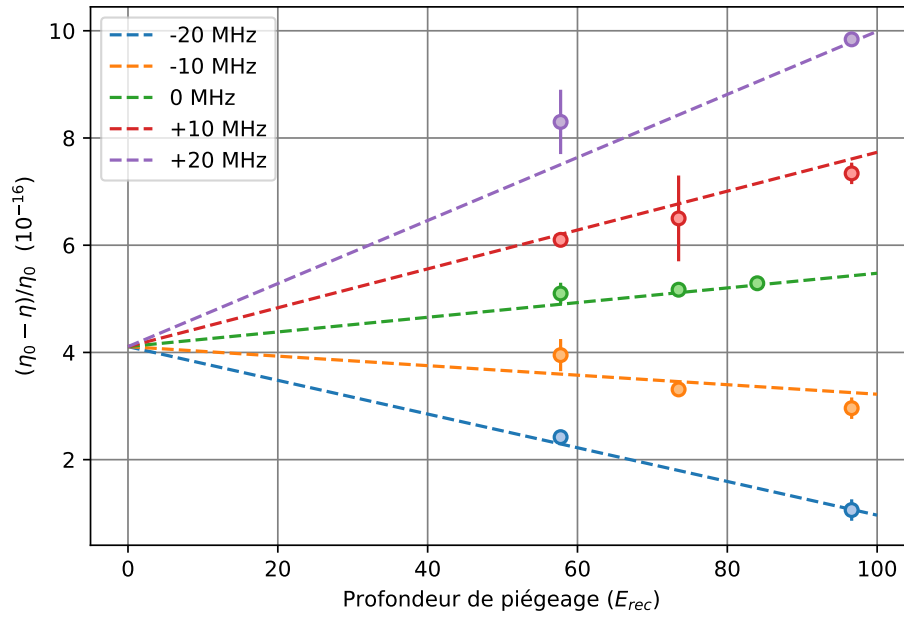


FIGURE 5.6 – Influence de la longueur d'onde magique sur l'horloge mercure à travers la mesure de ratio de fréquence Hg/Sr pour différentes profondeurs de piégeage

Le fit global des données renseigne :

- une longueur d'onde magique égale à $826\,855\,534 \pm 6$ MHz
- une pente égale à $2.3 \times 10^{-3} \pm 4 \times 10^{-5} / E_{rec} / \text{MHz}$
- une correction sur le ratio de fréquence égale à $4.1 \times 10^{-16} \pm 2.1 \times 10^{-17}$

Avant de revenir sur ces paramètres et leurs barre d'erreur, il est important de discuter du modèle et du fit ainsi réalisé. Certaines des droites sur la figure 5.6 n'ont que deux points de mesure sur lesquels s'appuie l'ajustement, il est donc important de discuter

de sa fiabilité. En plus du critère de validité de l'ajustement (*goodness of fit* en anglais) proche de 1 qui donne un sens mathématique à l'ajustement réalisé, nous avons choisi de tracer la courbe suivante :

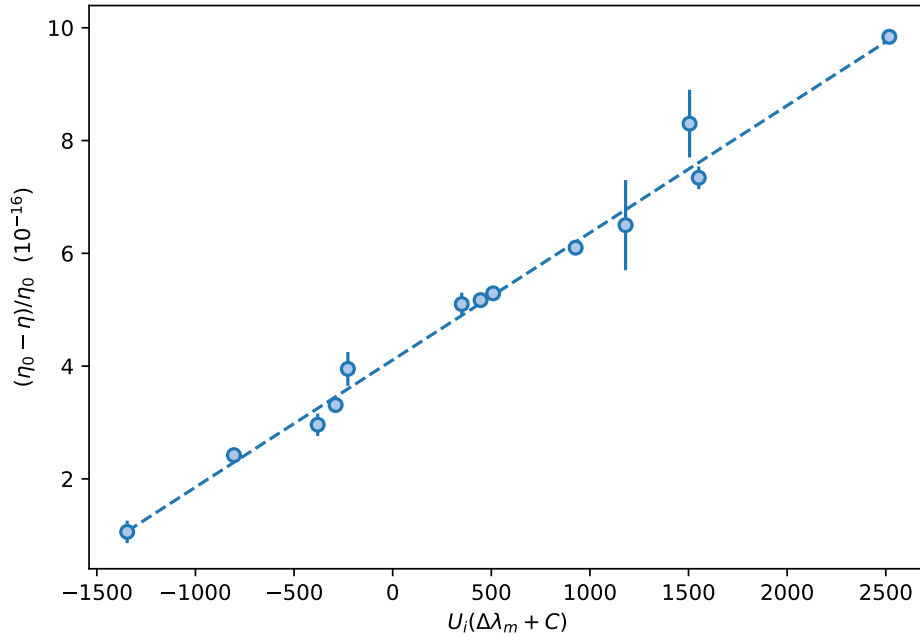


FIGURE 5.7 – Vérification de l'ajustement des points le long d'une droite en traçant les ratios normalisés en fonction du produit de la profondeur de piège et de la longueur d'onde magique (corrigée).

L'ajustement des points sur le modèle linéaire du réseau n'est donc pas un artefact mais a un vrai sens physique. Cette démarche lors des ajustements et les points qui épousent la droite sont des arguments qui s'ajoutent à la *goodness-of-fit*.

Il est important de revenir sur les paramètres déterminés à l'aide de notre ajustement. La valeur de la longueur d'onde magique est déterminée avec trois fois plus d'exactitude que notre dernier résultat et reste en accord avec les valeurs publiées dans la littérature [56], [57].

Le paramètre A correspondant à la correction sur le ratio de fréquence requiert une attention particulière. En effet, durant toutes les mesures, nous nous sommes assurés que le seul paramètre qui changeait d'une configuration à l'autre était bien soit la longueur

d'onde magique, soit la profondeur de piège, soit les deux. En effet, toute autre perturbation extérieure qui interférerait avec l'horloge biaiserait la mesure et le paramètre A de la correction de l'horloge ne serait plus uniquement le terme correctif dû au lightshift linéaire, mais serait corrélé à d'autres effets.

A titre indicatif, la figure 5.8 recense de façon non exhaustive le calcul des écarts-type d'Allan avec recouvrement de la quantité $(\eta_0 - \eta)/\eta_0$.

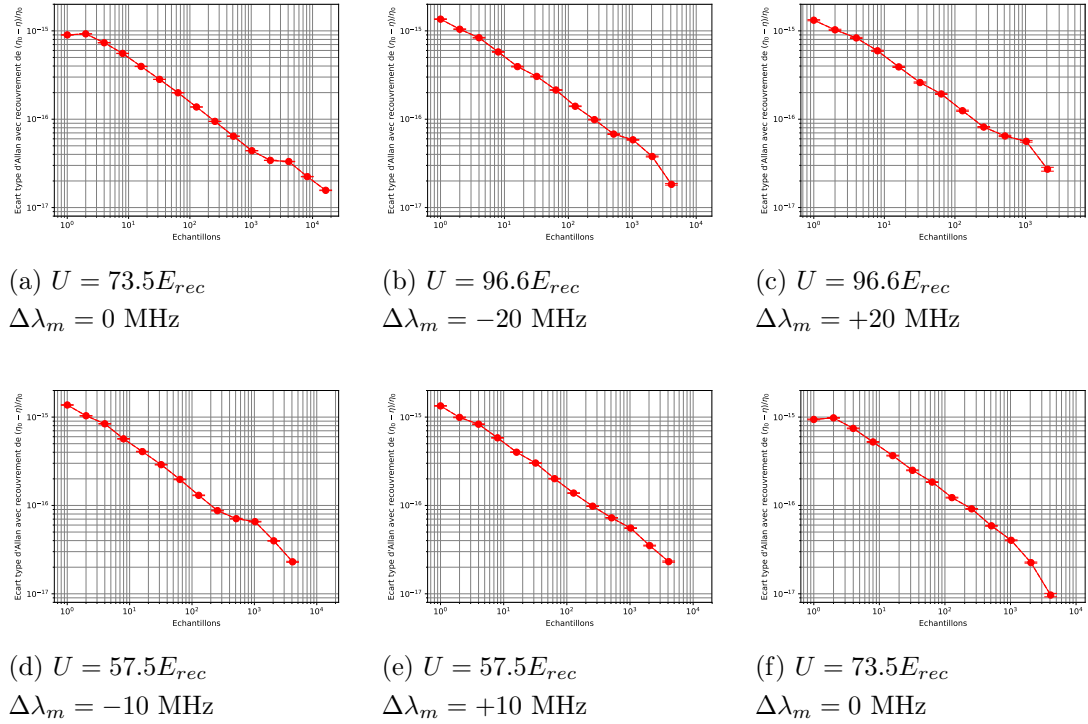


FIGURE 5.8 – Représentation non exhaustive des écarts type d'Allan correspondant à des mesures de ratio différentiels normalisés pour différentes configurations de l'horloge mercure en profondeur de piège et en désaccord à la longueur d'onde magique

Le tableau 5.12 résume les corrections et incertitudes associées au lighshift linéaire dû au réseau.

Correction	Incertainude
-4×10^{-17}	2.1×10^{-17}

FIGURE 5.9 – Correction appliquée à l'horloge mercure et incertitude associées au lighshift linéaire dû au réseau

Il est important de noter que malgré les exactitudes qui ont gagné près d'un ordre de grandeur par rapport aux précédentes mesures [56], nous ne pouvons pas encore résoudre de tendance non linéaire pour le modèle du réseau. Seules des approches théoriques dans le cas du mercure ont été menées jusqu'à présent [97]. Ce qui nous donne en considérant 5% d'incertitude sur les coefficients théoriques :

Correction	Incertitude
-3×10^{-17}	2×10^{-17}

FIGURE 5.10 – Correction appliquée à l'horloge mercure et incertitude associées au ligh-shift non-linéaire dû au réseau

Les paramètres tels que la profondeur de piège sont donc désormais uniquement utilisés pour déterminer les shifts fréquentiels dûs au réseau. Il est important d'insister sur ce point qu'un paramètre doit au maximum être rattaché à un unique effet systématique. En effet, historiquement, comme je l'évoquais en partie 5.2.1, ce découplage entre effets systématiques n'a pas toujours été possible. La modulation de la profondeur de piège par exemple avait déjà été utilisée pour déterminer l'influence des collisions atomiques. Cette modulation pouvait malheureusement avoir des effets directs sur les effets systématiques dûs au réseau comme nous l'avons vu avec l'influence de la profondeur du réseau sur cet effet systématique. La partie suivante de ce manuscrit s'attache à présenter les nouvelles mesures du shift de densité réalisées durant ma thèse.

5.3.3 Effets systématiques dûs aux collisions atomiques

Les décalages des niveaux d'énergie peuvent ne pas être uniquement dûs aux effets Stark ou Zeeman. En effet, il faut considérer des effets de collisions atomiques, d'autant plus présents que notre nombre d'atomes interrogés a pu être augmenté grâce au 2D-MOT. Ce shift de densité provient des interactions entre les atomes au sein du réseau. Comme évoqué plusieurs fois précédemment, il a longtemps été difficile de mesurer un tel effet systématique. En effet, il était délicat de changer de configuration aisément avec un nombre d'atomes suffisamment différent. Cependant, les apports du 2D-MOT ont permis pour la première fois de pouvoir pousser ces mesures.

Cette partie s'attache à l'utilisation du 2D-MOT et à la stabilité grandement améliorée de l'horloge mercure pour déterminer ce shift de densité. Pour cela, nous avons utilisé une des horloges strontium du laboratoire pour nous servir de pivot. Nous avons par la suite choisi des configurations de l'horloge mercure nous garantissant des différences des populations atomiques suffisamment importantes pour résoudre le shift de densité. La

figure 5.11 résume les mesures ainsi menées :

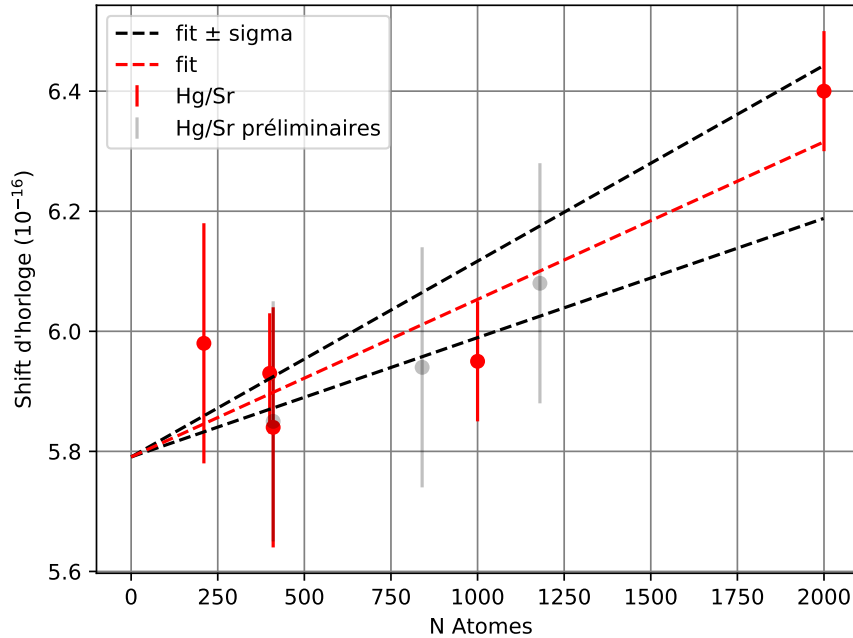


FIGURE 5.11 – Évolution du ratio de fréquence mercure/strontium en fonction du nombre d'atomes de mercure interrogés

Ces mesures ont été menées en changeant le nombre d'atomes par deux méthodes différentes. La première a consisté à changer le temps de cycle de l'horloge, permettant ainsi de piéger plus ou moins d'atomes, la seconde a été de simplement moduler la puissance en sortie du 2D-MOT piégeant ainsi à nouveau plus ou moins d'atome. Une attention toute particulière doit être prise à propos des données grisées qui sont encore préliminaires et pour lesquelles des mesures plus poussées vont avoir lieu.

Une modélisation linéaire donne une pente dont le coefficient vaut $(2.6 \pm 0.6) \times 10^{-20} / \text{atomes}$. Cette mesure permet non seulement de résoudre un shift de densité ce qui n'était pas le cas lors des précédentes mesures, mais aussi de le contraindre très fortement, comme le résume le tableau suivant :

Correction	Incertitude
2.6×10^{-17}	6×10^{-18}

FIGURE 5.12 – Correction appliquée à l’horloge mercure et incertitude associées au shift de densité

Cette nouvelle valeur obtenue pour notre nombre d’atomes nominal de 1000 pour le shift collisionnel est positive, contrairement aux mesures menées jusqu’ici pour l’horloge mercure, et reste en accord avec les précédentes valeurs du groupe [56]. C’est également la première fois qu’il a été possible de résoudre un shift de densité pour l’horloge, ce qui encourage des études du mercure dans le régime ultrafroid.

5.4 Bilan et perspectives des effets systématiques

Cette ultime partie concernant les effets systématiques se veut la conclusion des mesures d’effets systématiques menées durant ma thèse mais également un bilan et une ouverture sur les prochaines étapes à franchir dans ce domaine.

5.4.1 Bilan d’incertitude

Dans le monde de la métrologie, les effets systématiques sont beaucoup plus nombreux que ceux que j’ai présentés jusqu’ici. Durant ma thèse j’ai en effet voulu mesurer les effets systématiques qui limitaient clairement l’horloge mercure dans la gamme du 10^{-16} . Dans cette optique, je n’ai donc pas mesuré des effets systématiques comme le transitoire de phase de l’AOM du laser d’horloge, les shifts isotopiques ou encore le lightshift induit par le laser ultrastable sur les atomes. Ainsi, lors de l’établissement du bilan d’incertitude global de l’horloge mercure, j’ai considéré que les shifts mesurés précédemment n’avaient pas évolué, me basant sur le fait que les paramètres mis en jeu n’ont pas été changés durant ma thèse.

On peut alors établir ci-après un tableau résumant les corrections à appliquer à l’horloge mercure et les incertitudes associées à ces corrections :

Effet systématique	Correction (10^{-17})	Incertitude (10^{-17})
Lighshift linéaire dû au réseau	-4	2.1
Effet Zeeman quadratique	1.3	0.2
Shift collisionnel	2.6	0.6
Lightshift non-linéaire dû au réseau	-3	2
Rayonnement du corps noir	14.7	1.5
Collision avec les gaz résiduels	0	2
Lightshift dû à la sonde	0	0.1
Transitoire de phase de l'AOM de la sonde	0.2	0.4
TOTAL	11.9	3.9

FIGURE 5.13 – Bilan d'incertitude final de l'horloge mercure

Les différentes couleurs au sein du tableau, bleu, rouge et noir correspondent aux effets systématiques mesurés, théoriques, et considérés comme inchangés, respectivement. Le bilan d'incertitude global de l'horloge mercure nous préconise d'appliquer une correction fréquentielle de $(11.9 \pm 3.9) \times 10^{-17}$. Cette incertitude a été améliorée de près d'un ordre de grandeur entre le début et la fin de ma thèse et permet donc à l'horloge mercure de considérer désormais les étapes suivantes à savoir entrer dans la gamme du 10^{-18} en exactitude.

L'incertitude de l'horloge mercure la place donc un ordre de grandeur plus bas que l'actuelle réalisation de la seconde SI, ce qui nous amène à vouloir la comparer avec d'autres horloges optiques, comme expliqué dans le chapitre suivant.

Chapitre 6

Participation de l'horloge mercure à la mesure de fréquence

6.1 Les mesures de ratio de fréquence

6.1.1 Métrologie des ratios de fréquence

Le développement des horloges optiques et la diversité des espèces atomiques choisies pour ces horloges ont ouvert la voie à de nouvelles mesures : les mesures de ratios de fréquence. Un ratio de fréquence est une grandeur sans dimension qui revêt de multiples intérêts, aussi bien pour des applications métrologiques que pour des tests de physique fondamentale.

Comme montré précédemment dans le chapitre 5, les incertitudes sur la fréquence des horloges optiques ont dépassé la réalisation actuelle de la seconde. Ainsi, le fait de mesurer directement un ratio de fréquence entre deux horloges optiques permet de s'affranchir de la participation des horloges au césium et par conséquent de ne plus être limité par leur performance. L'exactitude d'un ratio de fréquence mesuré directement entre deux horloges optiques est alors limité par l'exactitude des deux horloges utilisées pour la mesure.

Il avait été présenté au chapitre 1 que des horloges optiques avaient atteint des incertitudes en fréquence de l'ordre de 10^{-18} voire légèrement en dessous [18]. Cependant, obtenir de telles incertitudes avec une seule horloge n'est pas suffisant. En terme de mesure relative une unique horloge peut être très performante mais ne peut pas se prémunir de potentiels biais de fréquence. C'est pourquoi les ratios de fréquence sont donc au coeur des mesures réalisées avec des horloges optiques. C'est pour cela que de nombreux laboratoires (en Europe notamment) s'attachent à comparer plusieurs horloges pendant le même intervalle de temps.

Considérons un exemple (sur lequel nous reviendrons plus en détail dans la suite) avec une horloge basée sur l'atome de mercure et deux horloges basées sur l'atome de strontium. On note ν_{Hg} la fréquence de transition dite d'horloge entre les deux niveaux hyperfins du mercure. De même on note $\nu_{\text{Sr}}^{(i)}$ et $\nu_{\text{Sr}}^{(ii)}$ les fréquences de transition des horloges strontium.

Ces quantités mesurées dans chacun des laboratoires où sont situées les horloges peuvent être comparées (on verra dans la suite plus en détail comment s'organisent de telles comparaisons) et on peut donc mesurer le ratio des fréquences de transitions des horloges mercure et strontium. Dans la suite on parlera par abus de langage de "ratio mercure/strontium". Ainsi, les quantités $\frac{\nu_{\text{Hg}}}{\nu_{\text{Sr}}^{(i)}}$ et $\frac{\nu_{\text{Hg}}}{\nu_{\text{Sr}}^{(ii)}}$ peuvent être mesurées indépendamment. En plus d'applications sur lesquelles nous reviendrons, ce type de mesure peut permettre de vérifier si une des horloges présente un biais de fréquence, modifiant ainsi la valeur du ratio.

Les campagnes de mesure auxquelles j'ai pris part pendant ma thèse ont également eu pour but de prouver une reproductibilité sur la mesure de ces grandeurs sans dimension. Cette reproductibilité est une notion fondamentale dans le cadre des mesures de ratios de fréquence. Elle permet à la fois de confirmer des ratios mesurés au cours du temps mais également d'assurer un suivi temporel de l'expérience, garantissant que les conditions expérimentales n'ont pas changé de façon non maîtrisée.

De plus, dans un contexte où la redéfinition de la seconde est au coeur des discussions, les ratios de fréquence y ont un rôle central. En effet, parmi les conditions qui sont proposées pour l'adoption future de nouveaux standards de fréquence, une d'entre elles concerne les ratios de fréquence et leurs mesures répétées [99]. Afin d'être adoptée en tant que nouveau standard de fréquence, une horloge optique donnée devra répondre aux conditions nécessaires suivantes :

- Mesures de ratios de fréquence avec au moins 5 autres standards de fréquence optique
- Chaque ratio devra être mesuré au moins 2 fois dans des laboratoires indépendants
- Un accord inférieur à une valeur donnée (typiquement $5 \cdot 10^{-18}$) entre ces ratios doit être mesuré.

6.1.2 Les ratios de fréquence en physique fondamentale

Les ratios de fréquence ne trouvent pas seulement des applications en métrologie mais également en physique fondamentale. Plusieurs théories unificatrices ainsi que des mo-

Atome	Transition	K_{atome}
^{87}Sr	$^1S_0 \rightarrow ^3P_0$	0.062
^{171}Yb	$^1S_0 \rightarrow ^3P_0$	0.314
^{199}Hg	$^1S_0 \rightarrow ^3P_0$	0.813
$^{27}\text{Al}^+$	$^1S_0 \rightarrow ^3P_0$	0.008
$^{171}\text{Yb}^+$	$^2S_{1/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$ (E2)	0.996
$^{171}\text{Yb}^+$	$^2S_{1/2} \rightarrow ^2F_{7/2}$ (E3)	-5.953
$^{199}\text{Hg}^+$	$^2S_{1/2} \rightarrow ^2D_{5/2}$	-2.940

FIGURE 6.1 – Table de coefficients de sensibilité aux variations de α

dèles de cosmologie suggèrent que certaines constantes fondamentales pourraient varier. Dans le cadre des mesures de ratios de fréquence, la constante de structure fine α est l'objet de plusieurs calculs et simulations [100], [29] mais aussi de tests menés avec des horloges [5].

Proposée par Arnold Sommerfeld en 1916, la constante de structure fine, que l'on note α est sans dimension et associée à l'interaction électromagnétique. Elle a pour expression :

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \quad (6.1)$$

Avec e la charge élémentaire, \hbar la constante de Planck réduite, c la célérité de la lumière dans le vide et ϵ_0 la permittivité du vide. Dans le cadre du modèle standard, des calculs de structure atomique prédisent une dépendance en fréquence de α [101]. Ainsi, on peut écrire :

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = K_{atome} \frac{\delta\alpha}{\alpha} \quad (6.2)$$

Où K_{atome} est un coefficient de sensibilité aux variations de α qui dépend de l'atome et de la transition considérée. Dans le tableau 6.1 sont indiquées de façon non exhaustive différentes valeurs de K_{atome} pour des atomes utilisés dans les horloges optiques.

Lorsqu'on réécrit l'équation 6.2 pour deux espèces atomiques différentes, que l'on notera A et B, on obtient :

$$\frac{\delta(\nu_A/\nu_B)}{\nu_A/\nu_B} = (K_A - K_B) \frac{\delta\alpha}{\alpha} \quad (6.3)$$

L'équation 6.3 renseigne sur des choix possibles d'espèces atomiques dont on veut calculer le ratio des fréquences de transition. En effet, pour détecter de potentielles variations de α , considérons dans un premier temps deux espèces dont le coefficient de sensibilité aux variations de α est de même signe mais d'intensité différente, typiquement, le strontium et le mercure, en rouge dans le tableau 6.1. Le strontium est très peu sensible aux variations de α tandis que le mercure l'est beaucoup plus. Dans l'expression



FIGURE 6.2 – Représentation des liens fibrés à travers l'Europe. Les traits pleins représentent les liens fibrés déjà existants, et les pointillés, ceux en projet. On ne s'intéresse qu'aux liens entre l'Allemagne, la France et le Royaume-uni

du ratio de fréquence $\nu_{\text{Hg}}/\nu_{\text{Sr}}$, une variation proviendrait du mercure, là où le strontium jouerait le rôle de point fixe.

Dans un second temps, on peut considérer deux espèces atomiques dont les coefficients de sensibilité aux variations de α sont cette fois de signe opposés, comme le mercure et l'ion ytterbium, en rouge dans le tableau 6.1. Ainsi les variations potentielles du ratio $\nu_{\text{Hg}}/\nu_{\text{Yb}^+}$ seraient accentuées du fait des signes opposés.

6.2 Mise en place des mesures de ratios de fréquence

6.2.1 Rôle du peigne de fréquence optique dans les mesures de ratios de fréquence

La mesure de ratios de fréquence nécessite le fonctionnement de nombreux paramètres. Comme on peut le voir sur la figure 6.2, de nombreux liens optiques sillonnent l'Europe. Sur cette carte on repère différents laboratoires d'horloges qui sont connectés entre eux à travers ces liens fibrés : la PTB (Physikalisch-Technische Bundesanstalt) à Braunschweig, le NPL (National Physical Laboratory) à Londres et le SYRTE à Paris. Dans un futur proche, il est planifié que l'INRIM (Istituto Nazionale di Ricerca Metrologica) en Italie puisse être relié à ce réseau fibré et puisse donc participer également à la mesure de ratios de fréquence lors de ces campagnes de mesures conjointement menées.

Il est intéressant de se pencher un peu plus en détail sur ce qu'il se passe à l'intérieur des laboratoires avant de se concentrer sur les liens fibrés qui les relient. En effet, pour mesurer un ratio de fréquence, il est nécessaire qu'au sein d'un laboratoire soit mesurée

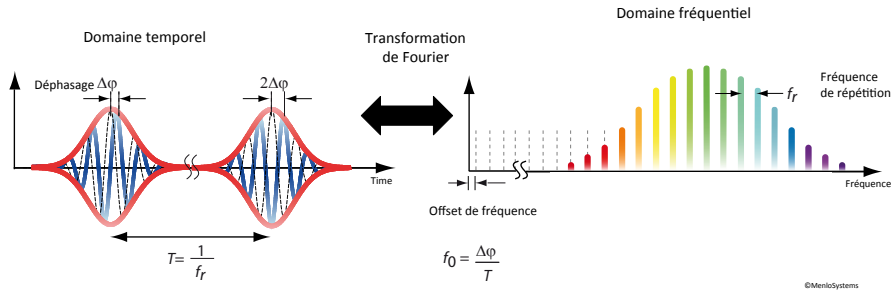


FIGURE 6.3 – Représentation temporelle et fréquentielle du peigne de fréquence optique

la fréquence de transition d'une des horloges mises en jeu pour cette mesure de ratio. Les mesures absolues de fréquence ont beaucoup évolué, passant de l'exploitation des chaînes de fréquence [102] à l'utilisation des peignes de fréquence, proposés par Hänsch [103],[104] (Prix Nobel 2005).

Il est important de rappeler quelques principes sur les peignes de fréquence pour présenter les mesures réalisées dans la suite. Un peigne de fréquence est produit à l'aide d'un laser femtoseconde à modes bloqués. On peut voir sur la figure 6.3 une représentation temporelle du train d'onde. On repère deux pulses ultrabrefs légèrement déphasés. Sur la droite de la figure, dans le domaine fréquentiel sont représentés les différents modes séparés par f_{rep} , la fréquence de répétition du peigne.

Ces modes cohérents en phase entre eux forment l'image intuitive d'un peigne dont les dents sont régulièrement espacées en fréquence. On parle par abus de langage d'une règle de mesure dans l'espace des fréquences. La fréquence de chacun des modes obéit à la relation suivante :

$$\nu_N = N \times f_{rep} + f_0 \quad (6.4)$$

Où f_{rep} est le taux de répétition des pulses ultrabrefs, N est un nombre entier de l'ordre de 10^6 et f_0 est un décalage en fréquence (offset de fréquence) dû aux changements de phase entre deux impulsions successives du laser. Il est alors possible d'exploiter cette répartition particulière des raies du peigne pour mesurer des fréquences optiques données. Si l'on considère un laser donné à la fréquence ν_{laser} , on peut mesurer f_b la fréquence du battement entre ce laser et le spectre généré par le peigne sur une photodiode rapide. On obtient alors :

$$f_b = |\nu_{laser} - N \times f_{rep} - f_0| \quad (6.5)$$

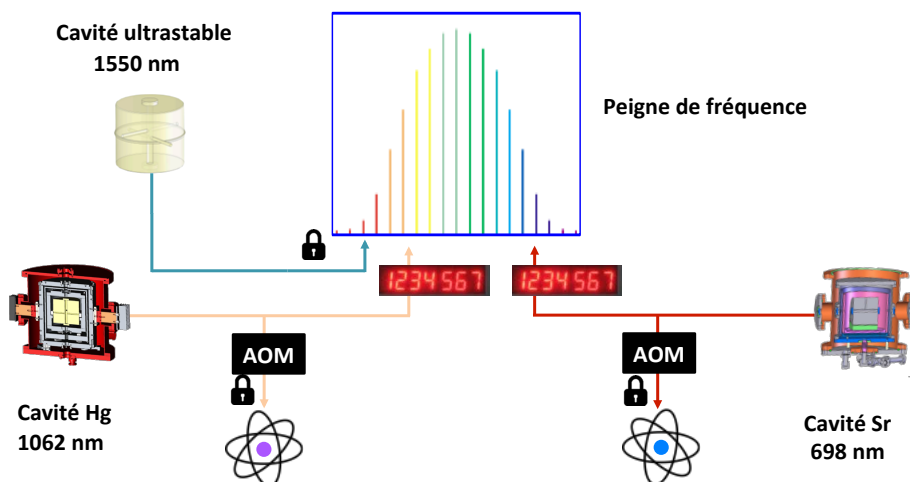


FIGURE 6.4 – Schéma simplifié de la situation au LNE-SYRTE pour la mesure du ratio de fréquence mercure/strontium

Par convention et dans la suite de ce manuscrit, les fréquences optiques seront désignées par la lettre grecque ν tandis que les fréquences RF seront représentées par la lettre f .

L'équation 6.5 va alors permettre à l'opérateur d'avoir accès à la mesure absolue de la fréquence du laser. Il faut pour cela avoir accès aux différents termes de l'équation. L'utilisation appropriée de différents filtres passe-bande permet d'avoir accès à f_b ainsi qu'à f_{rep} . Pour le nombre entier N , une connaissance préliminaire de la fréquence du laser que l'on veut mesurer est suffisante. Enfin, une technique dite d'auto-référenciation [105] permet - à l'aide d'un laser femtoseconde dont le spectre s'étale sur plus d'un octave - de déterminer f_0 .

Une fois ces grandeurs déterminées, le peigne étant lui-même verrouillé sur les masers à hydrogène, il permet d'établir un lien direct entre le domaine optique et le domaine micro-onde. Grâce à ce lien et en mesurant simultanément les lasers d'horloge mercure et strontium comme décrit en figure 6.4, on peut procéder à la mesure du ratio Hg/Sr.

En écrivant les battements entre les deux lasers d'horloge et le peigne de fréquence, on obtient deux équations :

$$f_{b,Hg} = |\nu_{Hg,l} - N_{Hg} \times f_{rep}| \quad (6.6)$$

$$f_{b,Sr} = |\nu_{Sr,l} - N_{Sr} \times f_{rep}| \quad (6.7)$$

Où $f_{b,Hg}$ (respectivement $f_{b,Sr}$) désigne la fréquence du battement (indépendant de f_0) entre le laser d'horloge mercure (respectivement strontium) et la N_{Hg} -ème (respectivement N_{Sr} -ème) dent du peigne.

Ces deux battements sont comptés face aux horloges micro-onde qui sont donc en mode commun lors de cette mesure. On retrouve ainsi le fait que l'exactitude des étalons primaires n'est pas limitante pour les mesures de ratios de fréquence d'horloges optiques. En effet lors de cette mesure seules les incertitudes des deux horloges entrent en jeu ainsi que le bruit propre à chacun des deux lasers d'horloge. La partie suivante décrit l'utilisation et le rôle du peigne de fréquence lors de la comparaison d'horloges.

6.2.2 Architecture de la comparaison d'horloges

Cette partie présente donc la situation lors de la comparaison d'horloges. Pour comparer deux horloges optiques, une coordination est requise. Dans le cadre de ma thèse, on peut ainsi distinguer trois composants essentiels à cette comparaison. Le peigne de fréquence décrit précédemment, l'horloge mercure, et une autre horloge, en l'occurrence, au laboratoire, nous pouvions bénéficier de l'horloge strontium. La figure 6.5 résume la situation en présentant ce trois éléments essentiels à la comparaison.

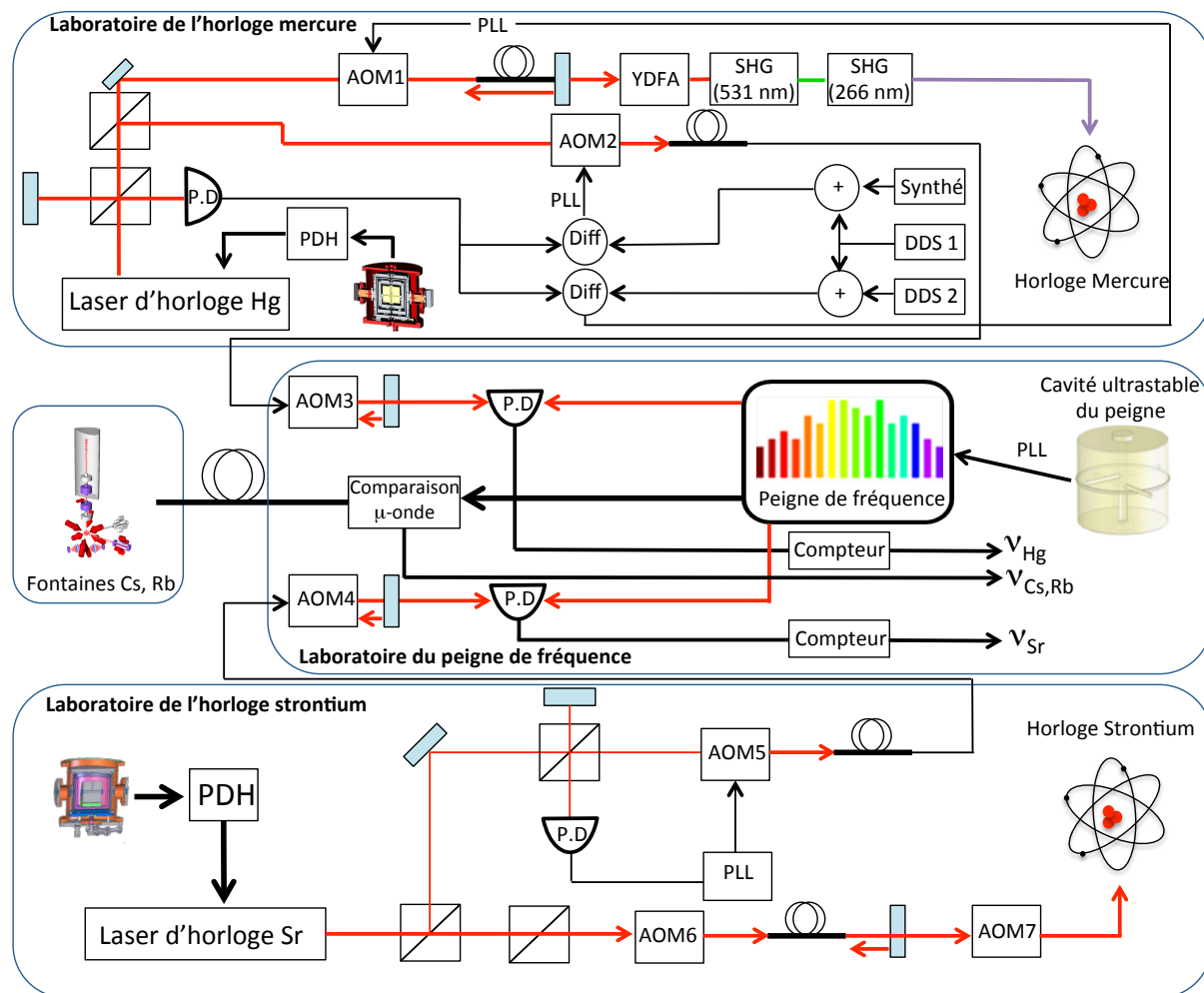


FIGURE 6.5 – Dispositif expérimental nécessaire à la comparaison d'horloges

Cette figure illustre les trois laboratoires qui doivent donc fonctionner en commun. Le peigne permettant le lien entre les deux horloges, il doit être opérationnel toute la durée de la mesure. Du côté de l'horloge mercure, il faut donc que tous les éléments présentés jusqu'à présent soient fonctionnels, on retiendra particulièrement le laser de piégeage qui est ainsi asservi sur le peigne, et le laser d'horloge qui est compté par le peigne de fréquence. Côté strontium, le laser d'horloge est également compté, ce qui permet la comparaison.

Lors de comparaisons d'horloges, les horloges participantes fonctionnent normalement, mais elles sont comptées en temps réel par le peigne de fréquence. Nous verrons dans la partie suivante quelles sont les conséquences de ce comptage sur le traitement des

données. Il convient donc au regard de la chaîne de fréquence déployée pour connecter les horloges au peigne de fréquence de connaître avec fiabilité les offsets de fréquence qui existent entre la fréquence des atomes et la fréquence mesurée par le peigne pour chacune des horloges. Cette différence fondamentale entre fréquence des atomes, fréquence du laser, et offsets de fréquence sera détaillée dans la suite du manuscrit.

Jusqu'ici, les descriptions se sont arrêtées à une comparaison dite locale, c'est à dire au sein du SYRTE. Or, comme il le sera développé ensuite, nous avons également pris part à des campagnes à l'échelle européenne. Pour cela, d'autres précautions doivent être prises, et une implication plus grande encore des différents laboratoires participants est nécessaire (voir partie 6.3).

6.2.3 Analyse de données de comparaison d'horloges

Cette partie détaille mon travail quant à l'analyse des données de comparaison d'horloges et permet d'illustrer la minutie et l'attention particulière qui doivent être prises pour conclure quant à la valeur d'un ratio de fréquence. Dans cette partie, j'évoquerai le cas général où l'on compare l'horloge mercure à une horloge ailleurs en Europe via les liens optiques fibrés. Lors de la comparaison d'horloges, on peut distinguer trois parties indépendantes :

- Le laboratoire du SYRTE (contenant entre autre le peigne de fréquence et l'horloge mercure)
- Le laboratoire avec lequel nous comparons l'horloge mercure (la PTB par exemple, et donc leur horloge Sr ou Yb⁺ ainsi que leur peigne de fréquence)
- La station relais à laquelle sont envoyés les signaux mesurés au SYRTE et à la PTB par exemple.

Dans une premier temps, il convient de se concentrer sur les données du SYRTE, en commençant logiquement par les données de l'horloge mercure. Lorsque l'horloge mercure est en fonctionnement, l'acquisition de données se fait en temps réel et peut être suivie dans la fenêtre illustrée en figure 6.6 :

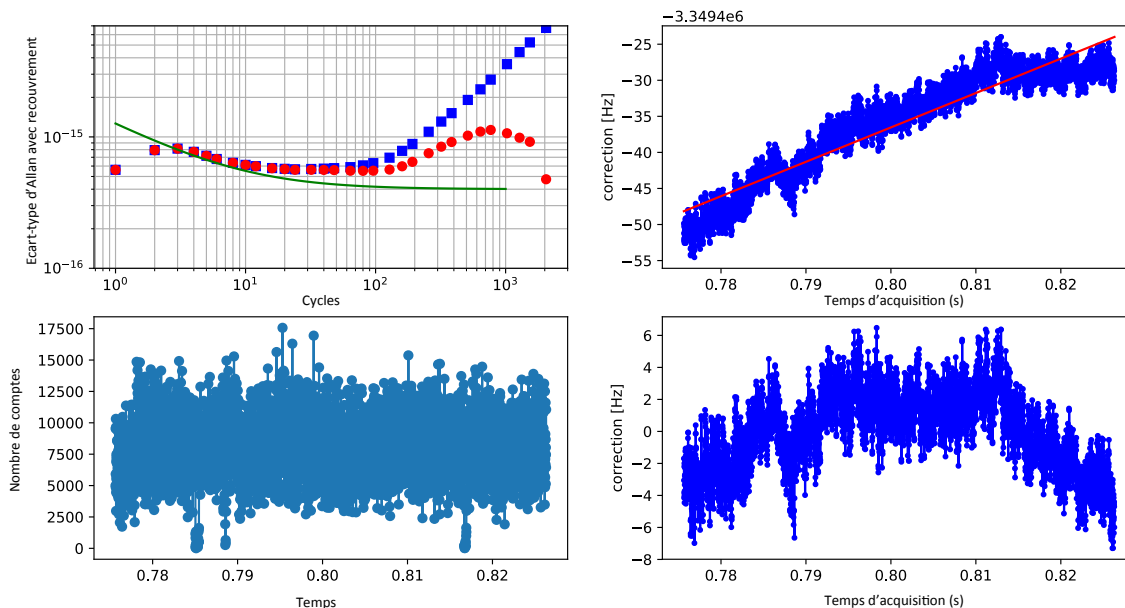


FIGURE 6.6 – Capture d'écran du suivi de l'horloge mercure lors de l'acquisition de données

Cette fenêtre se décompose en quatre sous-parties. En haut à droite, est représentée la correction appliquée par AOM au laser d'horloge pour rester en résonance avec les atomes. La droite rouge sur cette figure symbolise la dérive linéaire de la cavité, donnée cruciale qu'il faut maintenir la plus basse possible comme présenté précédemment. A ces corrections en fréquence on peut associer un tracé de l'écart type d'Allan avec recouvrement (en haut à gauche). L'extrapolation de cette courbe en $1/\sqrt{\tau}$ à une seconde permet une première estimation de la stabilité. Première estimation car comme vue précédemment au chapitre 3, l'horloge mercure atteignant désormais des stabilités inférieures à 5×10^{-16} , la résolution pour déterminer la stabilité exacte est limitée par le plancher de bruit de la cavité ultrastable lorsque nous mesurons la stabilité face à notre cavité. Enfin, en bas à gauche, on repère une troisième figure, qui montre cette fois-ci l'évolution du nombre d'atomes durant la prise de données. Il est important de noter que chaque point de la figure correspond à un cycle d'horloge.

Le suivi de ce graphe durant l'acquisition permet de repérer d'éventuels dysfonctionnements de l'horloge. En effet, si l'on s'intéresse au suivi du nombre d'atomes, on remarque quelques artefacts autour de 0. Cela peut avoir plusieurs explications mais une d'entre elles peut être due à un laser qui n'était plus asservi. Les atomes ne sont donc plus piégés et à l'acquisition, on n'en compte alors aucun. Toutes ces excursions doivent alors être traquées pour garantir une fréquence de correction qui a un sens et qui correspond bien

à l'interrogation de l'échantillon d'atomes de mercure.

Un premier travail de filtrage se fait alors pour ne considérer que des fréquences qui ont un sens physique et qui correspondent à une réelle mesure. Ce travail est réalisé pour chacun des sous-niveaux Zeeman. En effet lors du cycle d'horloge comme présenté dans la partie 2.2.2, à chaque séquence correspond un sous-niveau Zeeman interrogé. Une fois chacun des sous-niveaux Zeeman "filtré", on peut rassembler les résultats obtenus dans un tableau à trois entrées comme exposé ci-après :

MJD	Correction atomique (MHz)	m_F
58760.697095	-3336709.867693	+1/2
58760.697106	-3336509.623382	-1/2
58760.697118	-3336710.133834	+1/2
58760.697130	-3336511.044116	-1/2
...
...
58760.701597	-3336713.154746	+1/2
58760.701609	-3336713.751595	+1/2
58760.701620	-3336513.638800	-1/2
58760.701632	-3336712.158007	+1/2

FIGURE 6.7 – Évolution de la correction atomique en fonction du temps d'acquisition et selon le sous niveau-Zeeman interrogé

Le MJD (pour *Modified Julian Day*) ou jour julien modifié est une unité de temps très utilisée dans la communauté du temps et des fréquences. Le MJD est incrémenté d'une unité pour chaque jour et une seconde correspond donc à $1/86400$. Il est alors possible de se passer des notations mois/jours/années en privilégiant une écriture numérique. La seconde colonne correspond à la correction atomique, appliquée pour maintenir le laser en résonance avec les atomes. On remarque entre deux lignes successives un écart proche de 200 Hz qui dans cet exemple correspond à l'écart en fréquence entre les résonances des deux sous-niveaux Zeeman. Enfin, la dernière colonne se veut alternée entre chacun des sous-niveaux Zeeman en indiquant lequel a été interrogé. Cependant, le filtrage peut entraîner des sauts lorsque des données sont effacées. La conséquence de ces sauts apparaît dans cette ultime colonne du tableau où en rouge on remarque deux sous-niveaux Zeeman successifs identiques.

Par convention, on estime que la correction atomique globale est égale à la moyenne

des corrections atomiques appliquées pour chaque sous-niveaux Zeeman. Ainsi, avant de moyenner terme à terme chaque élément du tableau ci-avant, il faut nous assurer que les sous-niveaux Zeeman sont bel et bien consécutivement alternés. Cela donne lieu à un second filtrage, qu'on appelle le filtrage Zeeman. Cette seconde étape de filtrage étant réalisée, on a donc un tableau qui cette fois a deux entrées, la première étant la moyenne des MJD, et la seconde étant la correction atomique globale précédemment évoquée :

MJD	Correction atomique globale (MHz)
58760.6971005	-3336609.7455375
58760.697124	-3336610.588975
58760.701625	-3336612.8984035

FIGURE 6.8 – Évolution de la correction atomique globale en fonction du de la moyenne des MJD

Le principale remarque après le moyennage de chacune des configurations est le nombre de points qui est par conséquent divisé par deux. Deux cycles d'horloges sont donc nécessaires à l'établissement d'une correction globale atomique. Les données ainsi obtenues sont réparties en fonction du temps de la journée auquel l'acquisition s'est faite. Cependant, dans le cadre des campagnes de mesures à l'échelle européenne, des normes existent et les valeurs de transition d'horloges partagées entre les laboratoires doivent se présenter sous la forme de fichiers journaliers, contenant chacun 86400 lignes (correspondant aux secondes de la journée). Les points de mesure ainsi obtenus doivent donc être alignés sur les secondes de la journée. C'est la deuxième étape du traitement des données qui suit le filtrage : l'alignement.

Cette étape consiste à assigner à chaque seconde de la journée une valeur de correction globale de fréquence qui a été prise à un temps le plus proche de cette seconde. La figure 6.9 montre schématiquement cette procédure d'alignement :

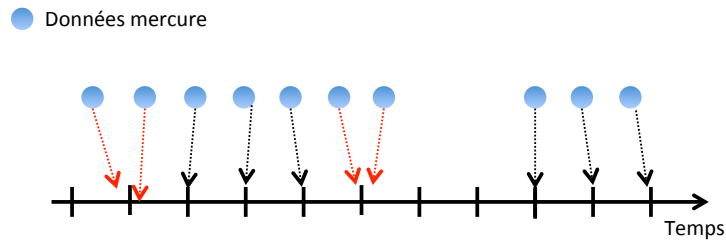


FIGURE 6.9 – Procédure d'alignement des "temps mercure" sur les secondes journalières

Sur cette figure sont représentées en noir le long de la flèche les secondes de la journée. Les données mercure n'étant pas acquises aux mêmes temps, la procédure consiste donc à rapprocher les temps dits "temps mercure" et les faire ainsi coïncider avec les secondes journalières les plus proches. Comme indiqué sur le schéma deux situations peuvent alors se produire. Deux temps mercure peuvent avoir une même seconde journalière en tant que plus proche voisin. Dans ce cas, un moyennage pondéré est effectué pour attribuer à la seconde journalière la correction globale d'horloge. Le second cas de figure peut se présenter si l'étape de filtrage a causé un "trou" dans les données. Aucune correction globale d'horloge n'existe pour certaines secondes de la journée. Pour le signifier, on associe un bit de validité aux données obtenues. Un 1 lorsque la valeur est valide, un 0 lorsqu'elle ne l'est pas. L'allure d'un tel tableau de données est présentée ci-après.

MJD	Correction atomique globale (MHz)	Bit de validité
58772.8899069	-3349590.958813	1
58772.8899190	-3349591.625734	1
58772.8899309	0	0
58772.8899420	-3349592.501081	1
58772.8899539	-3349591.424256	1
58772.8899650	0	0
58772.8899769	-3349590.274941	1

FIGURE 6.10 – Aspect global d'un fichier de données partagé avec les autres laboratoires d'horloges en Europe

Cette dernière étape d'alignement des temps nous permet alors de mettre en ligne nos données afin de les partager dans l'optique des mesures de ratios de fréquence.

Dans le même temps, les laboratoires partenaires étrangers mettent en ligne leurs données, accompagnées elles aussi de bits de validité. Le peigne de fréquence du SYRTE produit lui aussi des fichiers de données, tout comme la station relais qui reçoit les signaux optiques des laboratoires participant à la comparaison. La figure 6.11 représente sur une journée les différents intervenants durant une campagne de mesures :

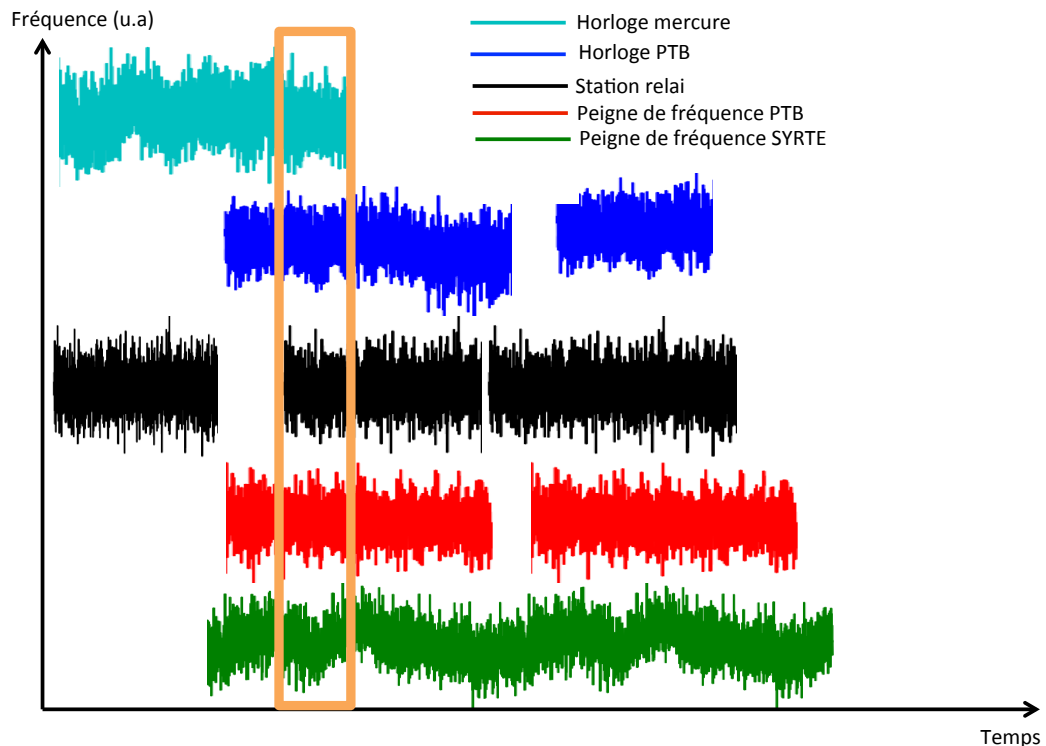


FIGURE 6.11 – Fonctionnement sur une journée des différents participants à la mesure de ratios de fréquence

Les différentes couleurs sont associées aux différents intervenants lors de la mesure de ratios de fréquence. La mesure de ces ratios n'est alors possible que lorsque chacun des participants est présent sur la même plage horaire. Cette plage horaire commune est représentée par le rectangle orange. On remarque donc que ces mesures sont très dépendantes du bon fonctionnement des horloges et des peignes et que les données acquises sont parfois inutiles pour la mesure de ratios car ne peuvent pas être comparées avec d'autres données.

En résumé, le travail préliminaire de filtrage et d'alignement temporel est suivi par l'analyse des coïncidences des bits de validités. Seules les données valides acquises au même moment sont alors comparées. Dans la suite de ce chapitre, nous allons nous concentrer sur les résultats de ces analyses de données au cours des campagnes de mesures menées pendant ma thèse.

6.3 Résultats de campagnes de mesures en interne et à l'échelle européenne via liens optiques fibrés

6.3.1 Première détermination du ratio de fréquence Hg-Yb⁺

Il a été montré dans la partie précédente la démarche que nous suivons pour procéder aux mesures de ratios de fréquence entre le SYRTE et la PTB. Ces comparaisons d'horloge sur plusieurs centaines de kilomètres via des liens fibrés constituent le coeur de cette partie. Durant le cours de ma thèse j'ai pu à plusieurs reprises comparer notre horloge au mercure avec l'horloge de la PTB basée sur l'ion Yb⁺. Il s'agit de la première mesure de ratio de fréquence réalisée entre l'atome de mercure et l'ion Yb⁺.

Comme on peut le voir sur la figure 6.12 [24], et comme évoqué dans la partie précédente, la mesure de ratio de fréquence entre deux laboratoires distincts nécessite le fonctionnement de nombreux paramètres : les horloges d'une part, les liens fibrés d'autre part, et les peignes de fréquence enfin, situés dans chacun des laboratoires.

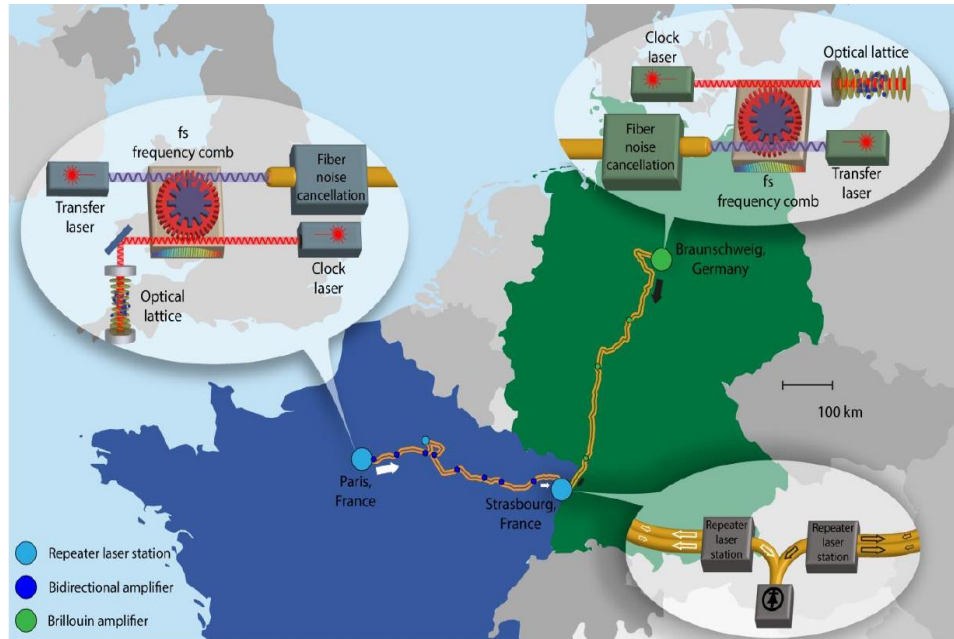


FIGURE 6.12 – Schéma de la situation entre la PTB et le SYRTE avec l'intervention des horloges, des peignes de fréquence et de la station des liens fibrés à Strasbourg [24]

Chaque laboratoire utilisant ses propres codes, ses propres méthodes, l'exploitation des données que j'ai mentionnée avant a nécessité la mise en place de conventions supplémentaires. Dans la suite comme je l'avais évoqué précédemment, je mentionnerai les fréquences optiques par la lettre grecque ν tandis que les fréquences RF seront notées avec un f .

Après la fin d'une campagne de mesure, chaque équipe qui a pris part au projet possède ses données qu'elle doit traiter et partager avec les autres. Pour cela, il a été décidé que sur un serveur commun seraient mis en ligne les données des horloges du SYRTE, celles de la PTB et celles de la station de mesure de Strasbourg (voir partie 6.2.3)

Cependant, même du côté d'un laboratoire, une coordination est nécessaire avec l'équipe du peigne de fréquence. Comme le rappelle la figure 6.13, présentée en partie 2, de nombreuses DDS et synthétiseurs sont mis en jeu pour relier la chaîne de fréquence de l'horloge mercure au peigne.

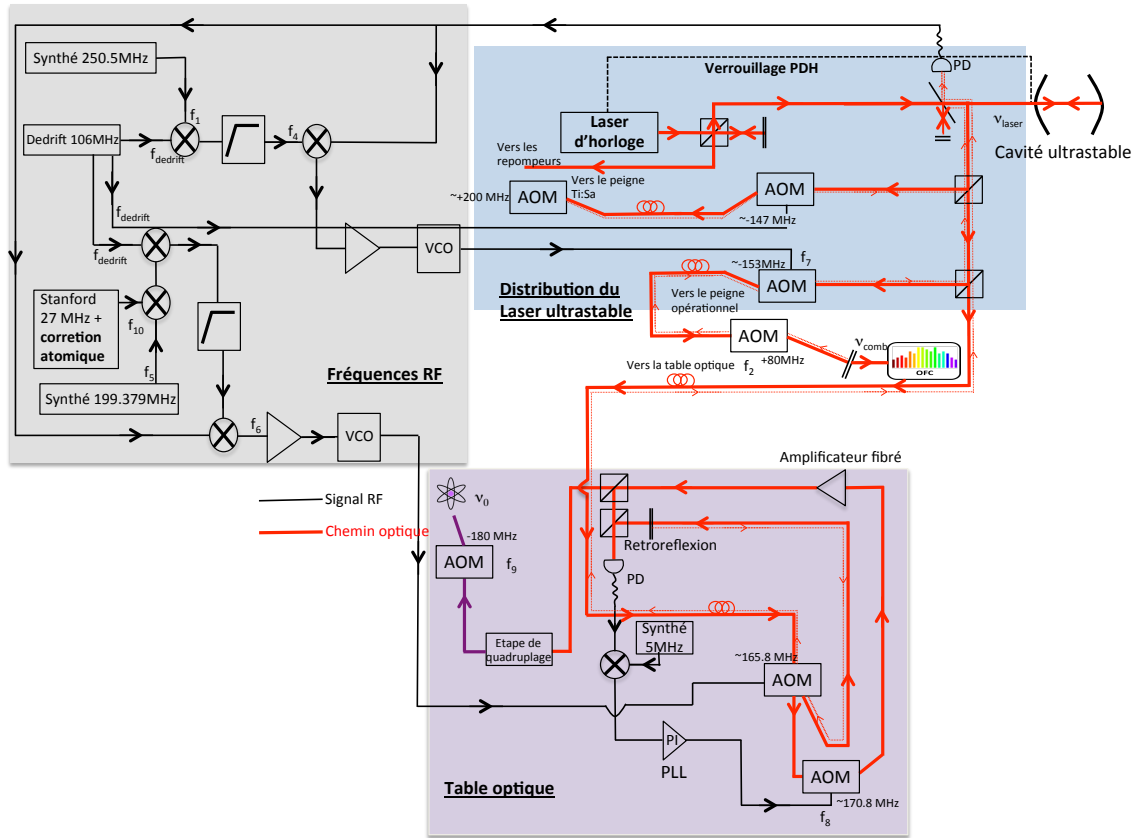


FIGURE 6.13 – Schéma de la chaîne de fréquence de l'horloge mercure depuis le laser ultrastable à la table optique mercure et aux autres laboratoires

Soit ν_0 la fréquence des atomes de mercure à résonance et ν_{laser} la fréquence du laser ultrastable dans l'infrarouge. Les différents synthétiseurs et AOM présents nous donnent la relation suivante :

$$\nu_0 = 4\nu_{laser} + 2(f_5 + f_{dedrift} + f_{10}) - f_9$$

D'où

$$\nu_0 - 4\nu_{laser} = 2(f_5 + f_{dedrift} + f_{10}) - f_9 \quad (6.8)$$

Le facteur 4 devant la fréquence du laser d'horloge vient de l'étape de quadruplage en fréquence de la lumière ultrastable. Les fréquences f_5 et f_{10} viennent de deux synthétiseurs, et $f_{dedrift}$ correspond à la fréquence délivrée par la DDS de dedrift dont le rôle est de compenser la dérive de la cavité ultrastable où est pré-asservi le laser d'horloge. Il est

important de noter que la fréquence f_{10} ne contient pas uniquement le terme de fréquence produit par le synthétiseur. Elle contient en effet un terme de correction atomique qui est obtenu lors du fonctionnement de l'horloge. On peut écrire $f_{10} = F_{10} + A$ où F_{10} est la fréquence fixée par le synthétiseur et A est le terme correctif, appelé correction atomique globale dans la partie précédente.

Si l'équation 6.8 traite de la relation entre les atomes de mercure et le laser ultrastable, il faut également s'occuper du lien entre le laser ultrastable et le peigne de fréquence (dont la fréquence est notée ν_{comb}). On obtient la relation suivante avec f_1 la fréquence d'un synthétiseur :

$$\nu_{comb} - \nu_{laser} = \frac{f_{dedrift} - f_1}{2} \quad (6.9)$$

Ainsi, en combinant les équations 6.8 et 6.9, on peut écrire le lien direct entre la fréquence du peigne et la fréquence des atomes de mercure :

$$\nu_0 - 4\nu_{comb} = 2(f_5 + f_1 + f_{10}) - f_9$$

Et en remplaçant les fréquences fixes par leurs valeurs :

$$\nu_0 - 4\nu_{comb} = 793.758MHz + A \quad (6.10)$$

La connaissance de cette chaîne de fréquence est donc nécessaire pour pouvoir relier les mesures du peigne aux atomes. En effet, les données qui seront mises en ligne par chacun des laboratoires sont appelées battement de transfert et s'expriment de la façon suivante :

$$f^S = \alpha^S \nu_{Hg}^S - \nu_{LO}^S \quad (6.11)$$

Où on utilise l'exposant S pour désigner le SYRTE et α^S représente le rapport entre les deux dents du peigne :

$$\alpha^S = \frac{N_{LO}^S}{N_{Hg}^S}$$

De la même manière, avec P l'indice choisi pour représenter la PTB et α^P le rapport entre les deux dents du peigne, le battement de transfert du côté de la PTB avec l'horloge Yb^+ s'écrit :

$$f^P = \alpha^P \nu_{Yb^+}^P - \nu_{LO}^P \quad (6.12)$$

Ces deux quantités sont ensuite comparées au sein de la station à Strasbourg et l'on peut alors écrire :

$$\alpha^S \nu_{Hg}^S - \alpha^P \nu_{Yb^+}^P = f^S - f_{Strasbourg} + 20.5MHz - f^P \quad (6.13)$$

Ainsi, lorsque l'on écrit la définition du ratio de fréquence entre le mercure et l'ion ytterbium, on a :

$$\eta = \frac{\nu_{Hg}^S}{\nu_{Yb^+}^P} \quad (6.14)$$

Et en utilisant dans cette équation les expressions 6.11, 6.12 et 6.13, on obtient l'écriture générale du ratio de fréquence entre le mercure et l'ion Yb^+ en fonction des battements de transfert :

$$\eta = \frac{\alpha^P}{\alpha^S} + \frac{1}{\alpha^S \nu_{Yb^+}^{CIPM}} [f^S - f_{Strasbourg} + 20.5 MHz - f^P] \quad (6.15)$$

On remarque que dans cette expression, seules trois grandeurs sont des grandeurs mesurées, il s'agit des trois battement de transfert. Une fois chacune de ces grandeurs mises en ligne et partagées, chaque laboratoire y a accès et peut mesurer le ratio indépendamment.

On note cependant dans cette expression la présence du terme $\nu_{Yb^+}^{CIPM}$. Il s'agit d'une valeur fixée par le CIPM (Comité International des Poids et des Mesures) et non mesurée. Les conséquences de cette valeur sur le ratio sont minimes. En effet, une erreur de l'ordre de 10^{-13} sur cette valeur changerait le ratio de $2 \cdot 10^{-18}$, ce qui n'est pas limitant pour notre exactitude actuelle.

La mesure du ratio de fréquence Hg/ Yb^+ a été faite durant trois campagnes de mesure. Une en juin 2017, et une en décembre 2018 et la dernière en juillet 2019.

La stabilité de ce ratio mesuré en juin 2017 est représentée dans la figure 6.14 tandis que celles obtenues en décembre 2018 et en juillet 2019 sont représentées respectivement en figure 6.15 et 6.16.

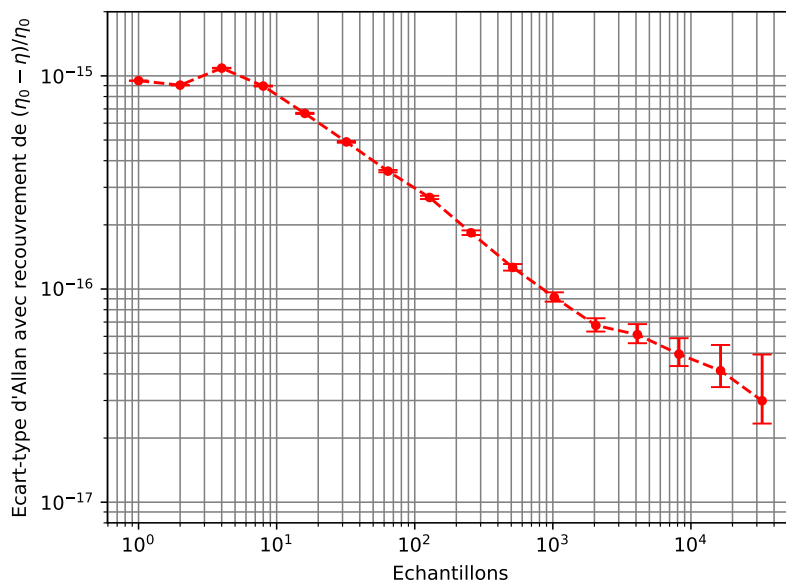


FIGURE 6.14 – Écart-type d'Allan du ratio de fréquence Hg/Yb^+ durant la campagne de mesures de juin 2017

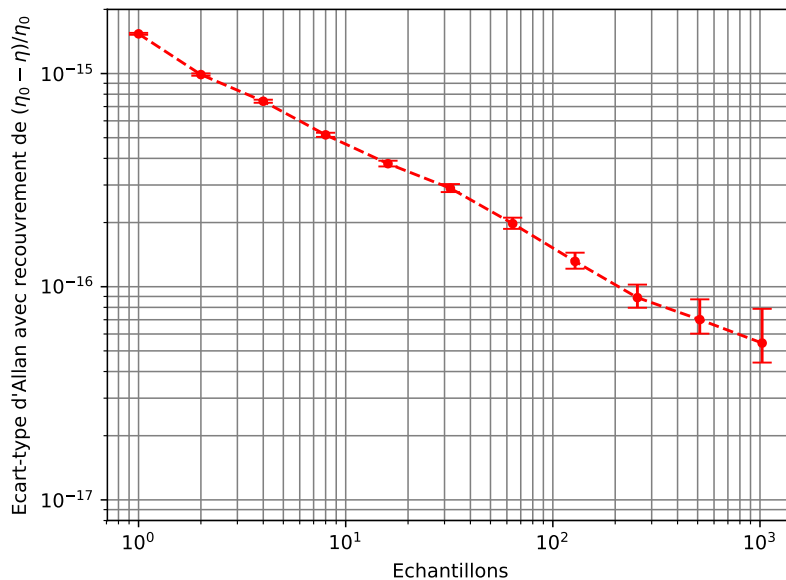


FIGURE 6.15 – Écart-type d'Allan du ratio de fréquence Hg/Yb^+ durant la campagne de mesures de juin 2018

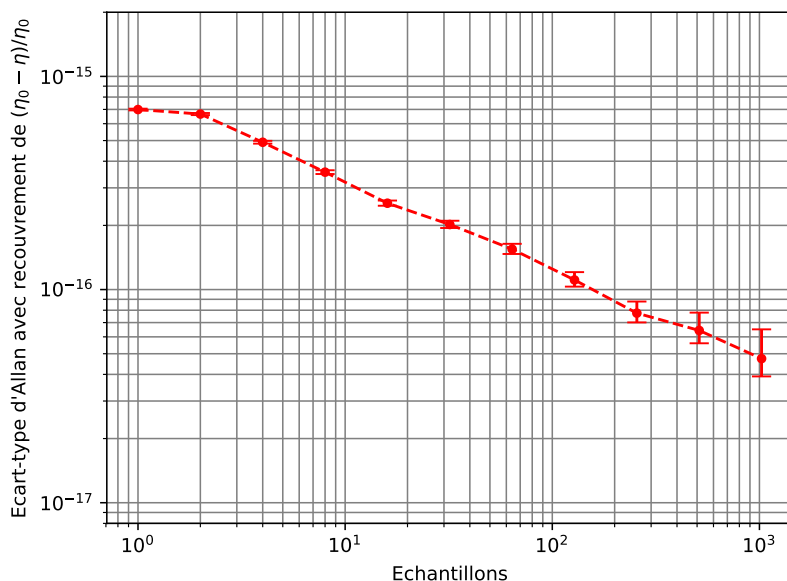


FIGURE 6.16 – Écart-type d'Allan du ratio de fréquence Hg/Yb⁺ durant la campagne de mesures de juillet 2019

Ces trois campagnes de mesure ont abouti à la première mesure du ratio Hg/Yb⁺ en 2017 qui a donc été mesuré une nouvelle fois en décembre 2018 puis une autre en 2019 :

$$\eta_{Hg/Yb+}^{2017} = 1.757\ 572\ 821\ 468\ 312\ 56(31) \quad (6.16)$$

$$\eta_{Hg/Yb+}^{2018} = 1.757\ 572\ 821\ 468\ 312\ 78(35) \quad (6.17)$$

$$\eta_{Hg/Yb+}^{2019} = 1.757\ 572\ 821\ 468\ 312\ 72(18) \quad (6.18)$$

A nouveau on peut constater les progrès apportés par le 2D-MOT au niveau de la stabilité qui a été divisée par un facteur supérieur à deux en 2018 puis à nouveau presque par un facteur deux en 2019.

Concernant la valeur du ratio obtenue en 2019, il faut préciser que les incertitudes restent à confirmer notamment du point de vue de l'incertitude finale autour de ce ratio, et ont au moment de l'écriture de ce manuscrit, vocation à souligner une reproductibilité très satisfaisante dans la mesure de ce ratio.

6.3.2 Transfert de pureté spectrale et mesures internes

Les campagnes de mesure à l'échelle européenne demandant une importante coordination de plusieurs entités indépendantes, ce sont des événements peu communs. Cependant, la présence au laboratoire de deux horloges optiques en plus de l'horloge mercure (deux horloges strontium) permet des mesures internes et donc des mesures d'exactitude ou de stabilité plus fréquentes. Cette partie se concentre sur les résultats de telles mesures menées au cours de ma thèse.

Comme je l'avais évoqué lors de la présentation des effets systématiques (voir partie 5) s'appliquant à l'horloge, la mesure de ratio de fréquence permet, en utilisant une des horloges en tant que pivot, de déterminer ces effets systématiques. Ces résultats de mesure ont été présentés précédemment. Cependant à plusieurs reprises nous avons fait fonctionner les trois horloges dans des conditions nominales. La figure 6.17 présente les résultats des mesures de juin 2019 de comparaison entre les horloges mercure et strontium du SYRTE :

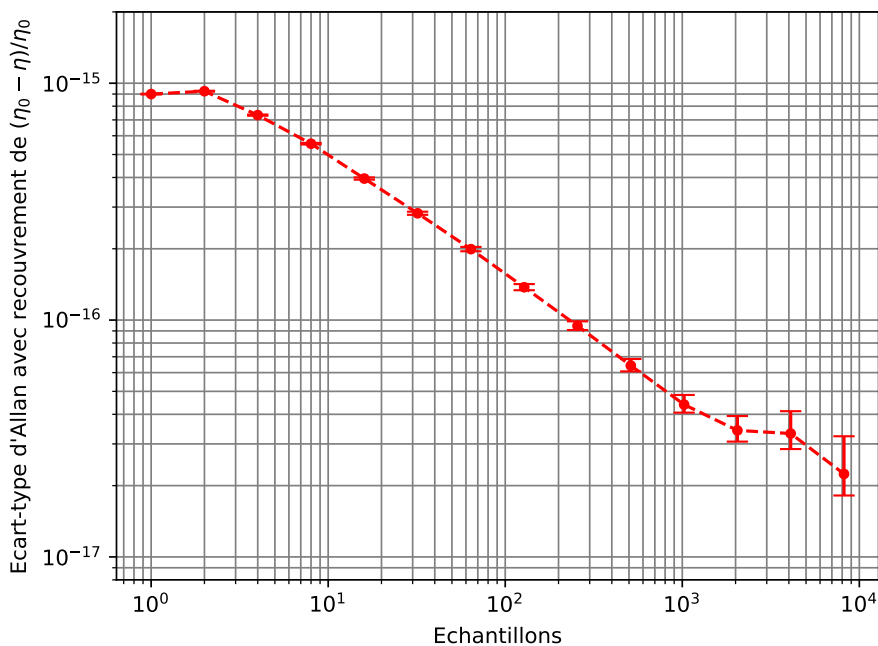


FIGURE 6.17 – Écart-type d'Allan du ratio de fréquence Hg/Sr en juin 2019

Cette mesure du ratio de fréquence Hg/Sr s'écrit alors :

$$\eta_{Hg/Sr}^{2019} = 2.629\,314\,209\,898\,908\,34(20) \quad (6.19)$$

Cette mesure réalisée avec une stabilité proche de 1×10^{-15} à une seconde est en accord avec les précédentes mesures du ratio Hg/Sr comme on le verra dans la partie suivante. On peut cependant légitimement se demander s'il est possible de tirer profit des stabilités présentées dans le chapitre 3 qui sont dans le milieu de la gamme du 10^{-16} à une seconde. C'est pourquoi successivement à ces mesures nous avons voulu utiliser le peigne de fréquence pour améliorer la stabilité sur la mesure de ce ratio.

Cette autre utilisation du peigne de fréquence qui a été faite au cours de ma thèse consiste à transférer la stabilité d'une horloge à une autre : c'est le transfert de pureté spectrale [106], [107]. Lors de la mesure de ratios de fréquence en effet, plus les horloges sont de grande exactitude et de très bonne stabilité, plus le résultat sera satisfaisant. Lorsque deux horloges basées sur des espèces chimiques différentes sont comparées, le laser ultrastable qui constitue leur oscillateur local n'est pas le même. Au SYRTE, le laser d'horloge du strontium (dit laser strontium) a une longueur d'onde située autour de 698 nm tandis que celle du laser mercure est, avant quadruplage en fréquence, proche de 1062 nm.

L'intérêt est alors de transférer les propriétés spectrales du laser le plus performant à l'autre laser dont les caractéristiques spectrales sont légèrement inférieures. Alors qu'il est impossible de verrouiller ces deux lasers (strontium et mercure) entre eux, du fait de leur écart trop important en fréquence, on peut en revanche utiliser le peigne en tant que lien entre les deux. De plus, les fluctuations relatives en fréquence entre deux dents du peigne sont inférieures à 10^{-17} ce qui ne limite pas le transfert de pureté spectrale entre deux lasers. En effet, l'état de l'art des lasers ultrastables se situe dans cette gamme de 10^{-17} [108].

Le laser d'horloge du mercure, comme vu dans le chapitre 2 possède un bruit de flicker de l'ordre de 4.10^{-16} ce qui au sein du SYRTE en fait le laser de plus bas bruit. Au cours de ma thèse nous n'avons pas pu utiliser ce laser en tant que laser maître pour des questions techniques. A la place, nous avons choisi d'utiliser un laser à 1542 nm asservi sur une cavité ultrastable (appelée CUS) sur lequel est verrouillé le peigne de fréquence. Par la suite, nous verrouillons chacun des lasers strontium et mercure sur le peigne de fréquence. Ainsi, indirectement, les lasers mercure et strontium sont tous les deux verrouillés sur la même cavité, la CUS. Ceci n'aurait pas été possible sans le peigne du fait de la longueur d'onde beaucoup trop éloignée des deux lasers esclaves. Le peigne a donc

été utilisé comme oscillateur de transfert.

Bien que ce laser maître verrouillé sur la CUS ait un plancher de bruit plus élevé (de l'ordre de 10^{-15}) que le laser mercure, le fait qu'il soit en mode commun pour les lasers mercure et strontium permet lors d'une mesure de ratio de s'affranchir du bruit dû à ce laser car il est le même sur les deux voies de mesure. Cela contribue à une diminution de l'effet Dick déjà présenté en partie 3.3. La figure 6.18 montre les premiers résultats de la mesure du ratio mercure/strontium en utilisant le transfert de pureté spectrale :

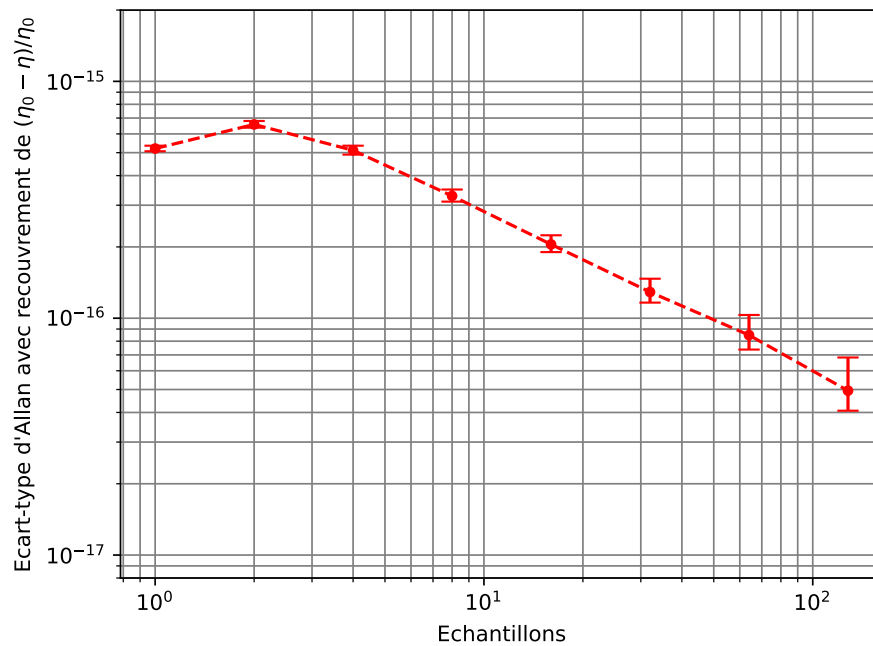


FIGURE 6.18 – Écart-type d'Allan du ratio de fréquence Hg/Sr en utilisant la technique du transfert de pureté spectrale

Pour la première fois au laboratoire, la stabilité de la mesure du ratio mercure/strontium est inférieure à 1×10^{-15} pour se situer autour de 9×10^{-16} . Pour procéder à ces mesures synchronisées et effectuer le transfert de pureté spectrale, il a non seulement fallu asservir le laser mercure ET le laser strontium sur une autre cavité ultrastable (la CUS) mais il a aussi fallu synchroniser les temps de cycle des horloges entre les différents laboratoires.

Ces premières mesures préliminaires sont prometteuses et nous ont poussés à poursuivre

dans cette voie, permettant de diminuer drastiquement le temps d'intégration pour obtenir des exactitudes dans la gamme du 10^{-18} .

6.3.3 Participation de l'horloge mercure à la mesure et à la confirmation d'autres ratios de fréquence

Jusqu'à présent j'ai évoqué les campagnes de mesure internes ainsi que la comparaison face à l'ion Yb^+ , mais l'horloge mercure peut jouer un autre rôle dans la détermination des ratios de fréquence. Si l'on considère les différentes horloges qui prennent part à ces mesures de ratios, on identifie les horloges strontium (présentes au SYRTE, au NPL et à la PTB), les horloges à ions Yb^+ (au NPL et à la PTB) ainsi que l'horloge mercure au SYRTE. Plus ces horloges sont nombreuses à participer à ces mesures de ratios, plus la confiance dans ces valeurs mesurées est grande. Le fait d'avoir trois espèces chimiques différentes permet de vérifier des ratios. En effet, si dans un premier temps on mesure le ratio de fréquence $\eta_{\text{Hg}/\text{Sr}}$ et que dans un second temps on mesure le ratio de fréquence $\eta_{\text{Sr}/\text{Yb}^+}$, alors le produit de ces deux ratios permet de s'attendre à la valeur mesurée $\eta_{\text{Hg}/\text{Yb}^+}$.

De la même manière lorsqu'après une mesure, un ratio de fréquence est légèrement décalé par rapport aux mesures habituelles, on peut soupçonner l'existence d'un décalage dans l'une des deux horloges mises en jeu. Si a priori il est impossible de déterminer d'où provient ce décalage, rajouter une troisième horloge dans l'équation permet d'identifier sa provenance.

Durant le cours de ma thèse, j'ai pu à plusieurs reprises mesurer le ratio de fréquence entre le mercure et le strontium par exemple. Comme décrit précédemment, cette mesure a été réalisée en interne grâce aux horloges présentes au laboratoire, mais le ratio mercure/strontium a également été mesuré de nombreuses fois grâce à nos partenaires européens. Ainsi, en 2017, 2018 et 2019 j'ai pu mesurer le ratio Hg/Sr entre la PTB et le SYRTE et entre le NPL et le SYRTE. Comme expliqué en préambule à ce chapitre, les mesures successives et répétées de ratio de fréquence sont importantes pour une future redéfinition de la seconde et permettent également d'affiner de confirmer ou d'infirmer des mesures déjà existantes.

En mai 2018, une campagne de mesures en interne avait permis d'obtenir une première détermination du lattice lightshift comme présenté dans le chapitre 5. Cette comparaison entre les deux horloges nous avait permis de mesurer le ratio de fréquence mercure/strontium face aux deux horloges strontium du SYRTE :

$$\eta_{\text{Hg}/\text{Sr}2} = 2.629\,314\,209\,898\,908\,80(40) \quad (6.20)$$

$$\eta_{Hg/SrB} = 2.629\,314\,209\,898\,908\,65(35) \quad (6.21)$$

Le nombre entre parenthèse correspond à l'incertitude absolue sur le ratio pour une incertitude totale relative de 1.7×10^{-16} . Durant cette campagne, la stabilité de l'horloge était de l'ordre de 4.10^{-15} à une seconde, ce qui en terme de performance nous avait fortement limité. Cependant, comme on l'a vu dans le manuscrit, les stabilités sont désormais sub- 10^{-15} à une seconde par l'apport considérable du 2D-MOT.

Six mois plus tard, en décembre 2018 a donc eu lieu une autre campagne de mesures pendant laquelle nous avons fait fonctionner l'horloge de façon nominale. Il s'agissait alors de la première campagne de mesures menée avec le 2D-MOT fonctionnel. Si les résultats de comparaison avec l'ion Yb^+ sont présentés précédemment, cette campagne de mesures a permis de mesurer à nouveau le ratio mercure/strontium en interne mais également face au NPL. La figure 6.19 présente la stabilité de la mesure du ratio Hg/Sr effectuée au SYRTE :

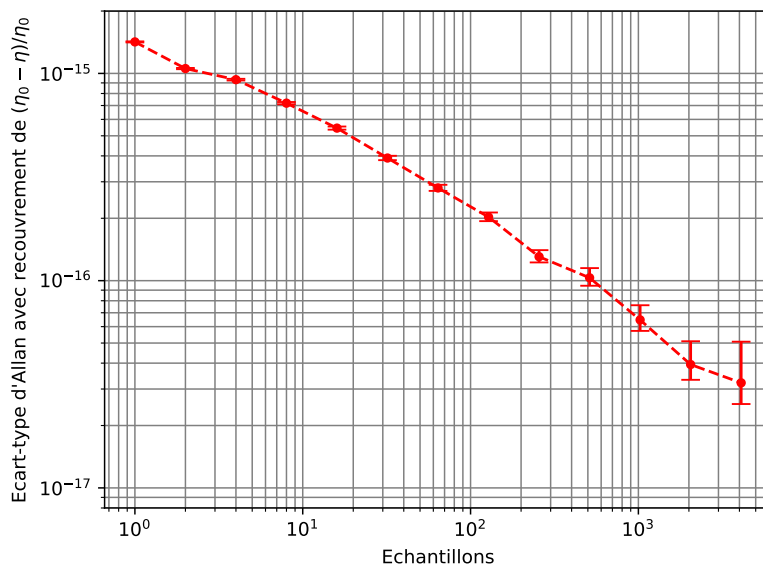


FIGURE 6.19 – Écart-type d'Allan du ratio de fréquence Hg/Sr durant la campagne de mesures de décembre 2018

Durant cette campagne de mesure, la stabilité de l'horloge était de l'ordre de $1.3 \times$

10^{-15} , ce qui a permis d'atteindre une incertitude statistique meilleure qu'en mai de la même année.

$$\eta_{Hg/SrB} = 2.629\,314\,209\,898\,908\,79(31) \quad (6.22)$$

Les valeurs obtenues sont en accord les unes des autres et viennent s'ajouter à la valeur de ce ratio déjà obtenue par l'équipe [56]. Sur la figure 6.20, sont représentées de façon non exhaustives les mesures de ratios de fréquence Hg/Sr menées avec l'horloge mercure durant ma thèse.

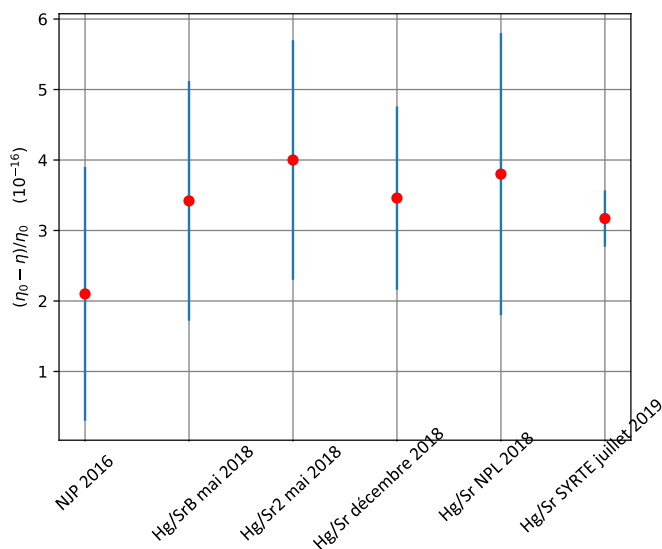


FIGURE 6.20 – Les différents ratios de fréquence mesurés entre l'horloge mercure et l'horloge strontium au cours de ma thèse

Plus exactement, la quantité tracée est la différence entre le ratio mesuré (η) et le ratio recommandé (η_0) par le CIPM (Comité International des Poids et des Mesures) normalisé par ce ratio recommandé :

$$\frac{\eta_{Hg/Sr} - \eta_0}{\eta_0} \quad (6.23)$$

Ces mesures de ratios mercure/strontium en accord les unes avec les autres nous permettent d'avoir confiance dans les horloges du laboratoire et prouvent la reproductibilité de ce type de mesure. L'apport du 2D-MOT se voit de façon significative avec la dernière mesure de juillet 2019. Les très bonnes stabilités ont permis d'avoir accès à des incertitudes meilleures et une première mesure du ratio dans la gamme du 10^{-17} .

De façon plus formelle, la figure 6.21 introduit une représentation graphique des mesures de ratio qui permet un résumé complet des différents ratios déjà mesurés, tout en indiquant ceux qui ne l'ont pas encore été [99].

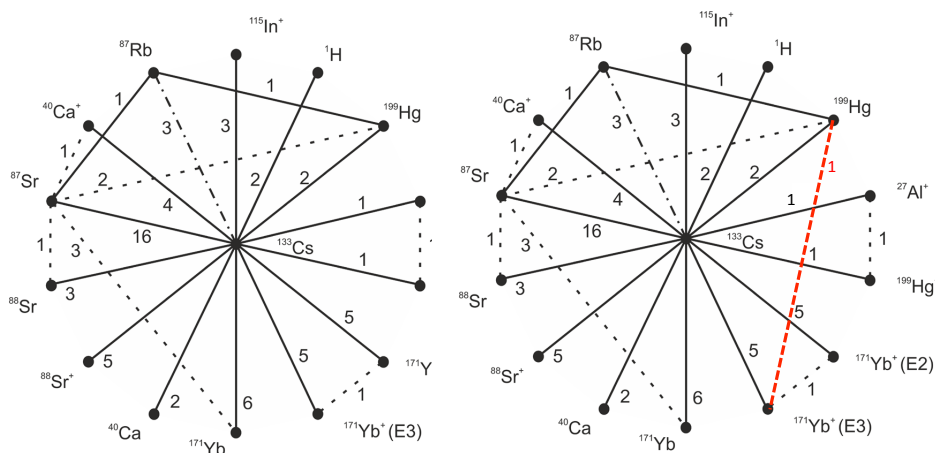


FIGURE 6.21 – Résumé des différents ratios de fréquence mesurés entre les étalons primaires (Cs) et les standards optiques (lignes pleines) ainsi que les mesures optiques directes (ligne pointillée) [99]. Les chiffres indiquent le nombre de mesures indépendantes réalisées. En rouge, le nouveau ratio mesuré.

Durant ces campagnes il a été possible de mesurer plusieurs fois le ratio de fréquence mercure/strontium. En répétant cette mesure en 2018 à deux reprises, puis en 2019, cela nous a permis à nouveau de tester sa reproductibilité. Au cours de ma thèse, l'horloge mercure a donc pris part à plusieurs campagnes de mesure à l'échelle européenne à un rythme supérieur à une par an. La grande reproductibilité que nous avons pu observer fait de l'horloge mercure un partenaire fiable qui pourra contribuer à la redéfinition de la seconde optique.

Conclusion

Nous avons vu que les problématiques autour de l'horloge à réseau optique à atomes de mercure étaient multiples et nécessitaient différentes approches pour les résoudre. Améliorer une horloge optique se fait en considérant plusieurs aspects qui ne peuvent être décorrélés. L'horloge doit dans un premier temps être stable. La stabilité est en effet essentielle pour accéder à des exactitudes satisfaisantes et donc résoudre au mieux les effets systématiques. Dans le cadre de ma thèse j'ai abordé ces deux aspects conjointement, mais en introduisant deux autres notions à mon sens essentielles, l'autonomie de l'horloge, et la facilité pour l'utilisateur d'avoir accès aux données d'horloge et à leur analyse. Les comparaisons d'horloge occupant un rôle central et concurrentiel à l'échelle mondiale, il était nécessaire, de garantir et permettre à l'horloge mercure de fonctionner le plus longtemps possible. Sur un plan purement technique il est désormais possible de faire fonctionner l'horloge des heures durant, pendant plusieurs jours, là où au début de ma thèse les limitations techniques imposaient des recalibrations toutes les heures.

Dans cette perspective d'autonomie, cela a commencé par la mise en place de la nouvelle source d'interrogation d'horloge. Cela a permis de limiter les maintenances sur l'horloge, maintenances pendant lesquelles il était impossible de la faire fonctionner. D'un point de vue pratique, le laser d'horloge n'est à notre échelle plus une limitation, en terme de fonctionnement et de fiabilité. De plus, la mise en place de picomoteurs le long du parcours de la sonde permet désormais de contrôler son alignement avec beaucoup plus de maîtrise. La philosophie autour de ces améliorations techniques est de permettre aux expérimentateurs de pouvoir se concentrer sur d'autres tâches lors du fonctionnement de l'horloge.

Se rapprocher d'un fonctionnement semi-autonome (une présence humaine est toujours requise lors de la prise de données) de l'horloge m'a alors permis de me concentrer sur les limitations de l'horloges mercure. En terme d'exactitude, la principale limitation résidait dans la détermination du lightshift dû au réseau optique. Pour y remédier, l'asservissement du laser de piégeage sur le peigne de fréquence optique a permis une connaissance de la longueur d'onde de piégeage qui ne représente désormais plus une limite en terme

d'exactitude. Dans le même temps, afin de permettre la prise de données de façon plus efficace, il était nécessaire d'améliorer la stabilité de l'horloge. C'est le rôle qu'a joué l'implémentation du 2D-MOT. Il a eu un double effet, non seulement l'augmentation du nombre d'atomes interrogés, mais également la possibilité de réduire par un facteur supérieur à deux le temps de cycle. Le fait d'atteindre une stabilité proche de 3×10^{-16} à une seconde a permis d'une part d'accélérer la prise de données et d'autre part d'ouvrir la porte à l'utilisation de l'horloge mercure pour des mesures de physique atomique.

L'augmentation du nombre d'atomes interrogés a alors permis les mesures de durée de vie de l'état excité 3P_0 . Cela a non seulement permis d'étudier la structure et les propriétés atomiques du mercure dans le régime ultrafroid, peu connues, mais également de mettre en évidence une des limites fondamentales des horloges, à savoir la durée de vie des atomes dans l'état excité de l'horloge. Ces mesures de temps de vie ont permis de valider et d'infirmer des calculs théoriques existants, qui différaient d'un ordre de grandeur.

Dans le même temps, l'amélioration de la stabilité a permis de se concentrer sur d'autres effets systématiques dont la résolution souffrait de la statistique de la mesure. J'ai ainsi pu contraindre plusieurs effets systématiques dans la gamme du 10^{-18} en terme d'incertitude. L'effet Zeeman quadratique n'est donc plus une limitation à l'heure actuelle, et les effets des collisions froides ont pu pour la première fois être observés, et résolus, ouvrant également la porte à des résultats nouveaux concernant les collisions dans le mercure ultrafroid.

Ces améliorations m'ont donc permis au cours de ma thèse d'améliorer de presque un ordre de grandeur l'exactitude ET la stabilité de l'horloge mercure. Ces progrès couplés à une semi-autonomie de l'horloge et un traitement des données rendu lui aussi plus rapide, ont permis non seulement de réaliser pour la première fois des mesures de physique atomique, mais aussi de mesurer à plusieurs reprises avec une bonne reproductibilité le ratio de fréquence Hg/Yb⁺. De plus, le ratio Hg/Sr a été mesuré également à de nombreuses reprises, et pour la première fois dans la gamme des 10^{-17} .

A l'avenir, plusieurs pistes peuvent être envisagées pour l'horloge mercure. D'une part, concernant le bilan d'incertitude, afin d'entrer dans la gamme du 10^{-18} , il sera nécessaire de pouvoir résoudre de potentiels effets non-linéaires dûs au réseau. A cela s'ajoute la nécessité de mesurer la température de l'enceinte à vide plus précisément pour pouvoir résoudre d'autant mieux les effets de radiation du corps noir. De plus, en poursuivant l'optimisation du 2D-MOT, on peut imaginer atteindre des stabilités proches de 1×10^{-16} à une seconde. Les excellentes stabilités du laser mercure incitent à poursuivre nos travaux sur le transfert de pureté spectrale pour s'affranchir de l'effet Dick lors de la mesure

de ratios de fréquence en interne. Ces mesures de ratios de fréquence se sont multipliées au cours de ma thèse, et devraient se poursuivre, notamment grâce à une automatisation de l'analyse des données toujours plus performante.

Enfin, concernant les aspects de physique atomique que j'ai commencé à observer grâce au 2D-MOT, l'étude des collisions n'en est qu'à ses débuts d'une part, et d'autre part, la perspective d'utiliser l'isotope 201 du mercure qui aurait une durée de vie de son état excité supérieure devient réaliste et prometteuse.

Bibliographie

- [1] L. ESSEN et J. V. L. PARRY. “An Atomic Standard of Frequency and Time Interval : A Cæsium Resonator”. In : *Nature* 176.4476 (1955), p. 280–282 (cf. p. 2).
- [2] S. T. DAWKINS et al. “An ultra-stable referenced interrogation system in the deep ultraviolet for a mercury optical lattice clock”. In : *Applied Physics B* 99.1-2 (2009), p. 41–46 (cf. p. 3, 13).
- [3] Wolfgang PAUL. “Electromagnetic traps for charged and neutral particles”. In : *Reviews of Modern Physics* 62.3 (1990), p. 531–540 (cf. p. 6).
- [4] Hans DEHMELT. “Experiments with an Isolated Subatomic Particle at Rest(Nobel Lecture)”. In : *Angewandte Chemie International Edition in English* 29.7 (1990), p. 734–738 (cf. p. 6).
- [5] T. ROSENBAND et al. “Frequency Ratio of Aluminium and mercury Single-Ion Optical Clocks. Metrology at the 17th Decimal Place”. In : *Science* 319.5871 (2008), p. 1808–1812 (cf. p. 6, 121).
- [6] M. CHWALLA et al. “ABSOLUTE FREQUENCY MEASUREMENT OF THE $40\text{Ca}^+ 4s 2S_{1/2} - 3d 2D_{5/2}$ CLOCK TRANSITION”. In : *Frequency Standards and Metrology*. WORLD SCIENTIFIC, 2009 (cf. p. 6).
- [7] H. S. MARGOLIS. “Hertz-Level Measurement of the Optical Clock Frequency in a Single 88Sr^+ Ion”. In : *Science* 306.5700 (2004), p. 1355–1358 (cf. p. 6).
- [8] J. von ZANTHIER et al. “Absolute frequency measurement of the In^+ clock transition with a mode-locked laser”. In : *Optics Letters* 25.23 (2000), p. 1729 (cf. p. 6).
- [9] N. HUNTEMANN et al. “Single-Ion Atomic Clock with $3.10 \cdot 10^{-18}$ Systematic Uncertainty”. In : *Physical Review Letters* 116.6 (2016) (cf. p. 6, 8).
- [10] W. H. OSKAY et al. “Single-Atom Optical Clock with High Accuracy”. In : *Physical Review Letters* 97.2 (2006) (cf. p. 6).
- [11] Masao TAKAMOTO et al. “An optical lattice clock”. In : *Nature* 435.7040 (2005), p. 321–324 (cf. p. 6, 22).

- [12] R. Le TARGAT et al. “Experimental realization of an optical second with strontium lattice clocks”. In : *Nature Communications* 4.1 (2013) (cf. p. 7, 8).
- [13] N. HINKLEY et al. “An Atomic Clock with 10-18 Instability”. In : *Science* 341.6151 (2013), p. 1215–1218 (cf. p. 7).
- [14] Ichiro USHIJIMA et al. “Cryogenic optical lattice clocks”. In : *Nature Photonics* 9.3 (2015), p. 185–189 (cf. p. 7, 104).
- [15] L. YI et al. “Optical Lattice Trapping of ^{199}Hg and Determination of the Magic Wavelength for the Ultraviolet $S_{01} \leftrightarrow P_{03}$ Clock Transition”. In : *Physical Review Letters* 106.7 (2011) (cf. p. 7).
- [16] H. HACHISU et al. “Trapping of Neutral Mercury Atoms and Prospects for Optical Lattice Clocks”. In : *Physical Review Letters* 100.5 (2008) (cf. p. 7, 47, 93, 105, 107).
- [17] Yushi KANEDA et al. “Continuous-wave, single-frequency 229nm laser source for laser cooling of cadmium atoms”. In : *Optics Letters* 41.4 (2016), p. 705 (cf. p. 7).
- [18] W. F. MCGREW et al. “Atomic clock performance enabling geodesy below the centimetre level”. In : *Nature* 564.7734 (2018), p. 87–90 (cf. p. 7, 8, 119).
- [19] T.L. NICHOLSON et al. “Systematic evaluation of an atomic clock at 2.10-18 total uncertainty”. In : *Nature Communications* 6.1 (2015) (cf. p. 8).
- [20] B. J. BLOOM et al. “An optical lattice clock with accuracy and stability at the 10-18 level”. In : *Nature* 506.7486 (2014), p. 71–75 (cf. p. 8).
- [21] J GUÉNA et al. “Contributing to TAI with a secondary representation of the SI second”. In : *Metrologia* 51.1 (2014), p. 108–120 (cf. p. 8).
- [22] Tanja E MEHLSTÄUBLER et al. “Atomic clocks for geodesy”. In : *Reports on Progress in Physics* 81.6 (2018), p. 064401 (cf. p. 8).
- [23] Jacopo GROTTI et al. “Geodesy and metrology with a transportable optical clock”. In : *Nature Physics* 14.5 (2018), p. 437–441 (cf. p. 8).
- [24] C. LISDAT et al. “A clock network for geodesy and fundamental science”. In : *Nature Communications* 7.1 (2016) (cf. p. 8, 133, 134).
- [25] Pacome DELVA, Heiner DENKER et Guillaume LION. “Chronometric Geodesy : Methods and Applications”. In : *Fundamental Theories of Physics*. Springer International Publishing, 2019, p. 25–85 (cf. p. 8).
- [26] Andrei DEREVIANKO. “Atomic clocks and dark-matter signatures”. In : *Journal of Physics : Conference Series* 723 (2016), p. 012043 (cf. p. 8).

- [27] Savely KARSHENBOIM, Victor FLAMBAUM et Ekkehard PEIK. “Atomic Clocks and Constraints on Variations of Fundamental Constants”. In : *Springer Handbook of Atomic, Molecular, and Optical Physics*. Springer New York, 2006, p. 455–463 (cf. p. 8).
- [28] S. BIZE et al. “Testing the Stability of Fundamental Constants with Hg Ion Optical Clock”. In : *Physical Review Letters* 90.15 (2003) (cf. p. 8).
- [29] V V FLAMBAUM et V A DZUBA. “Search for variation of the fundamental constants in atomic, molecular, and nuclear spectra”. In : *Canadian Journal of Physics* 87.1 (2009), p. 25–33 (cf. p. 8, 121).
- [30] Tetsushi TAKANO, Ray MIZUSHIMA et Hidetoshi KATORI. “Precise determination of the isotope shift of 88Sr–87Sr optical lattice clock by sharing perturbations”. In : *Applied Physics Express* 10.7 (2017), p. 072801 (cf. p. 10).
- [31] B. C. YOUNG et al. “Visible Lasers with Subhertz Linewidths”. In : *Physical Review Letters* 82.19 (1999), p. 3799–3802 (cf. p. 13).
- [32] A. D. LUDLOW et al. “Compact, thermal-noise-limited optical cavity for diode laser stabilization”. In : *Optics Letters* 32.6 (2007), p. 641 (cf. p. 13).
- [33] J. MILLO et al. “Ultrastable lasers based on vibration insensitive cavities”. In : *Physical Review A* 79.5 (2009) (cf. p. 13, 69).
- [34] R. W. P. DREVER et al. “Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator”. In : *Applied Physics B Photophysics and Laser Chemistry* 31.2 (1983), p. 97–105 (cf. p. 14).
- [35] T.W. HÄNSCH et A.L. SCHAWLOW. “Cooling of gases by laser radiation”. In : *Optics Communications* 13.1 (1975), p. 68–69 (cf. p. 17).
- [36] E. L. RAAB et al. “Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure”. In : *Physical Review Letters* 59.23 (1987), p. 2631–2634 (cf. p. 17).
- [37] Claude N. Cohen TANNOUDJI. “Nobel Lecture : Manipulating atoms with photons”. In : *Reviews of Modern Physics* 70.3 (1998), p. 707–719 (cf. p. 17, 56).
- [38] William D. PHILLIPS. “Nobel Lecture : Laser cooling and trapping of neutral atoms”. In : *Reviews of Modern Physics* 70.3 (1998), p. 721–741 (cf. p. 17).
- [39] Steven CHU. “Nobel Lecture : The manipulation of neutral particles”. In : *Reviews of Modern Physics* 70.3 (1998), p. 685–706 (cf. p. 17).
- [40] J. J. MCFERRAN et al. “Sub-Doppler cooling of fermionic Hg isotopes in a magneto-optical trap”. In : *Optics Letters* 35.18 (2010), p. 3078 (cf. p. 18).
- [41] A. BRILLET et P. CÉREZ. “LASER FREQUENCY STABILIZATION BY SATURATED ABSORPTION”. In : *Le Journal de Physique Colloques* 42.C8 (1981), p. C8–73–C8–82 (cf. p. 20).

- [42] R. H. DICKE. “The Effect of Collisions upon the Doppler Width of Spectral Lines”. In : *Physical Review* 89.2 (1953), p. 472–473 (cf. p. 21).
- [43] D. J. WINELAND et Wayne M. ITANO. “Laser cooling of atoms”. In : *Physical Review A* 20.4 (1979), p. 1521–1540 (cf. p. 21).
- [44] Rudolf GRIMM, Matthias WEIDEMÜLLER et Yurii B. OVCHINNIKOV. “Optical Dipole Traps for Neutral Atoms”. In : *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*. Elsevier, 2000, p. 95–170 (cf. p. 22).
- [45] J. STARK. “Beobachtungen über den Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien. I. Quereffekt”. In : *Annalen der Physik* 348.7 (1914), p. 965–982 (cf. p. 22).
- [46] Hidetoshi KATORI et al. “Ultrastable Optical Clock with Neutral Atoms in an Engineered Light Shift Trap”. In : *Physical Review Letters* 91.17 (2003) (cf. p. 22).
- [47] T.W. HANSCH et B. COULLAUD. “Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity”. In : *Optics Communications* 35.3 (1980), p. 441–444 (cf. p. 24).
- [48] M. FAVIER. “Mercury Optical Lattice Clock : From High-Resolution Spectroscopy to Frequency Ratio Measurements”. In : *PhD thesis, Sorbonne Universités* (2017) (cf. p. 26, 42).
- [49] S. G. PORSEV, U. I. SAFRONOVA et M. S. SAFRONOVA. “Theoretical study of the g factor and lifetime of the 6s6pP03 state of mercury”. In : *Physical Review A* 96.1 (2017) (cf. p. 28, 93).
- [50] Norman F. RAMSEY. “A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields”. In : *Physical Review* 78.6 (1950), p. 695–699 (cf. p. 28).
- [51] S. MEJRI et al. “Ultraviolet laser spectroscopy of neutral mercury in a one-dimensional optical lattice”. In : *Physical Review A* 84.3 (2011) (cf. p. 35).
- [52] J. J. MCFERRAN et al. “Laser locking to the 199Hg clock transition”. In : *Optics Letters* 37.17 (2012), p. 3477 (cf. p. 35, 99).
- [53] H. KOGELNIK et C. V. SHANK. “Coupled-Wave Theory of Distributed Feedback Lasers”. In : *Journal of Applied Physics* 43.5 (1972), p. 2327–2335 (cf. p. 35).
- [54] Long-Sheng MA et al. “Delivering the same optical frequency at two places : accurate cancellation of phase noise introduced by an optical fiber or other time-varying path”. In : *Optics Letters* 19.21 (1994), p. 1777 (cf. p. 37).
- [55] A. V. SMITH, D. J. ARMSTRONG et W. J. ALFORD. “Increased acceptance bandwidths in optical frequency conversion by use of multiple walk-off-compensating nonlinear crystals”. In : *Journal of the Optical Society of America B* 15.1 (1998), p. 122 (cf. p. 42).

- [56] R. TYUMENEV et al. “Comparing a mercury optical lattice clock with microwave and optical frequency standards”. In : *New Journal of Physics* 18.11 (2016), p. 113002 (cf. p. 42, 106, 113, 115, 117, 145).
- [57] Kazuhiro YAMANAKA et al. “Frequency Ratio of Hg199 and Sr87 Optical Lattice Clocks beyond the SI Limit”. In : *Physical Review Letters* 114.23 (2015) (cf. p. 43, 113).
- [58] C. GUO et al. “Accurate frequency locking of broad linewidth lasers to optical frequency combs”. In : *In preparation* (2019) (cf. p. 44).
- [59] M. PETERSEN et al. “Magneto-Optical Trap of Neutral Mercury for an Optical Lattice Clock”. In : *2008 IEEE International Frequency Control Symposium*. IEEE, 2008 (cf. p. 47, 50).
- [60] J. NELLESEN, J. WERNER et W. ERTMER. “Magneto-optical compression of a monoenergetic sodium atomic beam”. In : *Optics Communications* 78.3-4 (1990), p. 300–308 (cf. p. 47).
- [61] Erling RIIS et al. “Atom funnel for the production of a slow, high-density atomic beam”. In : *Physical Review Letters* 64.14 (1990), p. 1658–1661 (cf. p. 47).
- [62] K. DIECKMANN et al. “Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms”. In : *PRA* 58.5 (1998) (cf. p. 47).
- [63] J. J. MCFERRAN et al. “Neutral Atom Frequency Reference in the Deep Ultraviolet with fractional uncertainty of 10⁻¹⁵”. In : *Physical Review Letters* 108.18 (2012) (cf. p. 50).
- [64] Robert W. BOYD. *Nonlinear Optics, Third Edition*. 3rd. Orlando, FL, USA : Academic Press, Inc., 2008 (cf. p. 52).
- [65] D.W. ALLAN. “Statistics of atomic frequency standards”. In : *Proceedings of the IEEE* 54.2 (1966), p. 221–230 (cf. p. 62).
- [66] Erik BENKLER, Christian LISDAT et Uwe STERR. “On the relation between uncertainties of weighted frequency averages and the various types of Allan deviations”. In : *Metrologia* 52.4 (2015), p. 565–574 (cf. p. 63).
- [67] W. M. ITANO et al. “Quantum projection noise : Population fluctuations in two-level systems”. In : *Physical Review A* 47.5 (1993), p. 3554–3570 (cf. p. 64).
- [68] G. SANTARELLI et al. “Quantum Projection Noise in an Atomic Fountain : A High Stability Cesium Frequency Standard”. In : *Physical Review Letters* 82.23 (1999), p. 4619–4622 (cf. p. 65).
- [69] G VALLET et al. “A noise-immune cavity-assisted non-destructive detection for an optical lattice clock in the quantum regime”. In : *New Journal of Physics* 19.8 (2017), p. 083002 (cf. p. 65).

- [70] Matthew A. NORCIA et al. “Frequency Measurements of Superradiance from the Strontium Clock Transition”. In : *Physical Review X* 8.2 (2018) (cf. p. 65).
- [71] Dick G J et al. “Proc. 19th Precise Time and Time Interval”. In : *Mtg* (1987), p. 133 (cf. p. 65, 66).
- [72] Audrey QUESSADA et al. “The Dick effect for an optical frequency standard”. In : *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics* 5.2 (2003), S150–S154 (cf. p. 65).
- [73] J.D. PRESTAGE, G.J. DICK et L. MALEKI. “JPL Trapped Ion Frequency Standard Development”. In : *41st Annual Symposium on Frequency Control*. IEEE, 1987 (cf. p. 65).
- [74] G. SANTARELLI et al. “Frequency stability degradation of an oscillator slaved to a periodically interrogated atomic resonator”. In : *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 45.4 (1998), p. 887–894 (cf. p. 66).
- [75] MJ. MARTIN. “Quantum Metrology and Many-Body Physics : Pushing the Frontier of the Optical Lattice Clock”. In : *PhD thesis University of Colorado* (2013) (cf. p. 66).
- [76] P. WESTERGAARD, J. LODEWYCK et P. LEMONDE. “Minimizing the dick effect in an optical lattice clock”. In : *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 57.3 (2010), p. 623–628 (cf. p. 69).
- [77] Wade L. FITE et al. “Lifetime of the 2S State of Atomic Hydrogen”. In : *Physical Review* 116.2 (1959), p. 363–367 (cf. p. 81).
- [78] E TRÄBERT. “Atomic lifetime measurements with electron beam ion traps”. In : *Journal of Physics : Conference Series* 72 (2007), p. 012006 (cf. p. 81).
- [79] Masami YASUDA et Hidetoshi KATORI. “Lifetime Measurement of the P₂₃ Metastable State of Strontium Atoms”. In : *Physical Review Letters* 92.15 (2004) (cf. p. 83).
- [80] Earl R. MOSBURG et Mark D. WILKE. “Some new transition probabilities for mercury I”. In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 19.1 (1978), p. 69–81 (cf. p. 83).
- [81] L. J. CURTIS et al. “Measurements and predictions of the 6s6p^{1,3}P¹ lifetimes in the Hg isoelectronic sequence”. In : *Physical Review A* 63.4 (2001) (cf. p. 83).
- [82] E. B. SALOMAN. “Wavelengths, Energy Level Classifications, and Energy Levels for the Spectrum of Neutral Mercury”. In : *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 35.4 (2006), p. 1519–1548 (cf. p. 83).
- [83] K. BELOY, V. A. DZUBA et A. DEREVIANKO. “Calculation of Stark-induced absorption on the 6s6p P₃₁–6s2 S₁₀ transition in Hg”. In : *Physical Review A* 79.4 (2009) (cf. p. 83).

- [84] Sören DÖRSCHER et al. “Lattice-induced photon scattering in an optical lattice clock”. In : *Physical Review A* 97.6 (2018) (cf. p. 88).
- [85] M.C. BIGEON. “Probabilité de transition de la raie 61S0 - 63 P0 du mercure”. In : *Journal de Physique* 28.1 (1967), p. 51–60 (cf. p. 93).
- [86] S. FALKE et al. “Delivering pulsed and phase stable light to atoms of an optical clock”. In : *Applied Physics B* 107.2 (2012), p. 301–311 (cf. p. 97).
- [87] S.B. KOLLER et al. “Transportable Optical Lattice Clock with 7.10-17 Uncertainty”. In : *Physical Review Letters* 118.7 (2017) (cf. p. 98).
- [88] J. GUENA et al. “Progress in atomic fountains at LNE-SYRTE”. In : *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 59.3 (2012), p. 391–409 (cf. p. 102).
- [89] Dalibard J. “Collisional dynamics of ultra-cold atomic gases”. In : *Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi*; 140. Bose-Einstein Condensation in Atomic Gases (1999), p. 321–349 (cf. p. 102).
- [90] D. M. HARBER et al. “Effect of cold collisions on spin coherence and resonance shifts in a magnetically trapped ultracold gas”. In : *Physical Review A* 66.5 (2002) (cf. p. 102).
- [91] N. D. LEMKE et al. “p-Wave Cold Collisions in an Optical Lattice Clock”. In : *Physical Review Letters* 107.10 (2011) (cf. p. 102).
- [92] Kurt GIBBLE. “Scattering of Cold-Atom Coherences by Hot Atoms : Frequency Shifts from Background-Gas Collisions”. In : *Physical Review Letters* 110.18 (2013) (cf. p. 103).
- [93] Sergey G. PORSEV et Andrei DEREVIANKO. “Multipolar theory of blackbody radiation shift of atomic energy levels and its implications for optical lattice clocks”. In : *Physical Review A* 74.2 (2006) (cf. p. 104).
- [94] V A DZUBA et A DEREVIANKO. “Dynamic polarizabilities and related properties of clock states of the ytterbium atom”. In : *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics* 43.7 (2010), p. 074011 (cf. p. 104).
- [95] M. S. SAFRONOVA, M. G. KOZLOV et C. W. CLARK. “Blackbody radiation shifts in optical atomic clocks”. In : *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 59.3 (2012), p. 439–447 (cf. p. 105).
- [96] Andrew D. LUDLOW et al. “Optical atomic clocks”. In : *Reviews of Modern Physics* 87.2 (2015), p. 637–701 (cf. p. 106).
- [97] Hidetoshi KATORI et al. “Strategies for reducing the light shift in atomic clocks”. In : *Physical Review A* 91.5 (2015) (cf. p. 109, 115).

- [98] Nils NEMITZ et al. “Modeling light shifts in optical lattice clocks”. In : *Physical Review A* 99.3 (2019) (cf. p. 109).
- [99] F. RIEHLE et al. “The CIPM list of recommended frequency standard values : guidelines and procedures”. In : *Metrologia* 55 (2018), p. 188 (cf. p. 120, 146).
- [100] E. J. ANGSTMANN, V. A. DZUBA et V. V. FLAMBAUM. “Relativistic effects in two valence-electron atoms and ions and the search for variation of the fine-structure constant”. In : *Physical Review A* 70.1 (2004) (cf. p. 121).
- [101] John K. WEBB et al. “Search for Time Variation of the Fine Structure Constant”. In : *Physical Review Letters* 82.5 (1999), p. 884–887 (cf. p. 121).
- [102] D TOUAHRI et al. “Frequency measurement of the two-photon transition in rubidium”. In : *Optics Communications* 133.1-6 (1997), p. 471–478 (cf. p. 123).
- [103] Th. UDEM, R. HOLZWARTH et T. W. HÄNSCH. “Optical frequency metrology”. In : *Nature* 416.6877 (2002), p. 233–237 (cf. p. 123).
- [104] John L. HALL. “Nobel Lecture : Defining and measuring optical frequencies”. In : *Reviews of Modern Physics* 78.4 (2006), p. 1279–1295 (cf. p. 123).
- [105] Theodor W. HÄNSCH. “Nobel Lecture : Passion for precision”. In : *Reviews of Modern Physics* 78.4 (2006), p. 1297–1309 (cf. p. 124).
- [106] Daniele NICOLODI et al. “Spectral purity transfer between optical wavelengths at the 10-18 level”. In : *Nature Photonics* 8.3 (2014), p. 219–223 (cf. p. 141).
- [107] M. GIUNTA et al. “Simultaneous spectral purity transfer at three optical clock transitions using an ultra-low noise Er :Fiber frequency comb”. In : *2017 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium (EFTF/IFC)*. IEEE, 2017 (cf. p. 141).
- [108] D.G. MATEI et al. “1.5 μm Lasers with Sub-10 mHz Linewidth”. In : *Physical Review Letters* 118.26 (2017) (cf. p. 141).