



HAL
open science

Études sur la stabilité moyen-long terme de l'horloge double-modulation à piégeage cohérent de population

Alexandre Bouvier

► **To cite this version:**

Alexandre Bouvier. Études sur la stabilité moyen-long terme de l'horloge double-modulation à piégeage cohérent de population. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Sorbonne Université, 2021. Français. NNT : 2021SORUS076 . tel-03681671

HAL Id: tel-03681671

<https://theses.hal.science/tel-03681671v1>

Submitted on 30 May 2022

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.



PSL



SORBONNE UNIVERSITÉ
École Doctorale Physique en Île de France

Laboratoire Systèmes de Référence Temps-Espace

Thèse de Doctorat de Physique

**Etudes sur la stabilité moyen-long terme
de l'horloge double-modulation à
piégeage cohérent de population**

présentée par
Alexandre Bouvier

le 31 mai 2021 devant un jury composé de :

Agnès Maitre
Caroline Champenois
Stéphan Briaudeau
François-Xavier Esnault
Claudio Calosso
Stéphane Guérandel

Professeur Sorbonne Université
Rapporteur
Rapporteur
Invité
Invité
Directeur de thèse

Remerciements

Mon travail de thèse s'est déroulé au sein du SYRTE (Systèmes de Référence Temps-Espace) à l'Observatoire de Paris dans l'équipe des références métrologiques. J'y ai pu bénéficier de très bonnes conditions de travail, tant par l'aspect scientifique que par le cadre fantastique. J'ai appris plus que je n'aurai pu l'imaginer grâce aux discussions riches d'enseignements avec les personnes citées dans ces remerciements.

Je tiens à commencer par remercier les membres du jury Agnès Maître, Caroline Champenois, Stéphan Briaudeau, François-Xavier Esnault, Claudio Calosso et Stéphane Guérendel pour leur temps et l'intérêt qu'ils ont porté à ma thèse. Leurs corrections et remarques ont grandement participé à l'amélioration de ce manuscrit. Je tiens aussi à remercier la labex First-TF d'avoir cofinancé cette thèse.

Merci à Stéphane Guérendel de m'avoir fait confiance pour la thèse et de m'avoir laissé une certaine liberté quant à la direction à prendre concernant l'horloge décrite dans ce manuscrit.

Les services MUTA et électronique du SYRTE ont été de précieux soutiens lors de ces 3 années et je les remercie chaleureusement. Plus particulièrement, Michel Lours et José Pinto qui me voyaient parfois plusieurs fois par jour et qui m'ont toujours accueilli avec bienveillance en me prodiguant d'excellents conseils (les régulations de température...).

Un grand merci également à Claudio Calosso pour ses explications sur la chaîne micro-onde et les discussions physique. Ses idées montrent que le domaine des horloges compactes n'a pas fini d'évoluer.

Ces remerciements ne sauraient être complets sans exprimer toute ma gratitude au plus grand lanceur de pavé Emeric de Clercq. Avec sa disponibilité, sa bonne humeur éternelle et surtout sa pédagogie, il a su m'expliquer simplement le monde du temps-fréquence ainsi que celui des horloges atomiques dont j'ignorais tout avant d'arriver. Son suivi m'a permis de ne pas abandonner quand

j'étais au plus bas, et ainsi de terminer ma thèse. Notamment lors de l'écriture du manuscrit, ses corrections et relectures ont permis d'éviter les erreurs de calculs (grossières). Sans lui, ce manuscrit n'aurait pas vu le jour et je lui en serai éternellement reconnaissant.

Clin d'oeil à mon co-bureau Rodolphe le Targa qui m'a tout de suite mis dans le droit chemin : Celui de python, tout en répondant à mes questions (avec le bon package). Restera le problème des lumières mais c'est une cause perdue...

Enfin, merci à François Tricot et Duy Ha Phung, qui m'ont "pris par la main" en me montrant les ficelles et astuces du bon expérimentateur. Ils m'ont montré comment organiser et présenter mon travail expérimental et cela me servira tout au long de ma vie scientifique. La traque des bruits n'est jamais terminée!

Ma thèse aurait été bien différente (plus ennuyeuse sans doute) sans la confrérie de l'Estacade composée originellement de Luc Absil, Joannes Barbarat, William Dubosclard, Yannick Foucault, Hervé le Goeff, Jean-Marc Martin et William Moreno. Que ce soit pour parler d'actualité, de physique, ou juste des péripéties (incompréhensibles) de Yannick en vadrouille, ils ont été un soutien moral essentiel tous les midis (et lors des sorties pour des infusions de houblon). On se souviendra de tous les épisodes plus ou moins fameux, du foot à la bière renversée (on cherche encore le responsable) en passant par le GROCERVO, qui inspireront sans doute les légendes futures. Plus qu'un simple groupe de collègues, c'est là que les thésards et autres post-doc peuvent échanger, pester sans limite lorsque "ça ne marche pas" mais aussi trouver du soutien moral indispensable. Je souhaite une bonne continuation à ceux qui entament la dernière ligne droite et aux nouveaux arrivants (Alexis, Henri, Maxime, Miguel, ...). En espérant que cette tradition perdure, longue vie aux Blaireaux de l'Estacade!

Merci Jean-Marc.

Je souhaite également remercier tous les copains qui m'ont supporté pendant cette période. Que ce soit en philosophant autour d'un verre, en faisant de la musique ensemble (plus particulièrement Camping Terror, Léo et Barabbas!), smash ou tout simplement en passant du temps ensemble, vous m'avez permis de me changer les idées afin d'y voir plus clair et ainsi avancer. Je ne peux citer tout le monde ici mais je m'assurerai de vous remercier de vive voix individuellement.

Merci à ma famille pour leur soutien sans faille, tout au long de ces années. Ils ont été un pilier solide durant ces 8 (9) années d'études et m'ont toujours soutenu peu importe les décisions que j'ai prises et pour cela je leur en serai éternellement reconnaissant.

Pour finir, je remercie Milena, ma moitié, qui m'a soutenu lors de ma thèse (et même avant). Je manque de mot tant ton soutien a été important. Ta compassion, ta patience et ta gentillesse m'ont donné la confiance dont j'avais besoin pour venir à bout des moments difficiles.

Table des matières

Remerciements

Introduction	1
1 Horloges atomiques compactes	4
1.1 Principe d'une horloge atomique	4
1.1.1 Fonctionnement	4
1.1.2 Caractéristiques et performances	6
1.1.2.1 Définitions	6
1.1.2.2 La variance d'Allan	7
1.2 Etat de l'art des horloges compactes	8
1.2.1 Maser à hydrogène	8
1.2.2 Jet de césium	9
1.2.3 Horloges à rubidium	10
1.2.4 Horloge Pulsed-Optically Pumped (POP)	11
1.2.5 Horloges à piégeage cohérent de population (CPT)	15
1.2.6 Horloge à atomes froids	19
1.2.7 Horloges miniatures	19
1.2.8 Comparaison des performances	20
1.3 Applications	21
1.4 Conclusion	23
2 Horloge double modulation à piégeage cohérent de population	24
2.1 Le piégeage cohérent de population	24
2.1.1 Principe physique	24
2.1.2 Sous-niveaux Zeeman et polarisation de la lumière	27
2.2 Principe de la double-modulation CPT (DM-CPT)	30
2.2.1 Additions des états noirs	31
2.2.2 Modulation en phase et en polarisation du champ électrique	31
2.2.3 Interaction lumière-atomes	33
2.3 Montage expérimental	35
2.3.1 Schéma de l'expérience	35
2.3.2 Laser	37
2.3.2.1 Profil du faisceau	37
2.3.2.2 Modulateur acousto-optique (AOM)	38
2.3.2.3 Asservissement en puissance	39
2.3.2.4 Asservissement en fréquence	42

2.3.2.5	Modulation de la phase et de la polarisation	43
2.3.3	Génération de la micro-onde et des modulations	44
2.3.3.1	La synthèse	44
2.3.4	Séquence d'interrogation et boucle d'asservissement	47
2.3.5	Résonateur atomique et cellule de césium	49
2.3.5.1	Les composantes du résonateur atomique	49
2.4	Conclusion	53
3	Études des limitations de l'horloge DM-CPT	54
3.1	Optimisation du signal	55
3.1.1	Facteur de qualité du signal	55
3.1.2	Optimisation des différents paramètres	55
3.2	Sources de bruits à court terme (1 s)	57
3.2.1	Calcul des contributions à 1 s	57
3.2.2	Bruit de la photodiode	58
3.2.3	Bruit de grenaille	58
3.2.4	Laser	59
3.2.4.1	Bruits sur l'amplitude du signal atomique	59
3.2.4.2	Bruits sur la fréquence de la transition atomique	60
3.2.5	Oscillateur local	60
3.2.6	Puissance micro-onde	61
3.2.7	Bilan	61
3.3	Sources de bruits à moyen-long terme (1000 s)	63
3.3.1	Laser	63
3.3.1.1	Puissance	63
3.3.1.2	Fréquence	64
3.3.2	Température de la cellule	67
3.3.3	Champ magnétique	67
3.3.3.1	Calibration	67
3.3.3.2	Stabilité du champs magnétique	69
3.3.4	Modulateur électro-optique d'amplitude (EOAM)	70
3.3.5	Puissance micro-onde	73
3.4	Résultats et conclusion	73
4	Correction de la puissance micro-onde	75
4.1	Principe physique du déplacement lumineux	75
4.2	Particularité de l'horloge DM-CPT	77
4.3	Nouvelle séquence temporelle	78
4.3.1	Principe de fonctionnement	78
4.3.2	Nouvelle séquence temporelle utilisée	80
4.4	Établissement des points de fonctionnement	81
4.5	Nouvelles sensibilités et contributions	84
4.5.1	Puissance micro-onde	84
4.5.2	Puissance laser	86
4.5.2.1	P_2/P_1 constant	87
4.5.2.2	P_2 fixe	87
4.5.3	Fréquence laser	89
4.5.4	Température du rotateur de polarisation (modulateur EOAM)	90

4.5.5	Champ magnétique	92
4.5.6	Température de la cellule	93
4.6	Résultats	95
4.7	Conclusion	98
	Conclusion et perspectives	101

Introduction

La mesure du temps a toujours été une des préoccupations principales au sein des diverses sociétés humaines. Divers outils y ont servi, des cadrans solaires aux pendules ou encore les mouvements des astres, mais leurs exactitudes toutes relatives ne permettaient pas de mesures précises et limitaient certaines applications. L'avènement de la physique quantique a permis de faire un bond dans la précision de la mesure du temps et notamment dans l'établissement de la seconde. Ainsi, depuis 1967, la seconde est définie sur une transition de l'atome de césium dans le cadre du système international d'unités (SI) telle que $1 \text{ s} = 1/9192631770 \text{ Hz}$. Cette fréquence correspond à la transition atomique entre deux niveaux hyperfins de l'état fondamental du césium 133.

De nos jours, il existe un grand nombre d'horloges atomiques différentes aux applications tout aussi variées. De grands dispositifs comme les horloges atomiques primaires sont comparés de part le monde afin d'établir la seconde dite atomique. A l'inverse, des horloges miniatures sont embarquées afin de servir comme références temps dans les systèmes de positionnement et de navigation (GNSS). De manière plus générales, les applications des horloges peuvent être divisées en deux catégories :

- En recherche fondamentale, elles servent à vérifier la valeurs de certaines constantes ou encore à tester des théories comme la relativité générale ou la gravitation.
- Dans l'industrie, elles vont être utilisées comme références de temps ou de fréquence dans le domaine des télécommunications, ou embarquées dans des systèmes comme les voitures autonomes ou les studios d'enregistrement.

La principale différence entre ces deux applications réside dans le fait que pour de la recherche fondamentale, l'exactitude et la stabilité de fréquence sont primordiales par rapport aux autres caractéristiques. Ce n'est pas le cas dans les domaines plus appliqués où la taille, le poids et la consommation entrent aussi en ligne de compte. Les horloges atomiques dites compactes répondent aux problématiques de la seconde catégorie et sont à ce jour les dispositifs les plus utilisés dans l'industrie. Leur faible encombrement (jusqu'à quelques dizaines de litres) et leur faible consom-

mation en font les candidates idéales pour des besoins plus applicatifs. Diverses technologies sont utilisées avec cet objectif, comme le jet de césium, les horloges à rubidium à double résonance, les masers hydrogène ou encore les horloges à piégeage cohérent de population (CPT). Moins précises que les horloges utilisées en recherche fondamentale, les progrès réalisés sur les 10 dernières années ont permis d'atteindre des performances remarquables.

Dans les technologies des horloges compactes citées ci-dessus, certaines sont considérées comme matures avec plusieurs dizaines d'années de développement. Ce n'est pas le cas des horloges compactes CPT dont les études sont plus récentes. Elles présentent pourtant plusieurs avantages comme de ne pas avoir besoin de cavité micro-onde ou encore d'avoir une interrogation tout optique dans un montage relativement simple et un volume réduit. C'est dans ce contexte que durant les années 2000 le développement d'une première horloge CPT a débuté au laboratoire LNE-SYRTE. Une seconde horloge plus compacte sera construite entre 2014 et 2016, appelée Double Modulation-CPT (DM-CPT), dont le développement fait l'objet de cette thèse. Cette horloge a été développée à partir d'un projet commun d'horloges atomiques CPT à cellule de césium financé par le projet européen MClocks, le LabeX FIRST-TF, le Laboratoire National de métrologie et d'Essais (LNE) et la région Franche-Comté. Plusieurs laboratoires de métrologie ont contribué de différentes manières à ce projet du SYRTE, à savoir FEMTO-ST (Besançon), l'INRIM (Italie) et le LTF (Suisse).

L'originalité de l'horloge DM-CPT du SYRTE réside dans la double modulation du champ laser bi-fréquence en phase et en polarisation. Le principal avantage de ce schéma est d'avoir un signal atomique important en évitant la perte des atomes dans les niveaux Zeeman extrêmes grâce à la modulation en polarisation. La modulation de la phase est nécessaire afin que les états noirs créés par le piégeage cohérent de population avec chaque polarisation s'additionnent de façon constructive.

L'horloge DM-CPT comprend une diode laser DFB à 895 nm, où un modulateur de phase fibré alimenté par une chaîne de synthèse micro-onde bas bruit permet d'obtenir les deux longueurs d'onde séparées de 9,192 GHz. La cellule de césium, où ce dernier est mélangé à un gaz tampon, se trouve dans un résonateur atomique où elle y est régulée en température. Actuellement, la modulation de polarisation se fait grâce à un modulateur électro-optique d'amplitude et la modulation de phase à travers le modulateur électro-optique de phase fibré.

L'objectif principal de cette thèse est d'étudier les limitations de la stabilité de la fréquence de l'horloge DM-CPT sur le moyen-long terme et de l'améliorer. Pour ce faire, il fallu d'abord remonter l'horloge et retrouver les performances précédemment publiées. Le but étant de montrer que l'horloge DM-CPT est une option compétitive par rapport aux autres technologies disponibles, comme le Push-Pull Optically Pumped (PPOP) [1] ou le Symetric Auto-Balanced Ramsey CPT (SABR-CPT) [2]. C'est ainsi que le manuscrit de thèse a été divisé en 4 chapitres.

Chapitre 1 : Le principe général d'une horloge atomique est présenté, suivi de la méthode de caractérisation de la stabilité de la fréquence. Un tour des horloges atomiques principales dans le monde est établi puis elles sont décrites en détails d'un point de vue fonctionnements et performances. Leurs stabilités sont ensuite comparées afin de présenter le contexte actuel.

Chapitre 2 : Le piégeage cohérent de population est décrit d'un point de vue théorique. Les différents modèles de polarisations y sont discutés et le principe de la double modulation (DM) CPT est ensuite décrit en explicitant la double modulation du faisceau laser et son interaction avec les atomes. L'expérience est décrite en détail en passant en revue chaque composant ainsi que son rôle au sein de l'horloge.

Chapitre 3 : Les points de fonctionnement sont établis puis optimisés. Les bilans des contributions à la stabilité de fréquence de l'horloge à 1 s et 1000 s sont dressés. Nous mesurons des stabilités de

$2,9.10^{-13}$ à 1 s et $2,1.10^{-12}$ à 1000 s, qui sont des valeurs en accord avec les budgets des contributions. Nous identifions et analysons des principales limitations à la stabilité de fréquence à 1 s et 1000 s, puis discutons des améliorations nécessaires afin d'améliorer l'horloge.

Chapitre 4 : Une nouvelle méthode de correction de la puissance micro-onde est proposée puis testée, afin d'améliorer la stabilité de la fréquence de l'horloge. Un nouveau bilan des contributions y est montré, suivi d'une discussion sur une interprétation des résultats ainsi que des prochains développements à envisager sur l'horloge DM-CPT.

Enfin nous concluons ce manuscrit en résumant les travaux effectués et les résultats obtenus. Nous discuterons de la place et des perspectives de cette technique dans le paysage des horloges atomiques compactes quant à son potentiel compétitif.

Chapitre 1

Horloges atomiques compactes

Nous amorcerons ce chapitre en décrivant le principe de fonctionnement d'une horloge atomique avec quelques définitions utiles à leurs caractérisations. Nous dresserons ensuite une liste de quelques unes des horloges atomiques compactes disponibles actuellement, afin de contextualiser les travaux de cette thèse.

1.1 Principe d'une horloge atomique

1.1.1 Fonctionnement

Une horloge atomique est globalement composée de trois parties : un oscillateur local, un signal atomique et une boucle d'asservissement. Cette structure est résumée dans la figure 1.1.

L'oscillateur local (OL) délivre un signal périodique. Cependant, son instabilité dans le temps peut s'avérer limitante pour certaines applications. On l'asservit donc sur un signal atomique qui constitue une référence stable.

Ce signal atomique est une transition entre deux niveaux d'énergies de l'atome dont on connaît les valeurs grâce à la relation de Bohr $\Delta E = E_2 - E_1 = h\nu_0$. Avec h la constante de Planck, on voit que cette différence d'énergie est proportionnelle à une fréquence ν_0 . On utilise donc cette transition atomique comme référence pour asservir l'oscillateur local.

Ce dernier voit sa fréquence corrigée par le biais d'une boucle d'asservissement lorsqu'elle se met à dériver. Cela passe par plusieurs étapes : la fréquence de l'oscillateur locale est d'abord comparée à la référence (par le biais d'une interrogation des atomes et de la détection du signal produit). Si le

signal de l'oscillateur est différent de la valeur de référence, alors la boucle d'asservissement rétroagit sur l'oscillateur (en changeant la tension appliquée sur son oscillateur à quartz par exemple) afin de ramener sa fréquence à la consigne. C'est grâce à cela que l'on a aujourd'hui des références de fréquence et de temps aussi stables, autrement dit des horloges.

Il existe une multitude d'architectures pour de tels dispositifs. Parmi elles, on peut citer les hor-

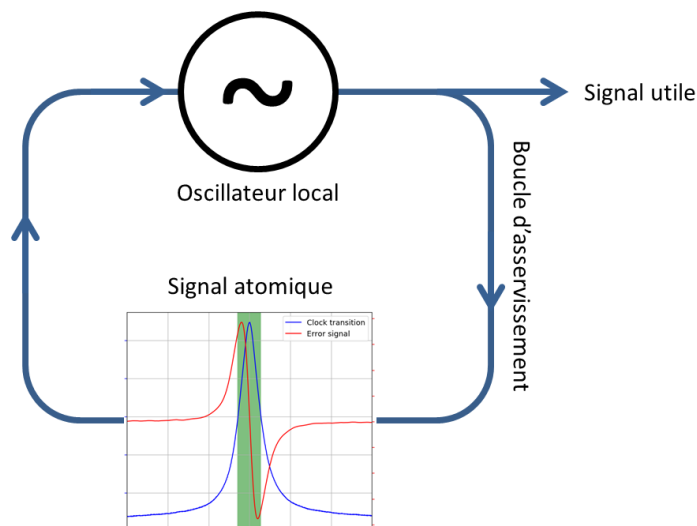


FIGURE 1.1 – Schéma d'une horloge atomique

loges utilisant une transition micro-onde, à cellule de vapeur d'alcalin (césium ou rubidium), à jet atomique, les fontaines à atomes froids, les masers à hydrogène ou encore les horloges optiques basées sur une transition dans le domaine des fréquences optiques. Actuellement, la définition de la seconde est indexée sur la fréquence de la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de césium, à savoir 9 192 631 770 Hz. Cette définition est internationale, établie par la 13^{ème} conférence générale des poids et mesures [3]. Cependant, elle devrait être amenée à changer prochainement, pour passer sur une référence optique [4].

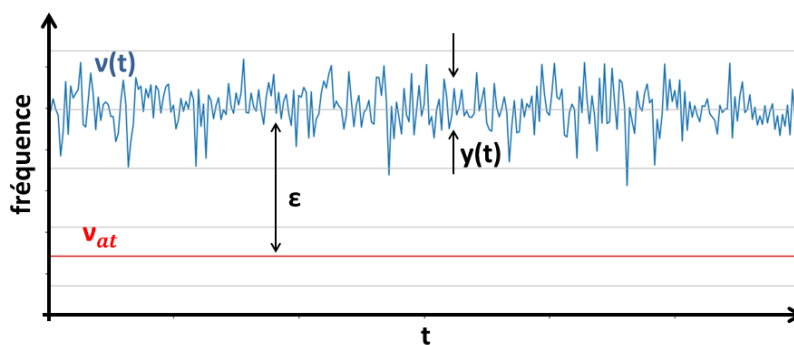


FIGURE 1.2 – Fréquence de l'horloge au cours du temps

1.1.2 Caractéristiques et performances

Afin de mieux comprendre les notions qui seront évoquées par la suite, nous allons développer quelques définitions utiles relatives à la métrologie du temps et des fréquences.

1.1.2.1 Définitions

On mesure la qualité d'une horloge atomique en grande partie par sa stabilité, c'est à dire sa capacité à maintenir sa fréquence à une valeur donnée sur une certaine durée de temps. La fréquence d'une horloge peut s'exprimer :

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

avec ν la fréquence de l'horloge, ν_{at} la fréquence atomique théorique (non perturbée), ε l'erreur relative de la moyenne de ν par rapport à la référence ν_{at} et enfin $y(t)$ les fluctuations de fréquence de ν en valeurs relatives.

Ici, deux notions fondamentales sont à retenir :

L'erreur relative ε : C'est la différence entre la fréquence non perturbée de transition des atomes et le signal délivré par l'horloge. Cela traduit la sensibilité des atomes à leur environnement, que ce soit thermique, magnétique, ou autre. Ils subissent les variations de ces paramètres, ce qui a pour effet de déplacer la résonance atomique. L'important est de contrôler et de modéliser l'influence de cet environnement à l'aide de plusieurs mesures de la fréquence à différents points de fonctionnement afin d'établir une valeur précise de ε . C'est ce que l'on appelle l'**inexactitude** ou l'exactitude selon les auteurs.

Les fluctuations de fréquence $y(t)$: Ce sont les variations de la fréquence de l'horloge. C'est donc cette quantité qui va être déterminante pour la qualité de l'horloge, puisqu'elle représente la capacité de cette dernière à reproduire la même fréquence au cours du temps. En d'autres termes, elle décrit la **stabilité**. Dans la section suivante, nous discuterons de la méthode de mesure de cette dernière.

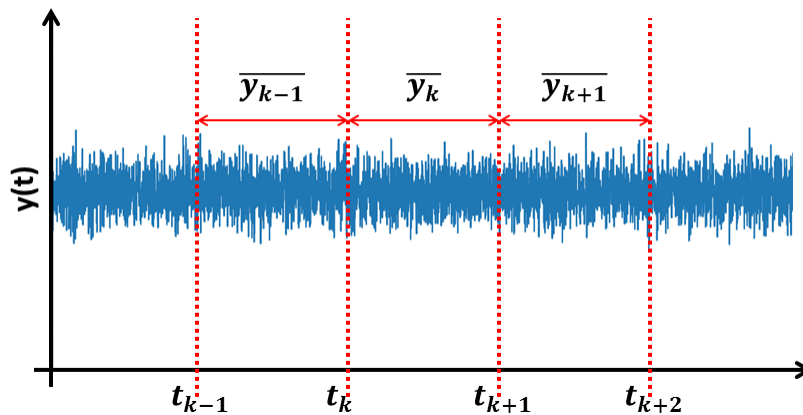


FIGURE 1.3 – Signal utilisé pour la variance d'Allan. Les \bar{y}_k sont les moyennes de $y(t)$ sur des temps $t_k; t_{k+1} = \tau$.

1.1.2.2 La variance d'Allan

Pour caractériser numériquement la stabilité d'une horloge, on utilise un outil d'analyse statistique appelé la variance d'Allan (écart-type d'Allan)[5, 6]. Concrètement, on calcule la variance (écart à la moyenne) entre deux échantillons successifs.

Soit \overline{y}_k les valeurs moyennes de la fréquence instantanée $y(t)$ sur des intervalles successifs $t_k; t_{k+1} = \tau$, comme montré sur la figure 1.3, qui s'exprime :

$$\overline{y}_k = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_{k+1}} y(t) dt. \quad (1.2)$$

Alors la variance d'Allan s'écrit :

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \langle (\overline{y_{k+1}} - \overline{y_k})^2 \rangle = \frac{1}{2} \lim_{n \rightarrow \infty} \left\{ \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (\overline{y_{k+1}} - \overline{y_k})^2 \right\}. \quad (1.3)$$

L'utilisation de la variance d'Allan pour caractériser la stabilité d'une horloge présente l'avantage de pouvoir visuellement constater les types de bruits. On discrimine différents types de bruits comme sur la figure ci-dessous :

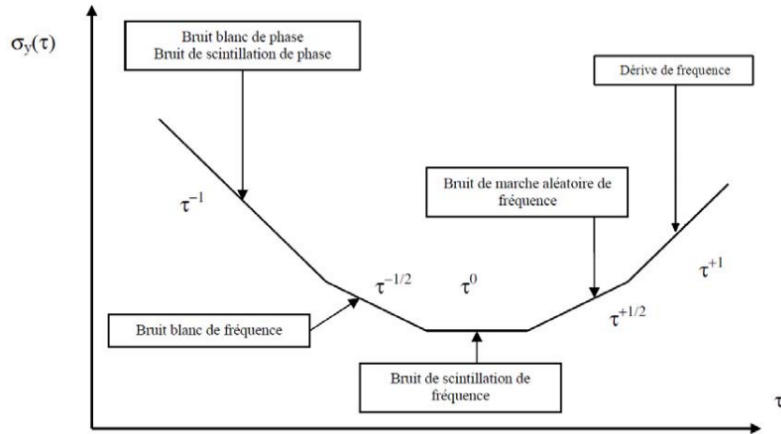


FIGURE 1.4 – Différents types de bruits décrits par l'écart-type d'Allan

Les différentes types de perturbations de la fréquence de l'horloge apparaissent comme différentes pentes du tracé de l'écart-type d'Allan. Aussi, on nommera $\sigma_y(\tau)$ la stabilité de fréquence du signal. Les horloges atomiques passives sont le plus souvent caractérisées par des fluctuations de \overline{y}_k non-corrélées pour des temps courts (typiquement entre 1 et 1000 s pour les horloges à cellule). Nous pouvons alors décrire une dépendance de la variance d'Allan en $\tau^{-\frac{1}{2}}$:

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\nu_{at}} \frac{\sigma_s}{\left(\frac{\delta S(\nu)}{\delta \nu} \right)_{\Delta \nu_m}} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}}, \quad (1.4)$$

où σ_s est l'écart-type des fluctuations du niveau de signal détecté S , $\left(\frac{\delta S(\nu)}{\delta \nu}\right)_{\Delta \nu_m}$ est la pente du discriminateur de fréquence et T_c est le temps de cycle (durée comprenant la préparation, interrogation et détection des atomes à une fréquence donnée).

Au bout d'une certaine durée, on voit souvent l'apparition d'un palier caractéristique du bruit flicker (aussi appelé bruit $1/f$ ou encore bruit de scintillation de fréquence) comme sur la figure 1.4, d'une remontée de la variance d'Allan due soit aux fluctuations d'un ou plusieurs paramètres (marche aléatoire), soit à la dérive d'un paramètre.

1.2 Etat de l'art des horloges compactes

Ici nous présenterons des horloges compactes disponibles actuellement. Sont dites compactes les horloges dont la taille est de quelques litres, en opposition aux références de temps primaires plus volumineuses. On dressera ici un paysage des principales technologies avec différentes références issues de laboratoires ou de l'industrie. Toutes les performances sont présentées dans le tableau 1.1.

1.2.1 Maser à hydrogène

Une vapeur d'atomes H va se déplacer en direction d'un ballon en quartz, placé dans une cavité micro-onde résonante à la fréquence de la transition hyperfine de l'état fondamental (1.420 GHz). Les atomes sont sélectionnés à l'entrée du ballon par le biais de paires d'aimants chargés de ne laisser passer que ceux dans un état fondamental spécifique. Le ballon est placé sous vide, où certains atomes vont spontanément émettre un rayonnement à 1,420 GHz en changeant d'état d'énergie. Le fonctionnement général des masers H est résumé en figure 1.5. On distingue alors deux types de masers à hydrogène : les passifs et les actifs. Dans le premier, on va opérer par absorption. A l'inverse, dans le cas actif, on va s'accorder sur l'émission stimulée des atomes. On s'intéressera ici aux masers passifs, étant plus proches en termes de volume et d'applications des autres horloges décrites dans cette section.

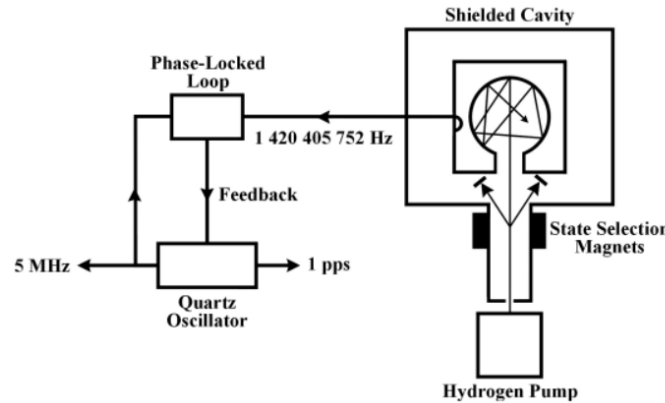


FIGURE 1.5 – Exemple d'un maser à hydrogène fourni par le NIST.

Cette technologie est mature et est commercialisée chez de nombreux fabricants. Pour la comparaison, nous utiliserons les performances du modèle mini-PHM vendu par Leonardo [7] comme

exemple de performances. Ils annoncent une stabilité de $7 \cdot 10^{-13} \tau^{-\frac{1}{2}}$ jusqu'à 10^4 s.

1.2.2 Jet de césium

On va utiliser la transition entre les deux niveaux fondamentaux $|F = 3, m_F = 0\rangle - |F = 4, m_F = 0\rangle$ du ^{133}Cs qui a une fréquence de transition de 9,192 GHz. Le schéma de fonctionnement est montré dans la figure 1.6. Des atomes de césium sont envoyés depuis un four jusqu'à une cavité micro-onde. Les atomes entrant dans la cavité sont sélectionnés par un fort champ magnétique, ne laissant passer que les atomes dans un des deux états fondamentaux et déviant les autres. Dans la cavité à résonance, les atomes passent dans l'autre état fondamental. On sélectionne les atomes dans le bon état avec un autre champ magnétique en sortie de la cavité micro-onde, ceux-ci sont ensuite détectés à l'aide d'un fil chauffant.

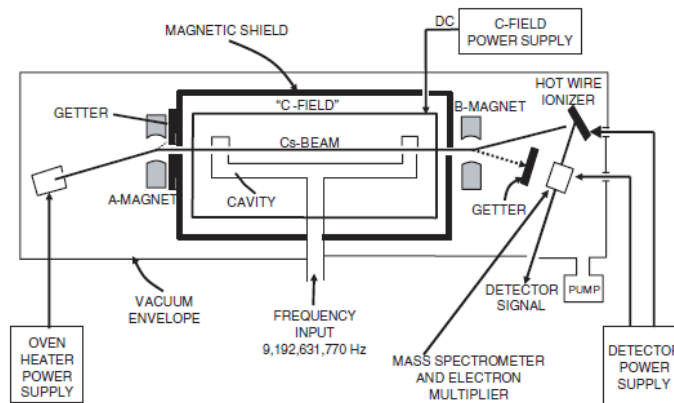


FIGURE 1.6 – Exemple de schéma d'une horloge à jet de Cs extrait de [8].

Cette technologie est éprouvée et représente une part importante des horloges commerciales disponibles sur le marché. Les récents designs de cette technologie ont d'ailleurs évolués, notamment en ce qui concerne le pompage des atomes qui se fait optiquement désormais [8]. Cela permet d'améliorer la stabilité à court terme. En effet, au lieu de sélectionner les atomes initialement dans le bon état, une interaction laser va permettre de pomper optiquement un grand nombre d'atomes dans l'état désiré. On a alors plus d'atomes disponibles pour l'interrogation Ramsey comme montré sur la figure 1.6, donc un meilleur signal et une meilleure stabilité. Il existe plusieurs solutions industrielles, nous utiliserons les performances du projet OSCC [9, 10] afin de pouvoir comparer cette technologies aux autres horloges compactes.

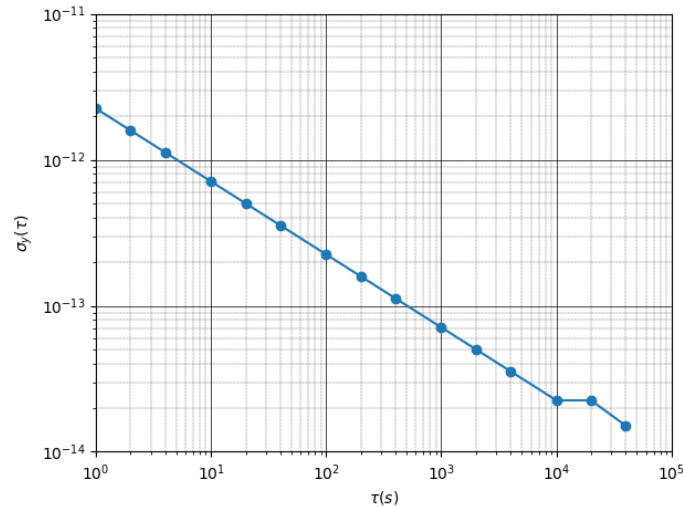


FIGURE 1.7 – Stabilité de l’horloge à jet de Cs OSCC. Les données sont extraites de [10].

On voit en figure 1.7 que l’horloge OSCC a une stabilité de $2,25 \cdot 10^{-12} \tau^{-\frac{1}{2}}$ jusqu’à 10^4 s. Les auteurs attribuent la principale limite de stabilité au rapport signal à bruit qui est limité par le bruit de grenaille (aussi appelé shot noise) de la fluorescence atomique.

1.2.3 Horloges à rubidium

Il s’agit d’une cellule de ^{87}Rb pompée par une lampe spectrale au rubidium dans un schéma optique linéaire relativement simple représenté en figure 1.8. La lumière issue de la lampe est avant cela filtrée par une autre cellule de ^{85}Rb . La cellule de ^{87}Rb contient aussi un gaz tampon chargé de limiter la diffusion vers les parois et d’augmenter le temps d’interaction. La lumière filtrée permet de pomper les atomes de ^{87}Rb dans un des deux états hyperfins de l’état fondamental. Enfin, la détection se fait par la méthode de double résonance sur le signal transmis [6, 11].

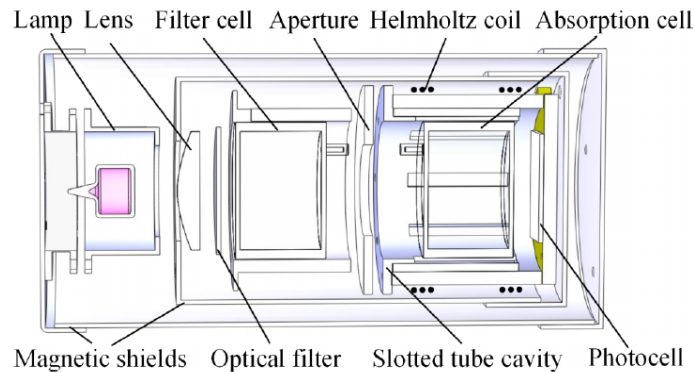


FIGURE 1.8 – Exemple de schéma d’une horloge à Rubidium extrait de [12].

Comme toutes les horloges à cellule de vapeur thermique, elles affichent en général une dérive

pour des temps d'intégration au delà de 100 ou 1000 s. Cependant, cette dérive peut-être bien modélisée et compensée. Ici, nous prendrons les résultats publiés par le WIMP en Chine [12] en guise d'exemple. Ils sont présentés dans les figures ci-dessous. Ils obtiennent une pente de $1,91 \cdot 10^{-13} \tau^{-\frac{1}{2}}$ jusqu'à 100 s.

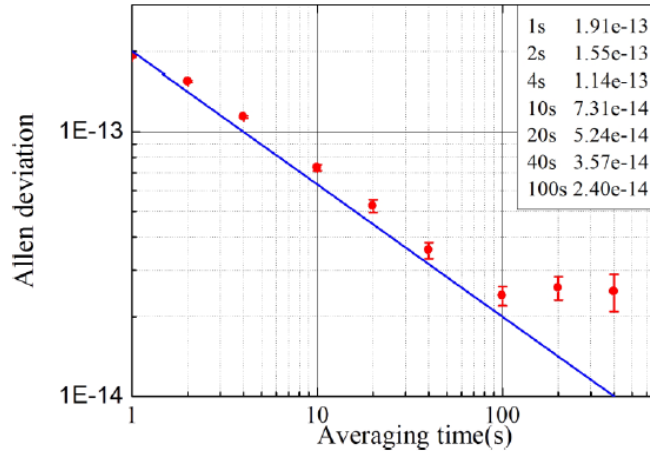


FIGURE 1.9 – Stabilité de l'horloge à Rubidium extraite de [12].

Actuellement, c'est le type d'horloge compacte le plus répandu, qui équipe notamment les satellites des constellations GPS et Galileo. Elles font encore l'objet d'étude en laboratoire comme à Wuhan, mais elles constituent aussi les principales horloges compactes vendues dans le commerce. Afin de comparer avec les autres technologies, on prendra l'exemple du modèle commercialisé chez Excelitas Technologies [13] dans le tableau comparatif à la fin de ce chapitre.

1.2.4 Horloge Pulsed-Optically Pumped (POP)

Cette architecture consiste à appliquer une série d'impulsions optiques et micro-ondes, chargées respectivement de pomper puis détecter les atomes. Durant l'interrogation des atomes, ces derniers sont plongés dans le noir. Cela permet premièrement de réduire grandement les problèmes liés au déplacement lumineux inhérents aux interrogations dites continues. Ensuite, on réduit l'influence mutuelle entre la micro-onde et la puissance laser en les découplant, étant donné qu'ils ne sont pas appliqués simultanément. Pour illustrer le fonctionnement de l'horloge POP, nous utiliserons les résultats de l'INRIM [14], pionniers dans ce domaine. Notons que cette horloge a la particularité d'avoir sa cellule de rubidium ainsi que sa cavité sous vide, ce qui permet de limiter les effets de température et d'humidité sur la fréquence de l'horloge.

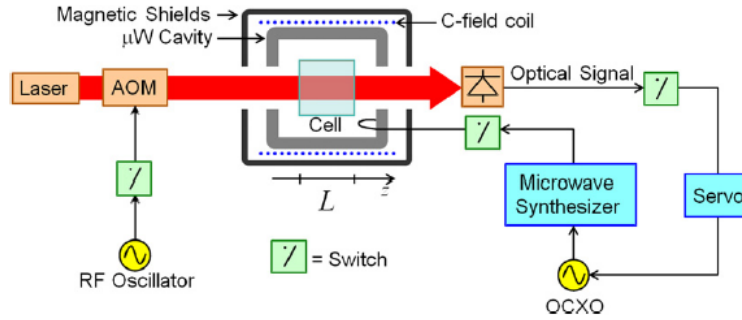


FIGURE 1.10 – Schéma d'une horloge POP développée au sein de l'INRIM [14].

Une première impulsion optique intense va pomper un maximum d'atomes présent dans la cellule de Rb^{87} dans l'un des deux états fondamentaux. Elle est suivie d'une interrogation micro-ondes, composée de deux impulsions micro-onde séparées temporellement qui se déroule donc dans le noir. Entre ces deux impulsions, les atomes vont évoluer librement. Après l'interrogation, une dernière impulsion optique de faible puissance est appliquée afin de détecter les atomes dans l'état hyperfin le plus bas du niveau fondamental. La séquence temporelle est consignée dans la figure ci-dessous.

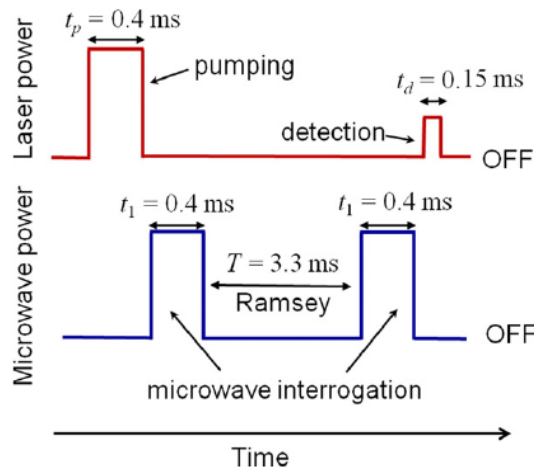


FIGURE 1.11 – Schéma temporel utilisé par l'INRIM dans [14].

Si l'on balaie la fréquence de l'oscillateur local alors on peut voir les franges de Ramsey. Cela constitue un avantage des méthodes d'interrogations pulsées : celui de pouvoir s'asservir sur un signal très étroit au contraste élevé par rapport à une interrogation continue comme montré sur la figure 1.12 (a). L'horloge INRIM est parmi les plus performante au monde avec des stabilités de $1,7 \cdot 10^{-13}$ et $5,5 \cdot 10^{-15}$ à respectivement 1 s et $4 \cdot 10^3$ s. Les auteurs imputent la limite court terme au bruits de fréquences du laser convertis en bruit d'amplitude (PM-AM dans le texte) tandis que sur les temps plus longs, les variations de la température limitent la stabilité, montrée en figure 1.12 (b). D'autres laboratoires travaillent sur des horloges utilisant le même principe physique. Nous nous intéresserons aux horloges POP du LTF de Neuchâtel et du SIOM de Shanghai afin d'avoir un aperçu plus global du domaine et des variantes du POP dans le monde actuellement.

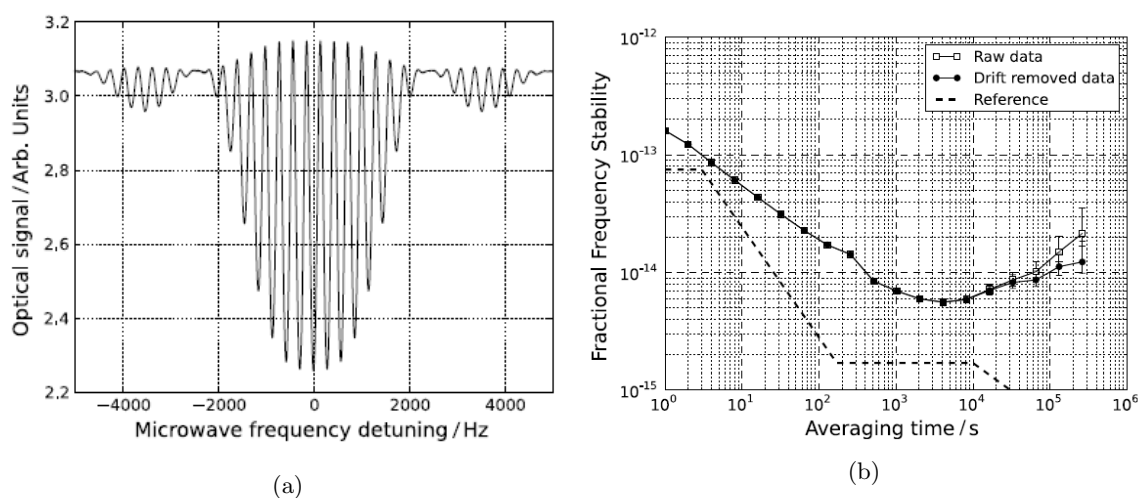


FIGURE 1.12 – Résultats extraits de [14]. (a) Franges de Ramsey obtenues par l'INRIM avec l'horloge POP. (b) Stabilité de la fréquence cette même horloge.

Le LTF a mis en lumière une forte corrélation entre la fréquence de l'horloge et la pression atmosphérique avec l'horloge POP-DR [15, 16] comme montré dans la figure 1.13 (a). En isolant au mieux la cellule des variations barométriques et en corrigeant les effets, ils obtiennent une stabilité de $9 \cdot 10^{-15}$ à 10^4 s (figure 1.13 (b)). Il est montré dans [15] que la principale contribution à l'instabilité de la fréquence d'horloge est actuellement le déplacement lumineux.

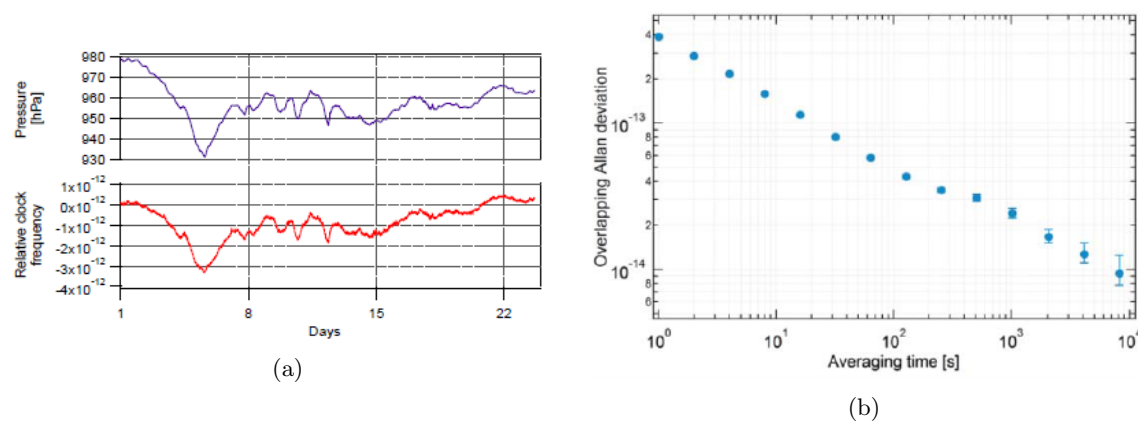


FIGURE 1.13 – (a) Variations de pression atmosphérique (violet) et de la fréquence de l'horloge (rouge). On voit une forte corrélation entre les deux courbes, extraites de [16]. (b) Stabilité récemment publiée de l'horloge POP du LTF [15].

En Chine, le SIOM [17] développe une horloge POP intégrant une méthode de détection originale. Elle utilise une méthode de détection dispersive à l'aide d'un analyseur en sortie de la cellule. La détection basée sur l'effet Faraday [18] dans la cellule permet d'augmenter le ratio signal à bruit et donc de s'asservir sur un meilleur signal. L'idée est de bloquer le fond du faisceau de pompe afin de

réduire le bruit de grenaille. En résultat, les franges de Ramsey ont un contraste qui va jusqu'à 90% et donc la stabilité en est améliorée.

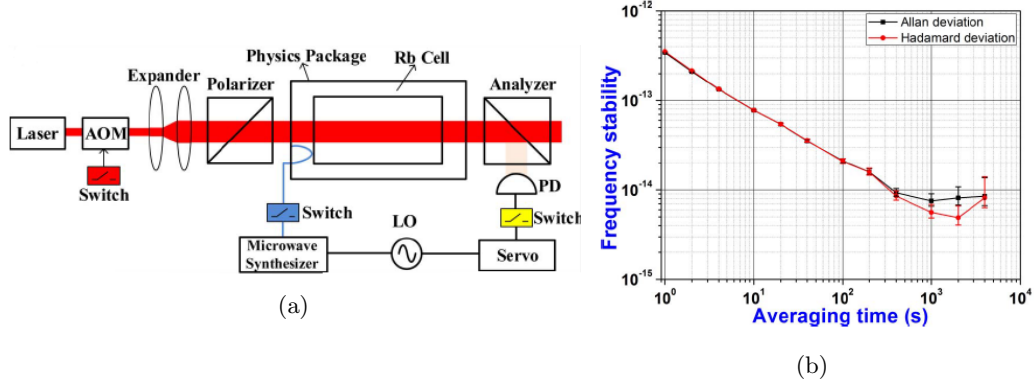


FIGURE 1.14 – (a) Schéma de l'horloge POP et (b) la stabilité récemment publiés par le SIOM [17]. Les deux courbes représentent deux calculs de stabilité différents, la variance d'Allan en noir et d'Hadamard en rouge.

Avec cette horloge, la stabilité est de $3,53 \cdot 10^{-13} \tau^{-\frac{1}{2}}$ jusqu'à 10^3 s. Les auteurs précisent que l'horloge était placée dans un environnement ouvert lors de ces résultats. Aussi la limitation sur le moyen-long terme est principalement d'origine environnementale (température, ...). Ils indiquent aussi que la limite à une seconde est principalement due à l'effet Dick.

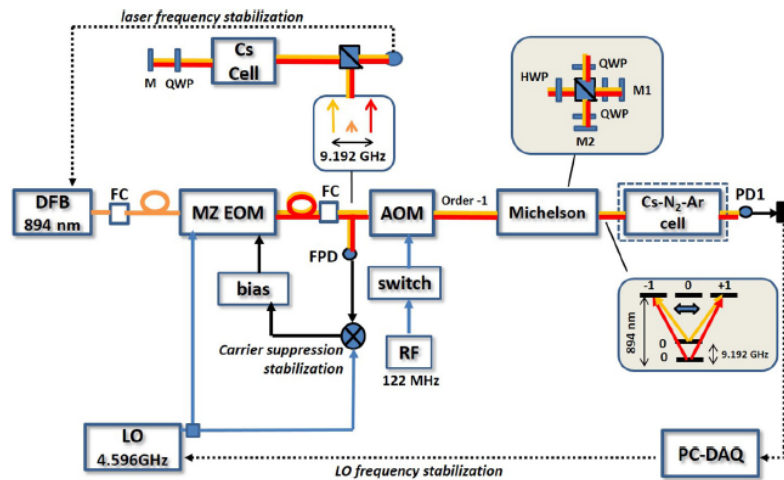


FIGURE 1.15 – Schéma de l'horloge POPP CPT de FEMTO-ST extrait [1]. On y voit la source laser (DFB), le modulateur de phase (MZ EOM), l'interféromètre (Michelson) ainsi que la cellule. Le détail de l'interféromètre montre la construction des polarisation utilisées.

1.2.5 Horloges à piégeage cohérent de population (CPT)

L'un des désavantages des horloges rubidium continues ou pulsées est la cavité micro-onde qui peut limiter la compacité. Les horloges à piégeage cohérent de population permettent de se passer d'une telle cavité. En effet, dans ce schéma l'interrogation micro-onde est transportée optiquement aux atomes. Le signal atomique est construit grâce à l'interaction de deux champs laser avec les atomes. La différence de fréquence entre les deux faisceaux laser correspond à l'écart d'énergie entre les deux niveaux fondamentaux de l'atome utilisé. Quand cette condition est réalisée, les atomes sont pompés dans un état de superposition quantique qui produit une diminution de l'absorption du milieu atomique. L'effet CPT sera décrit plus en détail dans le chapitre suivant. Il existe cependant plusieurs architectures différentes mettant en œuvre ce phénomène. Selon la manière dont on crée les deux faisceaux optiques (modulation d'une source laser, deux sources lasers,...), ou comment on gère les variations de polarisations etc. Nous diviserons en deux parties l'état de l'art des horloges CPT : les horloges continues et pulsées.

Horloges continues : Le laboratoire FEMTO-ST travaille sur une horloge qui utilise une architecture appelée Push-Pull Optically Pumped (PPOP) [19, 20, 1]. La figure 1.15 résume le schéma de cette horloge. Cette architecture utilise une source laser dont on module le faisceau avec un modulateur de phase afin d'obtenir les deux longueurs d'onde nécessaires au CPT. Le faisceau traverse ensuite un interféromètre de Michelson suivi d'une lame quart d'onde afin d'avoir un schéma de pompage équivalent à un lin \perp lin en arrivant dans la cellule atomique. En effet, comme décrit dans [19], introduire un retard de phase équivalent à la moitié de la période de la fréquence d'horloge permet d'obtenir une alternative de polarisations σ^+ et σ^- . Enfin, la cellule (fournie par le SYRTE) est remplie de césium et d'un gaz tampon, constitué d'argon et de diazote. Elle est maintenue à environ 33°C.

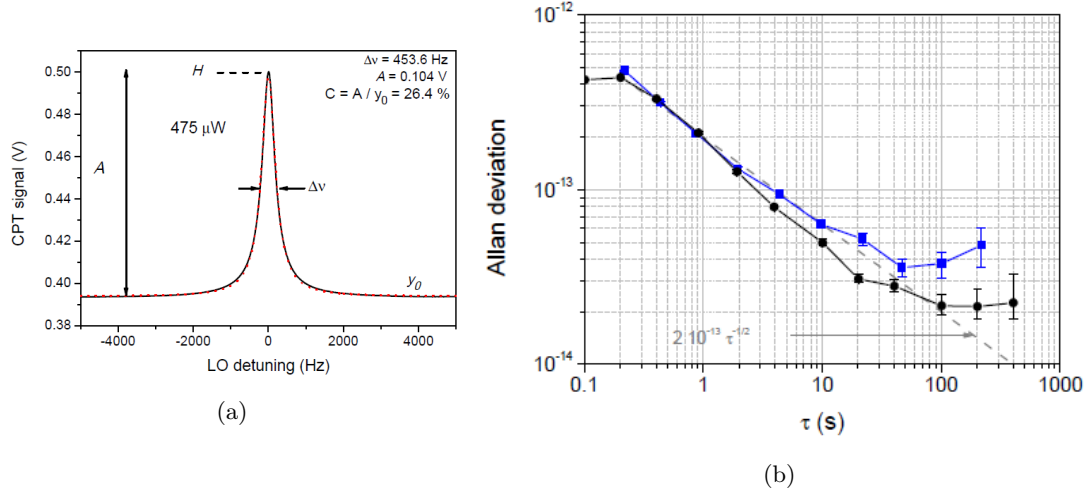


FIGURE 1.16 – (a) Signal d'horloge de la PPOP CPT de FEMTO-ST. On a un contraste $C = 26,4\%$ pour une largeur $\Delta\nu = 453,6$ Hz, avec une puissance optique de $475 \mu\text{W}$. (b) Stabilité d'horloge associée à ce signal. Les deux courbes décrivent le même système, à la différence près de l'asservissement de la puissance du laser. La courbe bleue est réalisée avec un asservissement dit simple, la noire un double visant à corriger les dérives lentes.

Les résultats de cette horloge en mode continu sont montrés dans la figure 1.16. Le signal CPT obtenu correspond à un contraste de 26,4% pour une largeur de 453,6 Hz, avec une puissance optique incidente sur la cellule de 475 μ W. Avec ce signal, une stabilité de $2.10^{-13}\tau^{-\frac{1}{2}}$ est obtenue jusqu'à 100 secondes où on observe un plancher à environ 2.10^{-14} (voir figure 1.16b). Ici, la principale limitation à court terme est la stabilité de la source laser et les déplacements lumineux sur le moyen terme. Notons que cette horloge peut aussi s'opérer en mode pulsé, pour des résultats de stabilité similaires.

Horloges pulsées : L'une des horloges CPT développée au LNE-SYRTE [21] utilise deux sources laser asservies en phase l'une sur l'autre. Les deux faisceaux sont polarisés linéairement et orthogonaux l'un à l'autre dans un schéma dit lin \perp lin (qui sera décrit la section 2.1.2). L'un des laser est asservi en fréquence sur une cellule de césium annexe par un montage d'absorption saturée. Le second laser est alors asservi en phase sur le premier et leurs fréquences sont séparées de 9,192 GHz. Le battement est mesuré sur une photodiode rapide et est comparé à une référence fournie par la chaîne micro-onde. Les faisceaux sont recombinaés à l'aide d'un cube polariseur, avant de passer à travers un modulateur d'amplitude et enfin la cellule atomique. Cette dernière est maintenue à environ 32°C et est identique à celle utilisée dans l'horloge PPOP de FEMTO-ST précédemment décrite. Le schéma de l'horloge est présenté en figure 1.17.

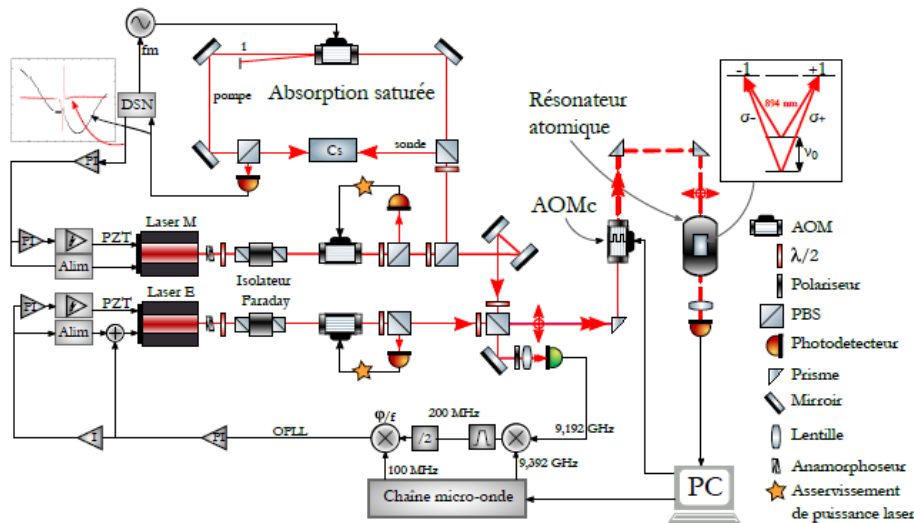


FIGURE 1.17 – Schéma de l'horloge CPT pulsée développée au SYRTE extrait de [21]. On y voit les deux sources lasers, chacune asservie en puissance. L'une (esclave) est asservie sur l'autre (maître) en phase. Le laser maître est asservi en fréquence avec un montage d'absorption saturée.

Les plus récents travaux [21] démontrent une stabilité de $2,3.10^{-13}\tau^{-\frac{1}{2}}$ jusqu'à 10^3 s. A court terme, la principale limite est l'effet Dick [22] tandis que sur le moyen-long terme, la puissance laser et le champs magnétiques sont les principales limites. Le bilan des contributions est reporté en figure 1.18. Cette horloge fait actuellement l'objet d'une étude dans le cadre d'une thèse CIFRE (partenariat entre le SYRTE et Thales Reasearch and Technology) afin d'y incorporer un laser bi-fréquence développé conjointement entre TRT et SupOptique. Grâce à une telle source laser, l'horloge gagnerait en compacité.

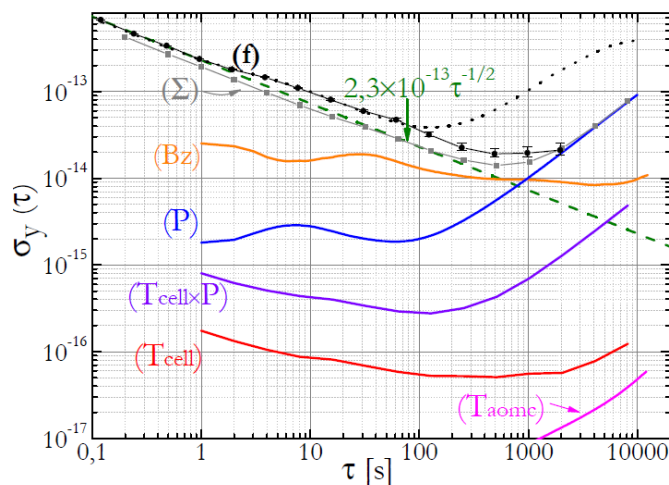


FIGURE 1.18 – Stabilité de la fréquence de l’horloge CPT pulsée développée au SYRTE extrait de [21]. On a (f) la stabilité de l’horloge (continu résultats actuels, pointillés ceux qui ont précédés). Les autres courbes représentent les différentes contributions : (Bz) est le champ magnétique, (P) la puissance laser, ($T_{\text{cell}} \times P$) la sensibilité thermique aux déplacements de puissance, (T_{cell}) la température de la cellule et (T_{aomc}) la température du modulateur acousto-optique AOMc (cf figure 1.17).

Comme dit précédemment, l’horloge PPOP développée par FEMTO-ST peut s’opérer en mode pulsé. Dans ce cadre, ils ont intégré une méthode d’interrogation appelée Auto-Balanced Ramsey [23] qui consiste en deux interrogations Ramsey (pulsées) successives avec des temps d’évolutions différents [2]. Sur la figure 1.19, on voit la différence entre une interrogation Ramsey classique, et la méthode ABR. Cette méthode permet de compenser le déphasage atomique lors de l’interrogation des atomes avec une correction φ_c . Ainsi, la phase de l’oscillateur est asservi sur un meilleur signal. Durant le temps T_2 , on construit un signal d’erreur qui va établir la valeur de la correction φ_c . Un autre signal d’erreur est construit durant T_1 va servir à corriger l’oscillateur.

Grâce à cette méthode, la stabilité de l’horloge est de $3, 1 \cdot 10^{-13} \tau^{-\frac{1}{2}}$ jusqu’à 2000 s. La dégradation à 1 s (comparée aux précédents résultats [20]) est due à une dégradation du signal d’horloge, à cause du temps d’évolution plus long. Les auteurs stipulent qu’une étude plus intensive doit être menée sur les limitations sur les temps longs [23].

Notons que FEMTO-ST a travaillé sur un autre schéma d’interrogation basé sur l’ABR appelé SABR (Symetric Auto-Balanced Ramsey). Ce dernier est une succession de deux interrogation ABR où la subtilité se trouve dans ”l’ordre des fréquences” : Dans le premier ABR on va d’abord sonder à gauche de la frange Ramsey puis la droite, puis dans le second l’inverse. Le SABR sert principalement à palier à un effet néfaste de l’ABR, l’apparition d’un offset dans la boucle de phase du à un effet de mémoire des atomes. Cela permet aussi de réduire d’un ordre de grandeur la dépendance de la fréquence de l’horloge à la puissance laser par rapport à la méthode ABR. Ils montrent alors une stabilité qui s’intègre en environ $\tau^{-\frac{1}{2}}$ jusqu’à 10^4 s. La stabilité est alors limitée par les variations du champ magnétique.

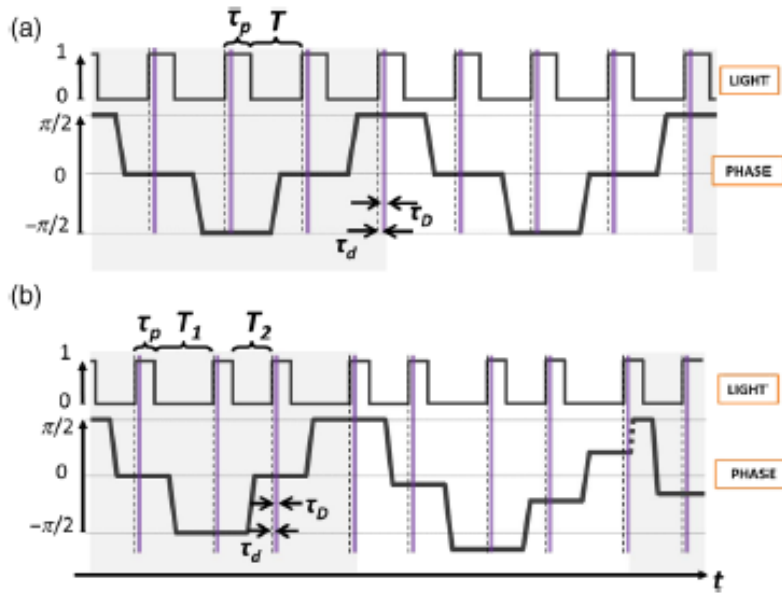


FIGURE 1.19 – Comparatif de séquences temporelles Ramsey (a) et ABR (b) extraites de [2]. $T_{1,2}$ les temps de relaxation et τ_p la durée des impulsions lumineuses. Le signal est détecté après un temps τ_d et pendant un temps τ_D . Pour un souci de clareté, en (b), la phase est montrée sans correction au début, puis avec une correction après φ_c .

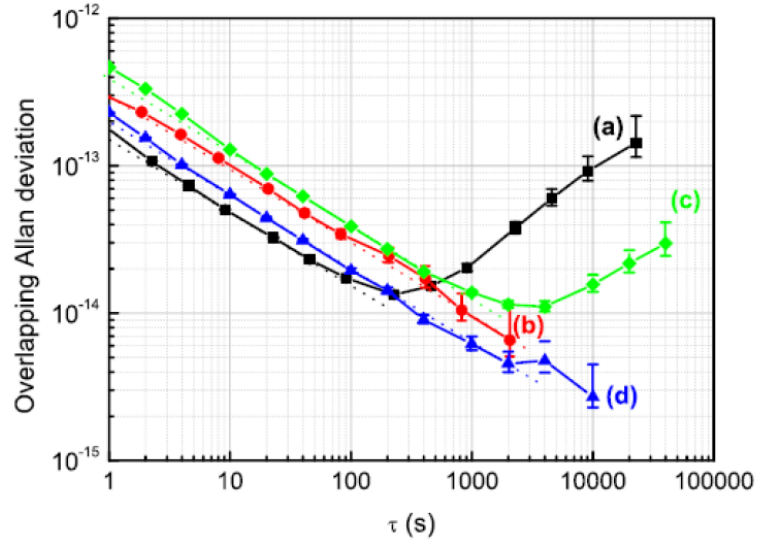


FIGURE 1.20 – Comparaison des stabilité de fréquence de plusieurs modes : du Ramsey CPT (a), l'ABR (b) et le SABR (c) et (d) extrait de [2]. La courbe (c) est une mesure sur 5 jours et la (d) une sélection sur 30000 s.

1.2.6 Horloge à atomes froids

MuClock [24] est un projet commun du SYRTE et Muquans appelé Rubiclock (basé sur l'horloge HORACE [25]), qui, après développement, a été transférée chez l'industriel. C'est une horloge à atomes de rubidium refroidis par laser. L'avantage du refroidissement d'atomes est de pouvoir effectuer toute la séquence d'interrogation (préparation des atomes, interrogation Ramsey et détection) au même endroit [26, 27] tout en permettant un long temps d'interrogation.

Une mélasse optique est produite dans une sphère de quartz sous-vide, placée dans une cavité micro-onde en cuivre. Le refroidissement des atomes de Rb est effectué grâce à un ensemble de 6 faisceaux laser dans la configuration (1,1,1). Notons qu'un champ magnétique longitudinal est appliqué afin de lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman. On a alors environ $2 \cdot 10^7$ atomes à $10 \mu\text{K}$. Les atomes sont ensuite pompés dans un état fondamental. Pour l'interrogation, les faisceaux laser sont coupés et les atomes sont alors libres de tomber. En même temps, un champ micro-onde est appliqué pour exciter les atomes présents. L'interrogation peut être continue ou pulsée, sa durée est limitée par le temps de chutes des atomes (environ 50 ms sur Terre). Enfin, on détecte optiquement à l'aide d'un laser vertical les atomes étant passés dans l'autre niveau fondamental.

L'horloge HORACE utilisait des atomes de Cs. Le choix du Rb a été motivé par sa raie D1 (780 nm), qui permet d'utiliser des sources lasers fibrées utilisées dans les télécoms. Dans cette configuration, la stabilité est de $3 \cdot 10^{-13}$ à 1 s et d'environ $2 \cdot 10^{-15}$ après un jour d'intégration. Pour finir, Muquans a réalisé les premiers tests en micro gravité [27] qui ont démontré un gain de 1,4 dans le nombre d'atomes piégés et de 1,7 sur le contraste pour un temps de chute égal à celui au sol.

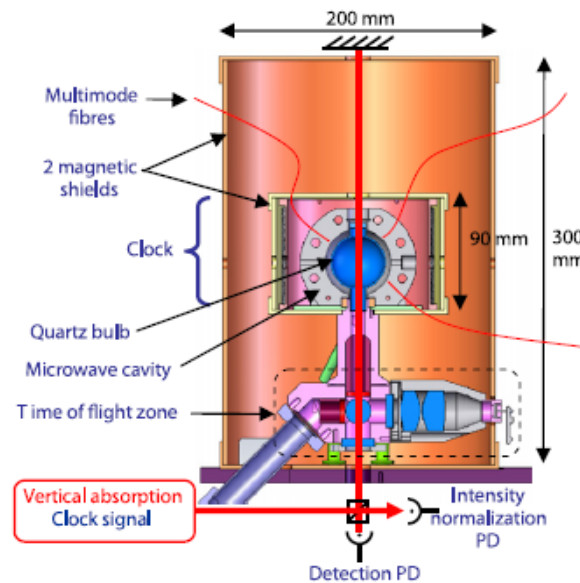


FIGURE 1.21 – Schéma de HORACE extrait de [26].

1.2.7 Horloges miniatures

Dans le cadre des horloges compactes, on peut ajouter une sous-catégorie qui est celle des horloges miniatures. Ces dernières utilisent diverses technologies comme le CPT [28, 29, 30] ou les atomes froids sur puce [31, 32]. Ces horloges ont des applications et des performances différentes des

technologies décrites plus haut dans cette section. Nous ne détaillerons donc que le fonctionnement des horloges miniatures CPT, plus proches des travaux de cette thèse.

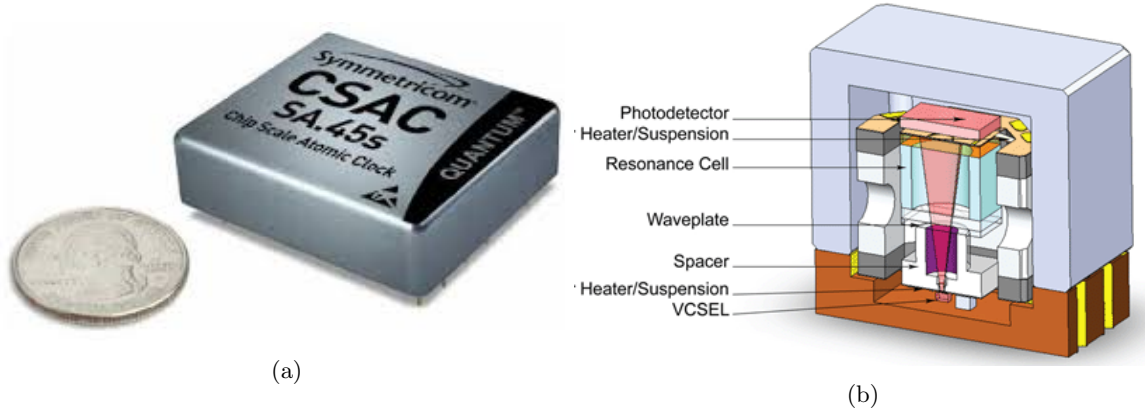


FIGURE 1.22 – (a) Taille de l’horloge CSAC avec une pièce pour échelle. (b) Schéma de l’horloge CSAC extrait de [33].

Appelées CSAC (Chip Scale Atomic Clock), ces horloges sont plus petites en tailles que les horloges précédemment citées (de l’ordre du cm^3). Cela est rendu possible grâce à la réalisation de micro-cellules de vapeurs d’alcalins où l’on peut exploiter l’effet CPT, ainsi qu’à l’usinage basé sur la photolithographie et la gravure sélective [34]. Elles sont ainsi moins consommatrices en énergie et mieux isolées thermiquement, ce qui pallie à certaines dérives de fréquence. Cependant leurs performances sont moindres : quelques 10^{-12} voir 10^{-11} à 1 s jusqu’à un temps d’intégration d’environ 1000 s. Dans les laboratoires travaillant sur cette architecture, nous pouvons citer le NIST [28] et Femto-St [29] avec du césium ou le LTF [30] avec du rubidium. Afin de comparer cette technologies avec les autres décrites dans ce chapitre, nous utiliserons la CSAC de chez Microsemi (développée au NIST) [35, 33] dans le tableau ci-dessous.

1.2.8 Comparaison des performances

Nous avons passé en revue les principales horloges atomiques disponibles actuellement. Cette liste n’est pas exclusive, nous aurions aussi pu parler des horloges optiques transportables [36] ou d’horloges à ions compactes [37, 38, 39]. Cependant, même si ces technologies sont très intéressantes, elles ne permettaient pas de comparaisons pertinentes avec le reste des horloges présentées ici, de part leurs volumes ou les stabilités en jeu.

En regardant le tableau 1.1, on peut voir que les horloges à cellule de vapeur d’atomes (POP et CPT) présentent des stabilités similaires à une seconde de l’ordre de quelques 10^{-13} . On voit aussi qu’elles présentent un bruit de Flicker à 10^4 s pour les meilleures d’entre elles, contrairement à d’autres technologies comme le RAFS ou les atomes froids, et ce plancher arrive particulièrement tôt pour les horloges CPT continues.

Cette limite est principalement due aux problèmes de déplacements lumineux, auxquels le signal atomique est particulièrement sensible dans ces horloges. C’est dans cette problématique que s’inscrivent les travaux de la présente thèse. Notre horloge double-modulation CPT s’inscrit dans cette logique d’horloge compacte, tant au niveau de son volume que de ses performances. Son architecture est décrite dans le chapitre suivant. Les précédents travaux ont démontré de bons résultats à court

terme avec une stabilité de $3,2 \cdot 10^{-13} \tau^{-\frac{1}{2}}$ jusqu'à 100 s dans le mode continu [40]. L'objectif est d'étudier les limites sur le moyen-long terme afin de faire de la DM-CPT une technologie viable pour une utilisation embarquée, pour Galileo par exemple.

Durant ma thèse, j'ai remonté l'horloge DM-CPT construite par P. Yun en tachant dans un premier temps de retrouver ses résultats à court terme. J'ai ensuite mené une étude approfondie des limitations sur le moyen terme dans un premier temps, puis sur les temps longs. Dans cette optique, j'ai incorporé une nouvelle séquence d'interrogation qui inclue une correction du déplacement lumineux.

1.3 Applications

Les horloges atomiques sont donc des références de temps stables sur des temps plus longs que les oscillateur à quartz. Certaines applications nécessitent d'embarquer de telles références de temps décrites précédemment. Les évolutions technologiques récentes nécessitent des transferts d'informations de plus en plus rapides, ce qui signifie que les différents éléments doivent rester synchronisés de manière plus précise.

Un des domaines les plus demandeurs est celui des systèmes de positionnement par satellites (GNSS) comme GALILEO, BeiDou ou le GPS. Les travaux de cette thèse s'inscrivent d'ailleurs dans un projet dans le cadre d'une nouvelle génération d'horloges pour GALILEO, comme dit en introduction. Les temps de trajet jusqu'à la Terre d'un ensemble de satellites sont comparés. Pour ce faire, ils relèvent le temps que met une onde électromagnétique à revenir à eux. La distance est alors déduite en connaissant la vitesse de la lumière et le temps de trajet précédemment énoncé. Dans les faits, on doit aussi prendre en compte les variations d'indice de l'air et les effets relativistes dans le calcul. L'utilité d'une référence de temps ultra-stable peut se démontrer par le calcul. Imaginons que la mesure du temps de trajet aller-retour de la lumière possède une erreur de 1 ms. On a alors Distance = Temps x Vitesse, soit Distance = $10^{-3} * 3 \cdot 10^8$ (en arrondissant la vitesse de la lumière) et donc une distance de 300 km. En d'autres termes, une erreur de 1 ms correspond à une erreur de 300 km, d'où la nécessité de la meilleure précision possible pour les horloges embarquées. L'erreur sur la mesure dépend de plusieurs paramètres, notamment du nombre de satellites nécessaires au positionnement. Un minimum de trois satellites est nécessaire pour être localisé, cependant, les technologies actuelles en utilisent quatre. Le quatrième satellite apporte une meilleure précision, notamment en servant principalement à une meilleure estimation dans le temps de propagation des faisceaux. On dénombre aujourd'hui 126 satellites dédiés aux divers systèmes de positionnement, et ce chiffre est amené à croître. Il existe donc une réelle demande d'horloges atomiques compactes pour ces systèmes. Ces horloges doivent allier la meilleure stabilité possible sur le long terme, mais aussi un volume et une consommation minimales.

L'autre grand domaine d'application des horloges atomiques compactes est celui des télécommunications. L'avènement de la 5G ou de la fibre optique a été rendue possible notamment grâce à des horloges capables de synchroniser les différents éléments et de gérer les signaux de plus hautes fréquences. La demande de systèmes embarqués, peu coûteux pour les meilleures performances possibles, est immense et ne cesse de croître. En définitive, une référence de temps stable dans le temps est nécessaire pour assurer un signal non déformé et donc une meilleure transmission de l'information.

Plus largement, les horloges atomiques ont permis une meilleure définition des grandeurs physiques ainsi que de vérifier certaines lois de la physique [42]. La seconde est actuellement la plus précise des unités du système international (SI) et permet désormais de mesurer précisément les autres unités comme le mètre, le kilogramme ou l'ampère. Ces dernières sont rattachées à des mesures de temps ou de fréquence.

Performance des horloges compactes dans le monde				
Laboratoire ou Entreprise	Niveau à 1 s	Niveau à 1000 s	Palier en s	Réf.
Leonardo mini PHM	7.10^{-13}	$2, 1.10^{-14}$	10^4	[7]
OSCC Jet de Cs	$2, 5.10^{-12}$	$6, 32.10^{-14}$	10^4	[10]
WIPM RAFS	$1, 91.10^{-13}$	N.R	N.R	[12]
Excelitas RAFS	2.10^{-12}	3.10^{-14}	$> 10^5$	[13]
INRIM POP	$1, 7.10^{-13}$	7.10^{-15}	10^4	[14]
LTF POP-DR	$2, 1.10^{-13}$	2.10^{-14}	4.10^4	[15]
SIOM POP	$3, 53.10^{-13}$	$7, 5.10^{-15}$	2.10^3	[17]
NTSC POP	$2, 3.10^{-13}$	$1, 9.10^{-14}$	100	[41]
Femto-ST PPOP-CPT	$2, 1.10^{-13}$ *	N.R	N.R	[20]
SYRTE CPT	$2, 3.10^{-13}$	$2, 1.10^{-14}$	500	[21]
Femto-ST CPT-SABR	2.10^{-13}	7.10^{-15}	10^4	[2]
Muquans MuClock	3.10^{-13}	3.10^{-15}	$> 10^5$	[27]
Microsemi CSAC	$1, 7.10^{-10}$	$6, 5.10^{-12}$	10^3	[35]

TABLE 1.1 – Tableau des performances de différentes horloges compactes à 1s et 1000s. N.R : Non Renseigné. * : En mode continu, l’horloge peut aussi opérer en mode pulsé à avec un niveau similaire à 1 s. En dernière colonne, moment où arrive le plancher Flicker dans la variance d’Allan.

1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons posé les bases de fonctionnement des horloges atomiques ainsi que les principes utiles à la caractérisation de leurs stabilités. Ensuite, un panel d'horloges atomiques compactes a été dressé afin d'avoir une vue d'ensemble du paysage actuel et de situer les travaux de la présente thèse. Enfin, nous avons posés quelques unes des principales applications de ce type d'horloge.

Dans le chapitre suivant, nous entrerons en détails dans le fonctionnement de l'horloge atomique compacte à double modulation à piégeage cohérent de population, qui constitue l'objet de cette thèse.

Chapitre 2

Horloge double modulation à piégeage cohérent de population

Dans ce chapitre nous allons voir le principe de l'horloge double modulation à piégeage cohérent de population (DM-CPT). Nous décrivons d'abord le principe du piégeage cohérent de population (CPT), en explicitant les états noirs et les sous-niveaux Zeeman ainsi que l'importance de la polarisation de la lumière dans le remplissage de ces derniers. Différents schémas de polarisations y sont comparés. Ensuite nous détaillerons la façon dont les états noirs s'additionnent, la construction du champ électrique modulé en phase et en polarisation puis son interaction avec les atomes. Par la suite, nous décrivons le montage expérimental en passant en revue chacun des éléments et son rôle, tout en expliquant chacun des choix qui ont été faits. La source laser, la chaîne de synthèse micro-onde et le résonateur atomique y sont notamment détaillés. Enfin, nous montrons la séquence temporelle d'interrogation et la réponse atomique résultante.

2.1 Le piégeage cohérent de population

2.1.1 Principe physique

Découvert à Pise en 1976 par G. Alzetta et ses collègues [43], le piégeage cohérent de population (Coherent Population Trapping en anglais, ou CPT) est un effet d'interférence quantique qui détruit les probabilités de transitions vers un niveau excité. Cela a pour effet de piéger les atomes dans un état appelé noir, où ils ne peuvent plus ni émettre ni absorber de lumière.

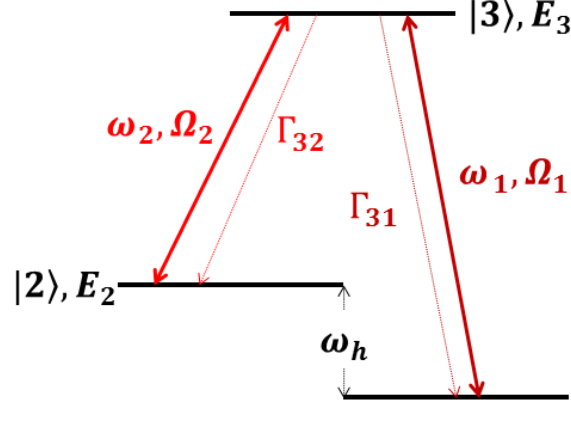


FIGURE 2.1 – Système atomique à trois niveaux en configuration Λ . $E_{1,2,3}$, les différents niveaux d'énergies avec $\omega_{1,2}$ les fréquences du laser bi-chromatique et $\Omega_{1,2}$ les fréquences de Rabi. Avec ω_h la différence de fréquence entre $|1\rangle$ et $|2\rangle$ et $\Gamma_{31,32}$ les taux de relaxations, avec $\Gamma = \Gamma_{31} + \Gamma_{32}$.

Considérons que l'on a un système atomique à trois niveaux. Nous choisissons ce modèle fermé par soucis de simplicité. Les énergies des états $|i\rangle$ pour $i \in \{1; 2; 3\}$ s'écrivent $E_i = \hbar\omega_{E_i}$. Précisons que les états $|1\rangle$ et $|2\rangle$ sont des états fondamentaux et $|3\rangle$ l'état excité.

Appliquons maintenant un champ laser bi-fréquence à ce système atomique, de telle sorte que les deux faisceaux soient co-propageants, et qu'ils correspondent aux transition $|1\rangle$ à $|3\rangle$ et $|2\rangle$ à $|3\rangle$. Nous avons alors un champ laser tel que $\vec{A}(t) = \vec{A}_1 e^{i(-\omega_1 t + \varphi_1)} + \vec{A}_2 e^{i(-\omega_2 t + \varphi_2)}$ avec $\omega_{1,2}$ les fréquences, $\varphi_{1,2}$ et $A_{1,2}$ les phases et amplitudes associées. Ajoutons $\Omega_{1,2} = \frac{A_{1,2} d_{1,2}}{\hbar}$ les fréquences de Rabi avec $d_{1,2}$ les moments dipolaires, comme sur la figure 2.1. On appelle une architecture comme celle-ci un système Λ .

Afin de décrire au mieux les interactions, posons l'hamiltonien du système :

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{int}, \quad (2.1)$$

avec

$$\hat{H}_0 = E_1|1\rangle\langle 1| + E_2|2\rangle\langle 2| + E_3|3\rangle\langle 3|, \quad (2.2)$$

et

$$\hat{H}_{int} = -\frac{\hbar}{2} \left\{ \Omega_1 e^{-i(\omega_1 t - \varphi_1)} |3\rangle\langle 1| + \Omega_2 e^{-i(\omega_2 t - \varphi_2)} |3\rangle\langle 2| + \text{c.c.} \right\}. \quad (2.3)$$

Où \hat{H}_0 est l'hamiltonien non perturbé et \hat{H}_{int} celui des interactions entre le champ laser et l'atome, avec c.c le complexe conjugué. Ici, les états $|i\rangle$ sont les états propres du système. Nous pouvons alors choisir une nouvelle base orthonormée qui auraient pour états propres $|C\rangle$, $|NC\rangle$ et $|3\rangle$ [44]. Les deux premiers représentent des superpositions linéaires des états $|1\rangle$ et $|2\rangle$. On peut les écrire :

$$|C\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} \left(\Omega_1 e^{-\frac{iE_1}{\hbar}t} |1\rangle + \Omega_2 e^{-\frac{iE_2}{\hbar}t - i(\varphi_2 - \varphi_1)} |2\rangle \right), \quad (2.4)$$

$$|NC\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} \left(\Omega_2 e^{-\frac{iE_1}{\hbar}t} |1\rangle - \Omega_1 e^{-\frac{iE_2}{\hbar}t - i(\varphi_2 - \varphi_1)} |2\rangle \right). \quad (2.5)$$

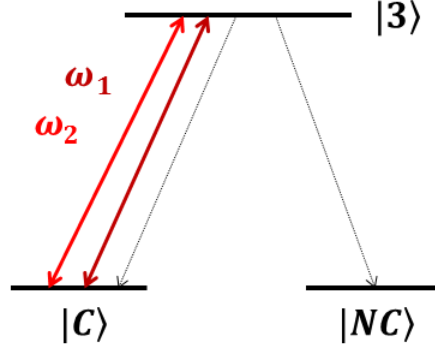


FIGURE 2.2 – Système atomique à trois niveaux avec comme base d'états propres $\{|C\rangle, |NC\rangle, |3\rangle\}$. Les atomes dans l'état $|3\rangle$ peuvent tomber dans l'état $|C\rangle$ par émission spontanée mais aussi dans l'état $|NC\rangle$, l'état noir.

Les amplitudes de probabilité de transition de $|C\rangle$ et $|NC\rangle$ vers $|3\rangle$ s'expriment alors :

$$\langle 3|\hat{H}_{int}|C\rangle = \frac{\hbar}{2\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} e^{-i(\frac{E_1}{\hbar} + \omega_1)t} (\Omega_1^2 + \Omega_2^2 e^{i\delta_R t}) \quad (2.6)$$

$$\langle 3|\hat{H}_{int}|NC\rangle = \frac{\hbar\Omega_1\Omega_2}{2\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} e^{-i(\frac{E_1}{\hbar} + \omega_1)t} (1 - e^{i\delta_R t}) \quad (2.7)$$

Avec $\delta_R = \omega_1 - \omega_2 - \omega_h$, le désaccord Raman. Ainsi, à résonance quand $\omega_h = \omega_1 - \omega_2$, alors $\delta_R = 0$ et $\langle 3|\hat{H}_{int}|NC\rangle = 0$. Dans ce cas, l'atome a une probabilité nulle de passer de l'état $|NC\rangle$ à l'état excité $|3\rangle$, les deux états ne sont donc pas couplés (figure 2.2). Autrement dit, un atome dans l'état non couplé n'interagira plus avec le champ laser et sera dans un état noir.

Si nous étendons cela à un ensemble d'atomes, alors ceux dans l'état $|C\rangle$ vont finir par s'accumuler dans l'état $|NC\rangle$. C'est pourquoi nous observons une diminution de l'absorption optique (augmentation de la lumière transmise) quand un ensemble d'atomes est éclairé avec un champ bi-fréquence qui vérifie $\delta_R = 0$. Nous voyons que la cohérence du CPT apparaît d'elle-même dans la superposition cohérente des états 2.4 et 2.5. Enfin, nous remarquons dans les équations 2.6 et 2.7 que les phases des deux lasers n'apparaissent pas. Nous pouvons donc en conclure que la valeur de la différence de phase n'importe pas tant que cette dernière est constante. Il est donc crucial de contrôler la différence de phase entre les champs lasers et de la maintenir fixe.

A résonance exacte, $\delta_R = 0$, la transmission est maximale. Cependant, si cette condition n'est pas réalisée, les atomes vont pouvoir absorber et ré-émettre de la lumière. On peut alors représenter graphiquement la transmission en fonction du désaccord Raman comme sur la figure 2.3 (a).

La largeur du pic de transmission dépend du taux de relaxation de la cohérence hyperfine que nous appellerons γ_h , des puissances laser et du taux de relaxation de l'état excité Γ . A mi-hauteur, en première approximation, la largeur $\Delta\nu_{\frac{1}{2}}$ (Hz) s'écrit [45] :

$$\Delta\nu_{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\pi} \left(\gamma_h + \frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}{2\Gamma} \right) = \frac{1}{\pi} \left(\gamma_h + \frac{\Omega_R^2}{\Gamma} \right). \quad (2.8)$$

Nous nous plaçons dans le cas où les deux champs laser sont de même intensité, donc $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_R$. On remarquera aussi que cette largeur augmente avec l'intensité du champ. L'amplitude de la résonance CPT A_{CPT} , montrée en figure 2.3 (b), peut être calculée comme la différence de population en résonance et hors résonance (plus la population hors résonance sera grande, plus

l'amplitude sera élevée). Dans notre cas, en prenant en compte le désaccord optique Δ_0 (2.3 (b)), nous pouvons écrire cette amplitude [46] :

$$A_{CPT} \propto n_{cs} \frac{\Omega_R^4}{4\Gamma} \left(\frac{1}{\frac{\Gamma^2}{4} + \Delta_0^2} \right) \left(\frac{1}{\frac{\Omega^2}{\Gamma} + \gamma_h} \right). \quad (2.9)$$

Avec n_{cs} la densité d'atome de césium. On peut voir qu'afin de maximiser l'amplitude il faut avoir un maximum d'atomes participant au signal ainsi qu'un désaccord optique Δ_0 le plus faible possible. Dans une horloge CPT, nous avons l'avantage de s'asservir sur une résonance étroite, avec un pompage, une interrogation et une détection tout optique. On s'affranchit donc de la cavité micro-onde par rapport à une architecture d'horloge plus conventionnelle.

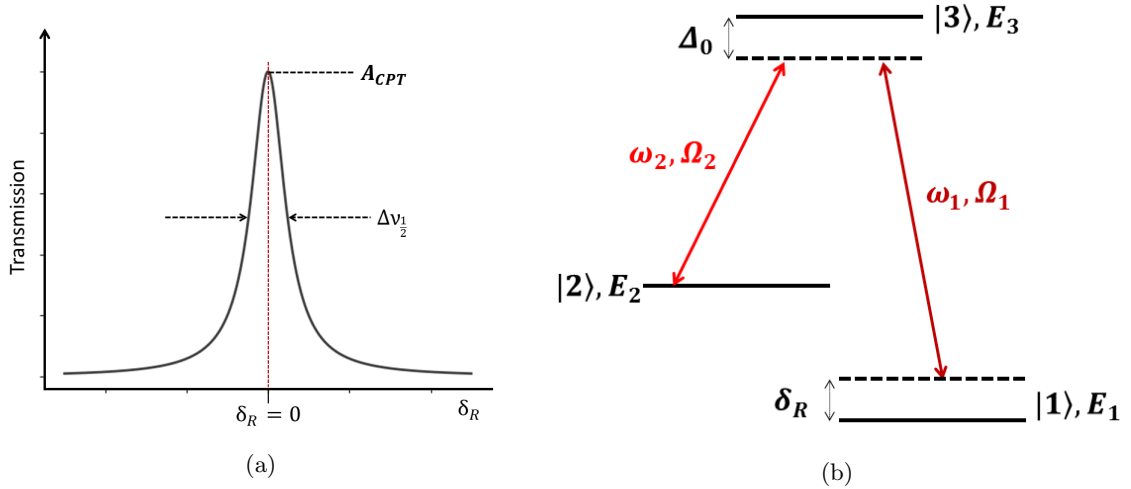


FIGURE 2.3 – (a) Transmission du milieu atomique en fonction du désaccord Raman (résonance CPT). A_{CPT} désigne l'amplitude du signal et $\Delta\nu_{\frac{1}{2}}$ la largeur à mi-hauteur. (b) Système atomique à 3 niveaux avec les désaccords optique Δ_0 et Raman δ_R .

2.1.2 Sous-niveaux Zeeman et polarisation de la lumière

Dans cette section, nous détaillons différents schémas d'excitation de la résonance CPT dépendant de la polarisation et impliquant les sous-niveaux Zeeman. Nous utilisons l'atome de césium pour décrire ces différents schémas existants, mais ces descriptions sont applicables aux autres alcalins.

Nous avons vu précédemment que pour réaliser le piégeage cohérent de population, il faut coupler deux états fondamentaux à un état excité. Cependant, dans les atomes alcalins, les différents niveaux d'énergies sont dégénérés en de nombreux sous-niveaux. Ces derniers sont appelés les sous-niveaux Zeeman et la population atomique est répartie selon ces différents sous-niveaux. Notons qu'un champ magnétique orienté parallèlement à la direction du laser peut lever cette dégénérescence par effet Zeeman (voir 2.3.5.1), c'est pourquoi un champ est toujours appliqué. Afin de diminuer la sensibilité de la transition d'horloge aux variations du champ magnétique appliqué, nous choisissons d'utiliser les sous-niveau Zeeman aux $m_F = 0$, car moins sensibles que les autres au champ magnétique. Aussi, ce dernier nous empêche d'utiliser les transitions $\Delta m_F = 0$ entre les niveaux respectifs $F = 3$ ($F = 4$) et $F' = 3$ ($F' = 4$) car ces transitions sont interdites par les règles de sélection. Cela nous oblige à utiliser des polarisations circulaires, selon les différents schémas possibles définis ci-dessous.

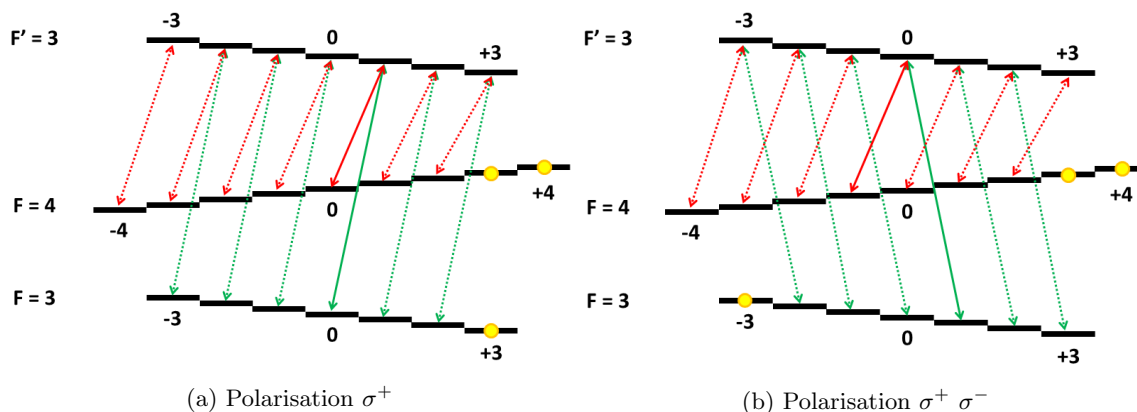


FIGURE 2.4 – Schémas d’excitation dits Λ . En vert les transitions du niveau $F = 3$ vers $F' = 3$ et en rouge celles entre $F = 4$ et $F' = 3$. En gras sont représentées les transitions participant au signal CPT sur lequel nous asservirons l’oscillateur local. Les points jaunes sont les sous-états extrêmes où la population atomique se retrouvera piégée.

Simple Λ : Ce schéma est dit ”à fuite”. En effet, au bout d’un certain temps la population atomique va se retrouver piégée dans les états extrêmes comme montré sur la figure 2.4 avec les points jaunes. Ces sous-états Zeeman sont non-couplés et donc les atomes dans ces états ne participent pas à la transition d’horloge. En d’autres termes, les atomes ”fuient” des niveaux de la transition d’horloge vers ces sous-niveaux extrêmes. Alors le signal sur lequel on s’asservit diminue puisque les atomes sont pompés dans les sous-niveaux extrêmes. Nous pouvons appliquer plusieurs polarisations dans le cadre de ce schéma :

- **Polarisation σ^+ (Λ^+) ou σ^- (Λ^-) :** On applique une polarisation circulaire σ^+ (ou σ^-) sur chacun des faisceaux lasers incidents. Les transitions autorisées pour la population atomique sont celles entre les niveaux fondamentaux $|F, m_F = i\rangle$ (avec $F = \{3; 4\}$) et le niveau excité $|F' = 3, m_F = i \pm 1\rangle$ comme sur la figure 2.4 (a). A travers ces transitions, les atomes peuvent donc passer entre les deux sous-niveaux $m_F = 0$ du niveau fondamental.

- **Polarisation $\sigma^+ \sigma^-$ (Λ^{+-}) :** Dans cette configuration de polarisation, les deux faisceaux sont polarisés circulairement opposés l’un à l’autre. Ici, les transitions autorisées sont $|F = 3, m_F = i + 1\rangle$ vers $|F' = 3, m_F = i\rangle$ et $|F = 4, m_F = i - 1\rangle$ vers $|F' = 3, m_F = i\rangle$. Ce schéma est montré dans la figure 2.4 (b). On remarque l’impossibilité pour les atomes de passer entre l’un et l’autre des sous-niveaux $m_F = 0$ du niveau fondamental. Cependant, la transition CPT $|F = 4, m_F = -1\rangle - |F = 3, m_F = 1\rangle$ (si la polarisation est $\sigma^+ \sigma^-$, $|F = 4, m_F = 1\rangle - |F = 3, m_F = -1\rangle$ si elle est $\sigma^- \sigma^+$) est très proche en terme de fréquence.

Double Λ ($\Lambda\Lambda$ ou linéaires) : Contrairement au schéma simple Λ décrit au dessus, ce schéma d’excitation empêche les atomes de se retrouver dans des sous-niveaux Zeeman extrêmes. Les atomes participent alors davantage au signal d’horloge qui se retrouve amélioré. Cela provient du fait que pour ce genre de schéma, on utilise des polarisations rectilignes. On peut montrer que ce type de polarisation est équivalent à une somme de polarisations circulaires de sens opposées (σ^+ et σ^-).

Les sous-niveaux Zeeman extrêmes sont donc constamment couplés à un état excité, ce qui empêche les atomes de rester piégés.

Du fait des polarisations rectilignes se décomposant en sommes de polarisations circulaires, les appliquer sur les deux faisceaux lasers incidents revient à appliquer un schéma Λ^+ et Λ^- en même temps. A chacun des ces schémas correspond donc un état noir, nous les nommerons $|NC_{\Lambda^+}\rangle$ et $|NC_{\Lambda^-}\rangle$. Pour deux faisceaux polarisés linéairement formant un angle θ , il a été montré [47] que l'on peut écrire, à résonance, les états noirs des niveaux fondamentaux $m_F = 0$ dans un référentiel tournant tels que :

$$\begin{cases} |NC_{\Lambda^+}\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}}(\Omega_2|1\rangle + \Omega_1 e^{i\theta}|2\rangle) \\ |NC_{\Lambda^-}\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}}(\Omega_2|1\rangle - \Omega_1 e^{-i\theta}|2\rangle), \end{cases} \quad (2.10)$$

avec $|1\rangle$ et $|2\rangle$ les états fondamentaux $|F = 3, m_F = 0\rangle$ et $|F = 4, m_F = 0\rangle$ du césium. Les Ω_1 et Ω_2 sont les fréquences de Rabi associées. Nous distinguons deux cas selon la valeur de θ : les polarisations orthogonales (lin \perp lin) où $\theta = \frac{\pi}{2} + k\pi$ et parallèles (lin||lin) où $\theta = k\pi$ (k un entier relatif). Dans le premier cas les états noirs $|NC_{\Lambda^+}\rangle$ et $|NC_{\Lambda^-}\rangle$ sont les mêmes, nous allons donc accumuler des atomes dans le même état noir [48]. Ce n'est pas le cas dans la configuration lin||lin où les états noirs sont différents.

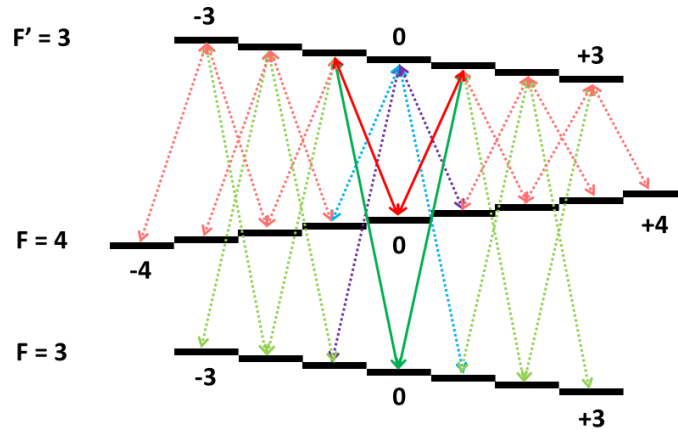


FIGURE 2.5 – Schéma d'excitation dit $\Lambda\Lambda$. Le vert et le rouge ont la même signification que précédemment. En traits épais les transitions favorables au signal CPT (lin \perp lin). En bleu et violet, les transitions non-favorables (mais utilisées dans le schéma lin||lin).

- **Polarisations linéaires perpendiculaires lin \perp lin :** Cette configuration revient à appliquer un schéma Λ^+ et un Λ^- simultanément. Les atomes ne peuvent pas être piégés dans un sous-niveau extrême comme montré en figure 2.5. Comme dit précédemment, les deux états noirs $|NC_{\Lambda^+}\rangle$ et $|NC_{\Lambda^-}\rangle$ sont identiques et dans ce cas la transition entre les niveaux $m_F = 0$ est possible (tracé gras dans la figure 2.5).

- **Polarisations linéaires parallèles lin||lin :** Là encore les atomes ne peuvent pas se retrouver piégés dans un sous-niveau extrême. Cette architecture équivaut à la superposition d'un schéma Λ^{+-}

et d'un Λ^{+-} . Notons que dans cette configuration, la transition CPT $m_F = 0 - m_F = 0$ n'est pas possible. En effet, les deux états noirs se détruiront l'un l'autre. Nous avons donc seulement deux résonances CPT voisines qui apparaissent sur le spectre : celles dues aux transitions autorisées par les schémas Λ^{+-} et Λ^{+-} . A savoir et $|F = 4, m_F = -1\rangle$ vers $|F = 3, m_F = 1\rangle$ et $|F = 4, m_F = 1\rangle$ vers $|F = 3, m_F = -1\rangle$ (en bleus et violets sur la figure 2.5).

En définitive, la configuration la plus intéressante dans l'absolu reste la $\text{lin}\perp\text{lin}$. Les atomes ne pouvant se retrouver piégés dans un sous-niveau Zeeman extrême, ils participent au signal d'horloge sur lequel on s'asservit. Il existe plusieurs techniques pour arriver à une telle architecture. Nous pouvons parler de polarisation linéaires croisées [48] ou du push-pull CPT [1, 19, 20, 47] décrits dans la section 1.2. Dans le push-pull, à l'aide d'un interféromètre de Michelson, on crée deux faisceaux laser polarisés orthogonalement avec une différence de phase entre eux. Chaque faisceau contient les deux longueurs d'ondes utiles au CPT. Avec une lame quart d'onde, ces faisceaux sont polarisés circulairement, de sens opposé l'un à l'autre avec un retard de phase. On a donc l'équivalent d'une structure $\text{lin}\perp\text{lin}$. Les atomes en $m_F = 0$ n'absorbent que très peu la lumière tandis que les autres atomes finiront inévitablement dans ces mêmes états au bout d'un temps plus long. Au final, nous avons donc un maximum d'atomes dans les sous-niveaux $m_F = 0$. Il existe une autre méthode que nous avons utilisée dans l'horloge décrite dans cette thèse, son principe est détaillé dans la section suivante.

2.2 Principe de la double-modulation CPT (DM-CPT)

Nous avons vu le principe du piégeage cohérent de population, son intérêt pour les horloges atomiques ainsi que l'importance de la polarisation des faisceaux utilisés. Nous détaillerons ici le principe de la double-modulation CPT, utilisé dans notre horloge.

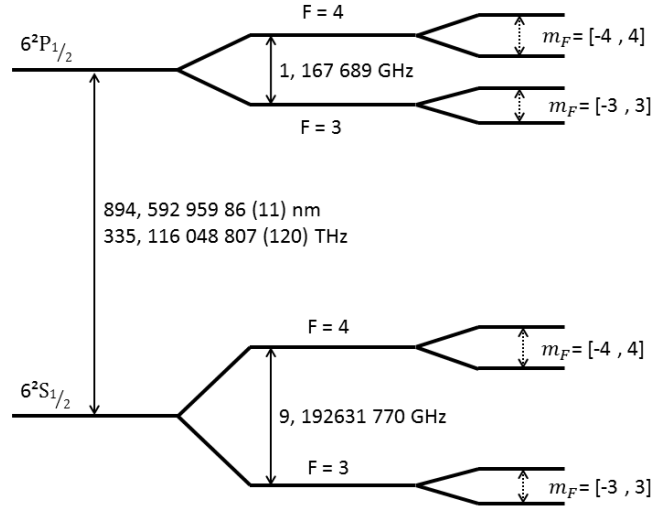


FIGURE 2.6 – Structure hyperfine de la raie D1 du césium.

2.2.1 Additions des états noirs

Dans notre cas, nous nous intéressons aux niveaux fondamentaux l'atome de césium $|F, m_F = 0\rangle$ avec $F = \{3; 4\}$ et aux niveaux excités $|F = 4, m_F = \pm 1\rangle$ de la D1 (figure 2.6). Nous y associons respectivement les états $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$ et $|4\rangle$. Nous préparons et interrogeons les atomes avec deux fréquences lasers séparées de 9,192 GHz. La génération de ces faisceaux est décrite dans la section 2.3.2. Comme expliqué précédemment, nous voulons l'équivalent d'un schéma lin \perp lin, nous modulons donc la polarisation de notre laser successivement entre σ^+ et σ^- .

Comme décrit en [49], dans notre cas les états noirs préparés par les deux fréquences optiques contenues par notre faisceau modulé en polarisation s'écrivent à résonance :

$$\begin{cases} |NC_+\rangle = \frac{1}{\sqrt{|\Omega_1|^2 + |\Omega_2|^2}} (\Omega_2 e^{i\phi} |1\rangle - \Omega_1 e^{-i(\phi + \omega_h t)} |2\rangle) \\ |NC_-\rangle = \frac{1}{\sqrt{|\Omega_3|^2 + |\Omega_4|^2}} (\Omega_3 e^{i\phi'} |1\rangle - \Omega_4 e^{-i(\phi' + \omega_h t)} |2\rangle), \end{cases} \quad (2.11)$$

où les $\Omega_{1(2)} = \frac{Ad_{31(32)}}{\hbar}$ et $\Omega_{3(4)} = \frac{Ad_{41(42)}}{\hbar}$ sont les fréquences de Rabi associées aux différents moments dipolaires électriques d_{ij} entre les états $|i\rangle$ et $|j\rangle$. Nous avons ϕ la phase, ω_h la différence de fréquence entre les états $|1\rangle$ et $|2\rangle$. Nous remarquons un terme de phase ϕ' que nous posons tel que $\phi' = \phi + \phi_m$ avec ϕ_m une modulation de l'amplitude de la phase. En effet, afin que les états noirs soient constructifs, nous devons avoir $|NC_+\rangle = |NC_-\rangle$ à résonance. Grâce à [50], nous savons que $\Omega_1 = -\Omega_2 = \Omega_3 = \Omega_4$. Si on résout $|NC_+\rangle = |NC_-\rangle$ dans ces conditions, alors on obtient :

$$e^{2i\phi_m} + 1 = 0. \quad (2.12)$$

Nous voyons tout de suite l'importance d'une modulation de la phase, puisque cette condition n'est réalisable que si $\phi_m = \frac{\pi}{2}$. C'est pour cette raison que nous appliquons deux modulations synchrones, en phase et en polarisation, afin d'avoir une superposition constructive des états noirs. Cette double modulation constitue l'originalité de cette horloge et lui donne son nom. La manière dont nous modulons le faisceau laser est décrite plus en détails en 2.3.2.5. Nous allons maintenant détailler la construction du signal CPT.

2.2.2 Modulation en phase et en polarisation du champ électrique

Dans cette section, nous allons détailler la construction du signal atomique. Nous commencerons par décrire la modulation du faisceau laser, puis utiliserons un modèle à 7 niveaux (figure 2.7) pour montrer des atomes avec le champ laser bichromatique. Le but est de montrer l'intérêt de la double modulation dans la construction des états noirs explicités dans la partie 2.1.2.

Avant le modulateur électro-optique de phase (EOPM) utilisé pour générer les bandes latérales (voir la figure 2.9 de la section 2.3.1), Nous pouvons écrire le champ électrique du laser $\mathbf{E} = E e^{i\omega t} \hat{e}_1$ où nous choisissons d'avoir $\hat{e}_1 = (\hat{x} + \hat{y})/\sqrt{2}$, \hat{x} et \hat{y} étant respectivement les axes horizontaux et verticaux, qui correspondent aux axes propres du cristal. Le modulateur de phase EOPM module le champ électrique à une fréquence ω_m et une profondeur m . Le nouveau champ électrique en sortie s'écrit :

$$\mathbf{E}_2 = E e^{i(\omega t + m \sin(\omega_m t + \phi))} \hat{e}_1. \quad (2.13)$$

On peut alors réécrire le champ électrique avec l'identité de Jacobi-Anger :

$$\mathbf{E}_2 = E e^{i\omega t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(m) e^{i(m\omega_m t + \phi)} \hat{e}_1. \quad (2.14)$$

Où l'on voit l'ensemble des bandes latérales, avec les J_n les fonctions de Bessel. Si nous ne considérons que les premières bandes latérales autour de la porteuse, alors le champ électrique devient

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_3 &= E_{SB} e^{i\omega t} (e^{i(\omega_m t + \phi)} - e^{-i(\omega_m t + \phi)}) \hat{e}_1 \\ \mathbf{E}_3 &= E_{SB} (e^{i(\omega_+ t + \phi)} - e^{i(\omega_- t - \phi)}) \hat{e}_1. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Avec $\omega_{\pm} = \omega \pm \omega_m$ et $E_{SB} = EJ_1(m)$. Notons que la phase ϕ de la micro-onde alimentant le modulateur de phase EOPM est aussi modulée avec une fonction carrée $f_{\phi}(t)$ qui oscille entre 0 et ϕ_m . De la même manière, nous avons la polarisation qui est modulée de façon synchrone avec une fonction $f_{pol}(t)$ qui oscille entre deux polarisation séparées d'un angle $\frac{\pi}{2}$. Cette modulation est appliquée en modulant la tension alimentant le modulateur électro-optique d'amplitude (EOAM) situé avant la cellule (voir figure 2.9). Si on considère que le cristal du modulateur d'amplitude EOAM est posé à l'horizontal par rapport à la polarisation du faisceau, il peut s'écrire

$$\mathbf{E}_4 = \frac{E_{SB}}{\sqrt{2}} [(e^{i(\omega_+ t + \phi_{x_+} + \phi)} - e^{i(\omega_- t + \phi_{x_-} - \phi)}) \hat{x} + (e^{i(\omega_+ t + \phi_{y_+} + \phi)} - e^{i(\omega_- t + \phi_{y_-} - \phi)}) \hat{y}]. \quad (2.16)$$

Les phases induites par la modulation du modulateur d'amplitude EOAM sont $\phi_{i\pm} = \frac{2\pi l_0 n_{i\pm}}{\lambda_{\pm}}$ avec $i = \{x, y\}$, les deux axes du cristal. On a l_0 la longueur du cristal, $n_{i\pm}$ les indices de réfraction selon les longueurs d'ondes $\lambda_{\pm} = \frac{2\pi c}{\omega_{\pm}}$ et les axes $\hat{e}_x - \hat{e}_y$. En considérant que la différence de longueur d'onde entre λ_+ et λ_- est très faible, que $n_{i+} \approx n_{i-}$, on peut estimer que la différence de phase entre ω_+ et ω_- est négligeable telle que $\phi_{i+} \approx \phi_{i-} = \phi_i$. Alors nous pouvons dire que $\phi_i = \frac{2\pi l_0 n_i}{\lambda_0}$ avec $\lambda_0 = \frac{\lambda_+ - \lambda_-}{2}$ et que $\phi_y - \phi_x = \frac{2\pi l_0}{\lambda_0} (n_y - n_x)$. Nous avons alors :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_4 &= \frac{E_{SB}}{\sqrt{2}} [(e^{i(\omega_+ t + \phi_x + \phi)} - e^{i(\omega_- t + \phi_x - \phi)}) \hat{x} + (e^{i(\omega_+ t + \phi_y + \phi)} - e^{i(\omega_- t + \phi_y - \phi)}) \hat{y}], \\ \mathbf{E}_4 &= \frac{E_{SB}}{\sqrt{2}} (e^{i(\omega_+ t + \phi)} - e^{i(\omega_- t - \phi)}) (e^{i\phi_x} \hat{x} + e^{i\phi_y} \hat{y}). \end{aligned} \quad (2.17)$$

La modulation de polarisation est telle que $\phi_x = \phi_y + 2\varphi$ où $\varphi = \{0, \frac{\pi}{2}\}$. On peut donc écrire le champ électrique :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_4 &= \frac{E_{SB}}{\sqrt{2}} (e^{i(\omega_+ t + \phi)} - e^{i(\omega_- t - \phi)}) (e^{i(\phi_y + 2\varphi)} \hat{x} - e^{i\phi_y} \hat{y}), \\ \mathbf{E}_4 &= \frac{E_{SB}}{\sqrt{2}} (e^{i(\omega_+ t + \varphi + \phi)} - e^{i(\omega_- t + \varphi - \phi)}) (e^{i\varphi} \hat{x} - e^{-i\varphi} \hat{y}) e^{i\phi_y}. \end{aligned} \quad (2.18)$$

où apparait clairement la modulation de polarisation sur chaque axe. Enfin, le faisceau passe à travers une lame quart d'onde, afin d'avoir une modulation entre deux polarisations circulaires de sens inverses et donc avoir la double modulation. En choisissant de supprimer la phase commune $e^{i\phi_y}$, le champ électrique devient :

$$\mathbf{E}_5 = \frac{E_{SB}}{\sqrt{2}} (e^{i(\omega_+ t + \varphi + \phi)} - e^{i(\omega_- t + \varphi - \phi)}) (ie^{i\varphi} \hat{x} - e^{-i\varphi} \hat{y}),$$

$$\mathbf{E}_5 = E_{SB} (e^{i(\omega_+ t + \varphi + \phi)} - e^{i(\omega_- t + \varphi - \phi)}) (i \cos(\varphi) \hat{e}_- + \sin(\varphi) \hat{e}_+). \quad (2.19)$$

Où $\hat{e}_\mp = \pm(\hat{x} \mp i\hat{y})/\sqrt{2}$.

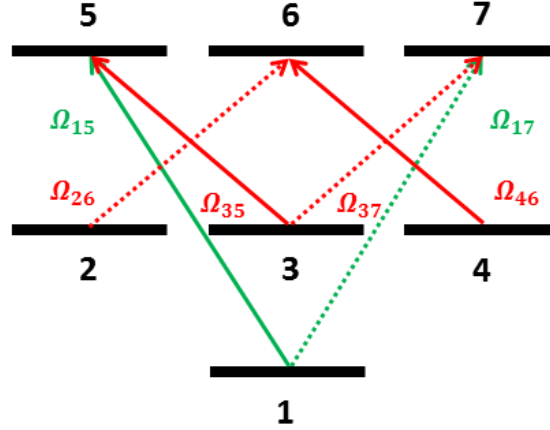


FIGURE 2.7 – Modèle atomique à 7 niveaux interagissant avec le champ laser double modulé, chaque couleur étant l'une des deux longueurs d'onde ω_\pm . Les traits pleins et pointillés représentent les deux polarisations du champ électrique et les Ω sont les fréquences de Rabi associées.

2.2.3 Interaction lumière-atomes

Maintenant nous allons exprimer l'interaction du champ électrique avec les atomes de la cellule d'horloge. Le modèle est représenté dans la figure 2.7. Pour ce faire nous allons prendre un modèle à 7 niveaux pour représenter les 23 sous-niveaux Zeeman présentés dans la partie 2.1.2. Ce modèle est à la fois suffisant et assez qualitatif pour décrire cette interaction. L'évolution de la matrice densité des atomes au repos est donnée par l'équation de Liouville - von Neumann :

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] - R\rho, \quad (2.20)$$

où nous avons $H = H_0 + V$, $H_0 = \hbar \sum_{i=1}^7 \omega_i |i\rangle\langle i|$ l'Hamiltonien de l'atome non perturbé et R représente la relaxation. $V = -\mathbf{D} \cdot \mathbf{E}_5$ est l'Hamiltonien d'interaction avec le champ électrique et \mathbf{D} l'opérateur dipolaire électrique qui s'écrit ici :

$$\mathbf{D} = -d_{ge} |g\rangle\langle e|. \quad (2.21)$$

Avec d_{ge} les éléments réels de la matrice dipolaire électrique, $|g\rangle$ sont les états fondamentaux et $|e\rangle$ les états excités. Donc, dans l'approximation séculaire, nous pouvons écrire les termes de l'Hamiltonien d'interaction tels que :

$$\begin{array}{l|l}
 V_{15} = -iE_{SB} \cos(\varphi) d_{15} e^{i(\varphi+\phi+\frac{\pi}{2})} |1\rangle\langle 5| & V_{35} = iE_{SB} \cos(\varphi) d_{35} e^{i(\varphi-\phi+\frac{\pi}{2})} |3\rangle\langle 5| \\
 V_{17} = -E_{SB} \sin(\varphi) d_{17} e^{i(\varphi+\phi)} |1\rangle\langle 7| & V_{37} = E_{SB} \sin(\varphi) d_{37} e^{i(\varphi-\phi)} |3\rangle\langle 7| \\
 V_{26} = E_{SB} \sin(\varphi) d_{26} e^{i(\varphi-\phi)} |2\rangle\langle 6| & V_{46} = iE_{SB} \cos(\varphi) d_{46} e^{i(\varphi-\phi+\frac{\pi}{2})} |4\rangle\langle 6|
 \end{array}$$

Pour la ligne D1 du Cs, on a les éléments de matrice dipolaire suivants :

$$d = d_{15} = d_{17} = d_{35} = d_{46} = -d_{26} = -d_{37} \quad (2.22)$$

Alors, en posant $\Omega = \frac{dE_{SB}}{\hbar}$, on peut alors réécrire les termes de l'Hamiltonien d'interaction :

$$\begin{array}{l|l}
 V_{15} = -i\hbar\Omega \cos(\varphi) e^{i(\varphi+\phi+\frac{\pi}{2})} |1\rangle\langle 5| & V_{35} = i\hbar\Omega \cos(\varphi) e^{i(\varphi-\phi+\frac{\pi}{2})} |3\rangle\langle 5| \\
 V_{17} = \hbar\Omega \sin(\varphi) e^{i(\varphi+\phi)} |1\rangle\langle 7| & V_{37} = -\hbar\Omega \sin(\varphi) e^{i(\varphi-\phi)} |3\rangle\langle 7| \\
 V_{26} = -\hbar\Omega \sin(\varphi) e^{i(\varphi-\phi)} |2\rangle\langle 6| & V_{46} = i\hbar\Omega \cos(\varphi) e^{i(\varphi-\phi+\frac{\pi}{2})} |4\rangle\langle 6|
 \end{array}$$

D'où on peut poser les fréquences de Rabi associées :

$$\Omega_{15} = -\Omega_{35} = -\Omega_{46} = -i\Omega \cos(\varphi) \quad \left| \quad \Omega_{17} = -\Omega_{26} = -\Omega_{37} = \Omega \sin(\varphi) \right.$$

ϕ	0		$\frac{\pi}{2}$	
φ	0	$\frac{\pi}{2}$	0	$\frac{\pi}{2}$
V_{15}	$-i\Omega$	0	$-i\Omega$	0
V_{35}	$i\Omega$	0	$i\Omega$	0
V_{17}	0	$-i\Omega$	0	Ω
V_{37}	0	$-i\Omega$	0	$-\Omega$
$S = \frac{V_{15}}{V_{35}} / \frac{V_{17}}{V_{37}}$	-1		1	

TABLE 2.1 – Fréquences de Rabi en fonction des valeurs de la phase et de la polarisation du champ électrique vu par les atomes. Les différents V_{ge} sont exprimés par \hbar .

Nous avons reporté dans le tableau 2.1 les fréquences de Rabi en fonctions des valeurs de la phase et de la polarisation. Il a été montré dans [49] que la valeur du rapport $S = \frac{V_{15}}{V_{35}} / \frac{V_{17}}{V_{37}}$ détermine si les états noirs, correspondant à une superposition des états de nombre quantique $m_F = 0$ construits respectivement avec les polarisations σ^+ et σ^- , seront destructifs ($S = -1$) ou constructifs ($S = 1$). On voit dans le tableau 2.1 qu'en l'absence de phase notre schéma crée des états destructifs avec $S = -1$. En revanche, dans le cas où l'on compense la différence de phase, nous obtenons $S = 1$ et

donc des états constructifs. En d'autres termes, cela veut dire qu'il y aura un minimum ($S = -1$) ou un maximum ($S = 1$) de transmission du milieu atomique à résonance ($\delta_R = 0$).

Nous voyons bien alors l'intérêt du schéma double modulation pour la création d'états noirs constructifs, ce qui permet un bon signal atomique sur lequel s'asservir. En figure 2.8 sont montrés deux signaux atomiques correspondant à la simple et la double modulation du champ laser. Nous voyons une différence de contraste (7,7 % contre 20,2 %) et de largeur à mi-hauteur en faveur de la double modulation, montrant son intérêt en dans le cadre de la construction d'un signal d'asservissement.

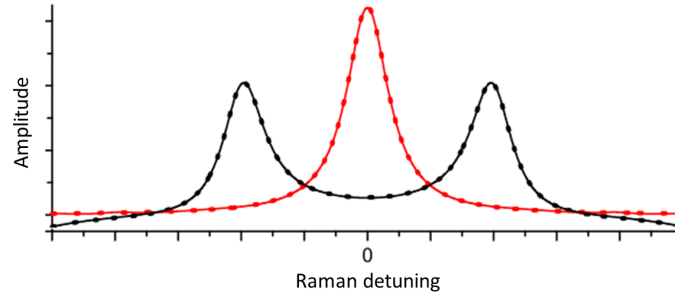


FIGURE 2.8 – Simulation du signal atomique obtenu avec la simple modulation (en noir) et la double (en rouge). Cette figure est extraite de [49].

La forme du signal modulé seulement en polarisation a été expliqué par ?? : Lorsque la modulation de fréquence est plus rapide que le temps de relaxation des atomes, alors on voit l'apparition de deux pics séparés de deux fois la fréquence de modulation de la polarisation. Ce phénomène ne sera pas décrit plus en détail puisqu'il ne constitue pas l'objet d'étude de cette thèse.

2.3 Montage expérimental

2.3.1 Schéma de l'expérience

Nous avons réalisé une horloge double-modulation CPT dont le schéma est représenté dans la figure 2.9. Nous utilisons une diode laser à 895 nm que nous modulons à 4,6 GHz autour de la porteuse à l'aide d'un modulateur électro-optique de phase fibré (EOPM). Notons que les 4,6 GHz sont transmis par notre synthèse micro-onde qui sera décrite dans la section 2.3.3.1. L'avantage de cette méthode est de moduler notre source avec une faible tension ainsi que d'avoir un faisceau gaussien en sortie. Le faisceau laser passe ensuite dans un modulateur d'amplitude acousto-optique (AOM) afin de pouvoir asservir la puissance optique en transmettant l'ordre 0 et en rejetant les fluctuations dans l'ordre 1 diffracté. La puissance optique nécessaire pour cet asservissement est prélevée avec la première photodiode appelée PD_{inloop} dans la figure 2.9. Ce dispositif sera détaillé dans la section suivante. Pour finir, une autre partie du faisceau est prélevée pour contrôler la stabilité du

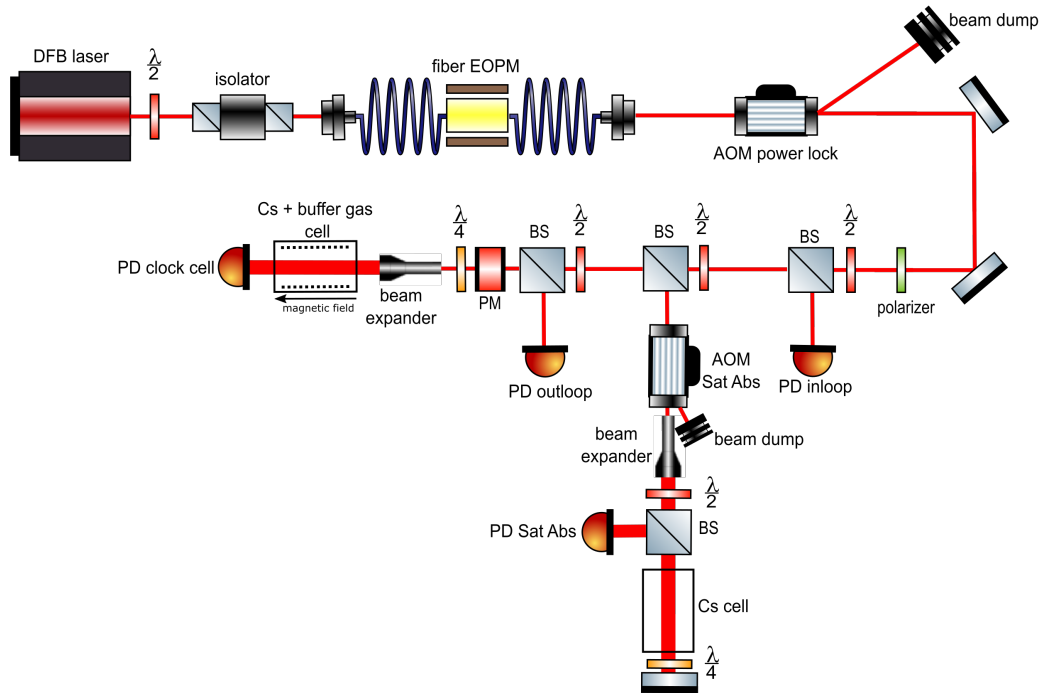


FIGURE 2.9 – Schéma de l’horloge DM-CPT. DFB laser : Distributed FeedBack (DFB) laser, EOPM : modulateur électro-optique de phase, AOM : modulateur acousto-optique, BS : Cube séparateur, PD : Photodiode, PM : Modulateur de polarisation et Cs cell : cellule de césium. La chaîne micro-onde fournissant les 4,6 GHz à l’EOPM n’est pas représentée ici et sera décrite dans une section ultérieure.

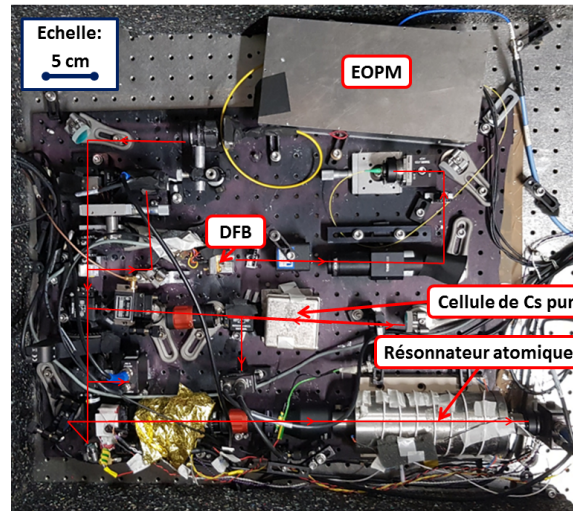


FIGURE 2.10 – Photo de l’horloge DM-CPT, avec certains éléments étiquetés.

niveau de puissance du laser mesuré sur la photodiode ($PD_{outloop}$). Notons que toutes les photodiodes utilisées sont des Thorlabs PDA36A, choisies pour leur aspect bas bruit.

Entre les deux mesures de puissance, une partie du faisceau est prélevée pour l'asservissement en fréquence de la source laser. Nous faisons cela à l'aide d'un montage d'absorption saturée bicolore qui sera décrit plus en détails dans la section suivante. Le faisceau passe à travers un modulateur AOM chargé de faire correspondre la fréquence du laser avec la double résonance du césium présent dans la cellule. Le faisceau fait un aller retour dans la-dite cellule avant d'arriver sur une photodiode qui va contrôler le niveau incident.

Le faisceau arrive après dans un modulateur de polarisation qui va alterner à une fréquence donnée entre deux polarisations linéaires $[0, \frac{\pi}{2}]$. Couplé à une lame quart d'onde placée derrière, on obtient alors alternativement une polarisation circulaire $[\sigma^+, \sigma^-]$ comme décrit sur la figure 2.20. Ce dernier sera décrit dans la section 2.3.2.5. Enfin, après avoir été élargi par le biais d'un télescope, le faisceau traverse la cellule pour l'interrogation des atomes, en mesurant la puissance transmise par une photodiode. Le résonateur atomique et le schéma d'interrogation seront décrits dans une section ultérieure.

2.3.2 Laser

2.3.2.1 Profil du faisceau

Nous utilisons une diode laser appelée laser à rétroaction répartie (Distributed FeedBack ou DFB en anglais) centrée à 895 nm de chez Eagleyard. La fréquence est accordable en fonction du courant d'alimentation de la diode ainsi que de sa température, ce qui nous permet de contrôler précisément sa fréquence. Cette diode étant très sensible au retour de lumière, il est nécessaire de placer un isolateur optique à sa suite afin de pouvoir exploiter convenablement cette source. Cependant, il est nécessaire d'avoir un faisceau circulaire pour l'isolateur optique et ce n'est pas le cas du faisceau en sortie de diode. Nous avons donc utilisé un prisme anamorphoseur qui a pour effet de rendre circulaire notre faisceau ellipsoïdale comme montré sur la figure 2.11. Avant le prisme, nous avons un faisceau elliptique de waist horizontal 1,35 mm et de waist vertical 0,625 mm. Après le prisme, on a alors un faisceau circulaire d'environ 0,6 mm de diamètre au waist avant l'isolateur.

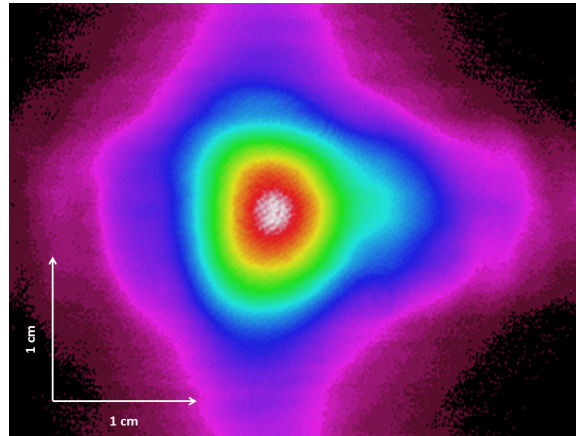


FIGURE 2.11 – Profil du faisceau laser en sortie du prisme anamorphoseur. La largeur à mi-hauteur du faisceau est de 0,6 mm.

Comme montré sur la figure 2.9, le faisceau passe par un modulateur de phase fibré (référence Photline NIR-850-LN), régulé en température à 40 °C afin de maximiser sa transmission. Il permet de moduler la lumière à $\pm 4,6$ GHz. Les bandes latérales générées sont donc espacées du double, 9,192 GHz, ce qui correspond à la différence entre les deux sous-niveaux de l'état fondamental du césium que l'on appelle la fréquence d'horloge (ω_h sur la figure 2.1). La répartition d'intensité dans chacune des bandes latérales dépend de la puissance micro-onde envoyée dans le modulateur électro-optique de phase (EOPM) comme montré dans la figure 2.12. Nous voyons qu'il y a une puissance optimale pour optimiser la puissance transmise dans les premières bandes latérales. Précisons qu'il est important de maximiser la puissance optique transmise dans les premières bandes latérales afin de d'obtenir la meilleure amplitude du signal CPT A_{CPT} .

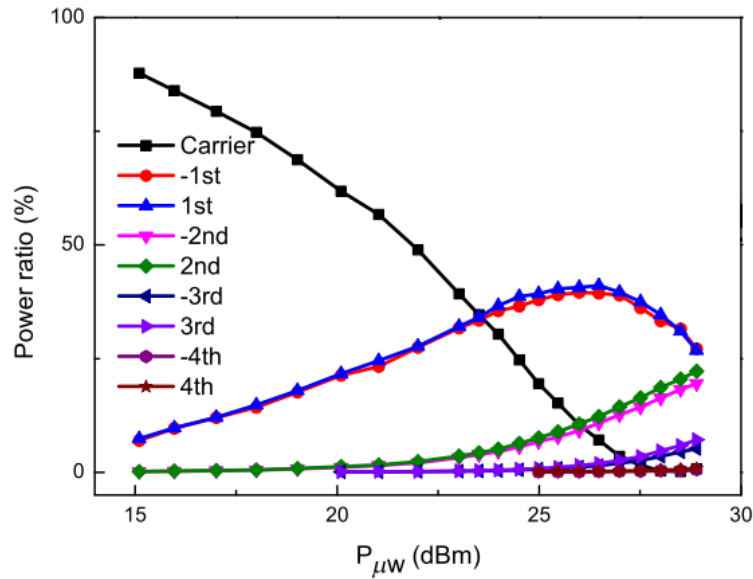


FIGURE 2.12 – Répartition de la puissance optique entre les différentes bandes latérales à la sortie du modulateur électro-optique de phase (EOPM) pour une fréquence de 4,6 GHz extrait de [40].

Ce faisceau laser à 895 nm modulé permet de réaliser le piégeage cohérent de population sur notre cellule de césium grâce au deux premières bandes latérales. Cette solution n'est pas la meilleure en terme de transmission ($T \simeq 34\%$) mais elle nous permet d'avoir un faisceau gaussien en sortie et donc de mieux injecter le modulateur AOM. Avant de passer en revue les asservissements de puissance et de fréquence du laser, nous allons discuter la température de l'AOM.

2.3.2.2 Modulateur acousto-optique (AOM)

Ce dernier est asservi en température afin de s'affranchir des problèmes de variations de polarisations. En effet, nous avons remarqué que des variations de températures du modulateur AOM entraînaient des variations de polarisation de la lumière en sortie [21]. Cela peut se révéler problématique pour notre asservissement en puissance de la diode. Nous utilisons une lame demi-onde couplée à un cube polariseur afin de prélever de la lumière pour l'asservissement. Un changement de polarisation pourrait entraîner une variation de puissance sur la photodiode servant à l'asservissement. Ce dernier

considérerait, à tort, cette variation comme venant de la diode et appliquerait une correction non nécessaire. En d'autres mots, cela nuirait à la stabilité de la puissance laser sur la cellule. Pour le test, nous avons placé un cube polariseur à la sortie ainsi que deux photodiodes de chaque côtés du cube. Le modulateur AOM a été placé sur un élément Peltier afin de pouvoir agir sur sa température. Deux thermistances sont posées sur le cristal afin d'asservir la température et de contrôler en temps réel la température du cristal. Pour finir, nous injectons le cristal de l'AOM avec une polarisation verticale. Le cristal est en TeO_2 , un matériau très biréfringent. A notre longueur d'onde, les indices des axes ordinaire et extraordinaire sont $n_o \simeq 2,22$ et $n_e \simeq 2,36$ [52]. Une injection qui ne suivrait pas l'un des deux axes de polarisation induirait un faisceau elliptique en sortie, ce qui n'est pas souhaitable, étant donné que nous séparons après plusieurs fois le faisceau avec des duos de cubes polariseurs et lames demi-onde. Les résultats sont présentés dans la figure ci-dessous, chaque photodiode correspond à une polarisation différente, l'une perpendiculaire à l'autre.

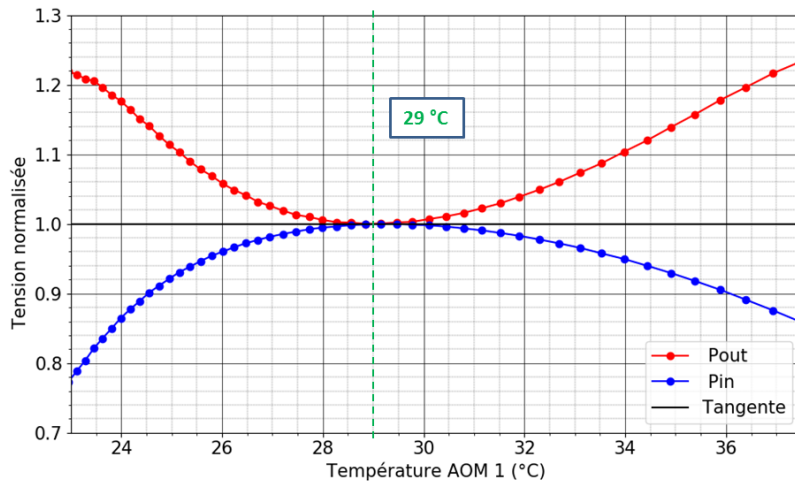


FIGURE 2.13 – Puissances laser mesurées aux deux sorties du PBS. PD_{inloop} : polarisation horizontale, $\text{PD}_{outloop}$: polarisation verticale. On remarque que les variations de puissances sont anti-corrélées, traduisant un changement de polarisation du faisceau sortant du modulateur AOM.

On voit que les variations de niveaux sur les deux photodiodes sont anti-corrélées. Cela induit une rotation de la polarisation du faisceau sortant du modulateur AOM et donc que la polarisation évolue bien avec la température de ce dernier. Nous repérons une température $T = 29\text{ °C}$ où les tangentes des courbes s'annulent. C'est donc là que la sensibilité à la température du modulateur AOM est la plus faible. Nous choisissons d'asservir la température de l'AOM sur 29 °C afin de diminuer les effets de variations de polarisation dans la boucle d'asservissement de la puissance laser.

2.3.2.3 Asservissement en puissance

L'effet CPT étant très sensible aux effets de déplacement lumineux [6, 53], nous avons besoin d'un contrôle total sur la lumière atteignant les atomes. C'est pourquoi nous asservissons la puissance optique avant l'interrogation dans la cellule de césium.

De manière générale, nous utilisons pour cela le montage optique du schéma (simplifié) de la figure 2.14. Le faisceau passe d'abord par un modulateur AOM, monté sur un support réglable pour maximiser l'interaction acousto-optique, avant qu'une partie soit prélevée pour l'asservissement. La

lumière prélevée arrive sur une photodiode (PD_{inloop}) dont nous comparons la tension avec une référence dans le boîtier Proportionnel Intégrateur (PI). Cette référence est choisie pour être stable dans le temps et sera décrite en même temps que le boîtier PI dans le paragraphe suivant. Le but étant de garder constante la différence de tension entre la référence et la photodiode PD_{inloop} , on rétro-agit sur le modulateur AOM par le biais du niveau du signal micro-onde qu'on lui envoie afin de maintenir constante la puissance dans l'ordre 0 au détriment de celle dans l'ordre 1. En fonctionnement d'horloge, nous contrôlons la puissance laser envoyée sur la cellule avec une photodiode $PD_{outloop}$ placée avant celle-ci. C'est aussi à cet endroit que nous mesurons la stabilité de la puissance laser.

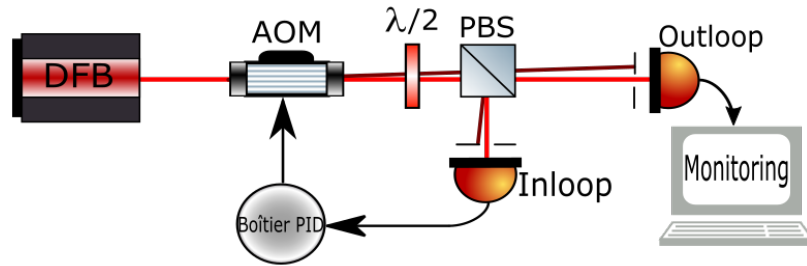


FIGURE 2.14 – Schéma optique simplifié de l'asservissement de la puissance laser. Une partie du faisceau est comparée (inloop) à une référence de tension stable dans le boîtier PID. Il y a ensuite une rétro-action sur le modulateur AOM afin de maintenir constante la différence de tension observée entre la photodiode PD_{inloop} et la référence de tension. La photodiode $PD_{outloop}$ permet de mesurer en temps réel la puissance du laser et voir sa stabilité au cours du temps.

Nous allons maintenant décrire le boîtier électronique utile à l'asservissement, puis discuter des résultats de stabilité de la puissance laser obtenus.

Boîtier électronique proportionnel intégrateur (PI) : La tension générée par PD_{in} est proportionnelle à la lumière incidente sur cette dernière. Nous comparons cette tension à une référence bas bruit de +10 V (Linear Technology, LT1021-10V). Cette comparaison donne une différence de tension qui est le signal d'erreur V_{err} utilisé pour l'asservissement. Cette erreur passe par un filtre proportionnel-intégrateur. Un signal de correction est alors généré et va agir sur un atténuateur (Mini-circuit, TFAS-2+ avec 500 kHz de bande passante) qui agit sur le niveau de sortie de la fréquence micro-onde allant vers le modulateur AOM. La fréquence micro-onde est générée par un synthétiseur de fréquence (Rhodes et Schwartz SMB 100 A). Cela va avoir pour effet de changer la proportion de lumière entre l'ordre 1 dévié et l'ordre 0 transmis. Nous pouvons alors rejeter le bruit dans l'ordre 1 et avoir une puissance stabilisée sur l'ordre 0.

Notre version du boîtier PI utilisé lors de cette thèse diffère un peu de celle utilisée par F. Tricot pendant sa thèse [21, 54]. L'architecture de base a été conservée, comprenant des amplificateurs opérationnels (MAX9632) servant à éviter les retours de bruits et des résistances Vishay pour minimiser toute dépendance en température. La différence réside dans l'ajout d'un offset avant la correction. Cela permet de corriger un défaut dans la version précédente du boîtier qui résidait dans l'existence d'un décalage dans la tension de correction. Notons que cet offset est ajustable grâce à une résistance variable comme montré dans la figure 2.15. Une attention particulière a été portée sur la manière dont la tension de correction est générée.

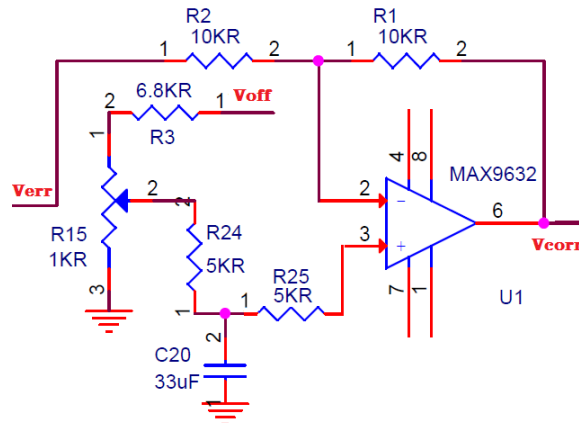


FIGURE 2.15 – Schéma de la sommation entre l’offset et le signal d’erreur généré par le proportionnel intégrateur. V_{err} est la différence de tension entre la mesure et la référence, V_{off} la tension de l’offset et V_{out} est la tension qui sera envoyée sur le TFAS.

Nous avons une amélioration de -36 dB par rapport au signal libre jusqu’à environ 1 kHz (figure 2.16). Le plancher de notre référence de tension est à -158 dB et celui de notre laser asservi est à environ -155 dB. Pour finir, les réflexions retournant vers le modulateur AOM peuvent se montrer problématiques. En effet, si elles ne sont pas masquées, la pente du RIN de 1 à 100 Hz prend la forme d’une bosse avec le sommet en 10 Hz. C’est pourquoi un soin particulier a été porté à ce problème. Les pics observés autour de 400 Hz sont d’ailleurs dus au cache que nous utilisons pour masquer l’ordre 1 de l’AOM.

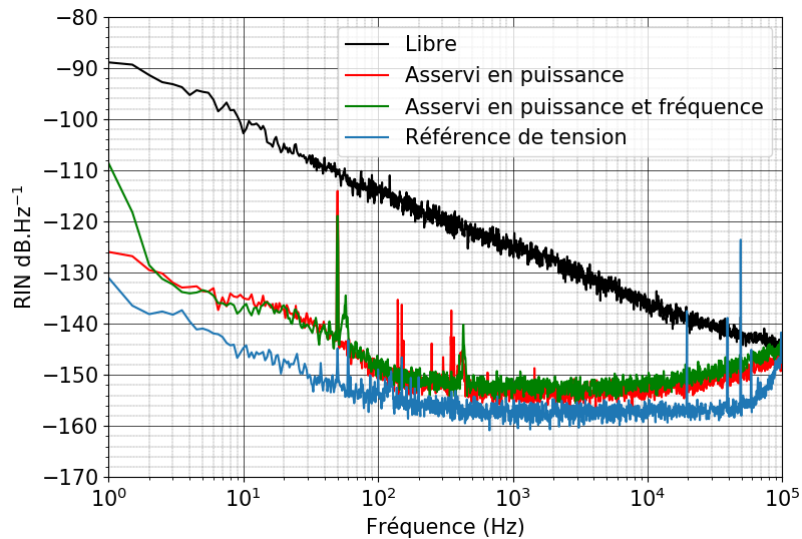


FIGURE 2.16 – Densité spectrale de bruit (RIN) de la puissance laser mesurée en dehors de la boucle d’asservissement. En noir la puissance libre, en rouge asservie en puissance, vert en puissance et fréquence puis en bleu la référence de tension utilisée dans l’électronique d’asservissement.

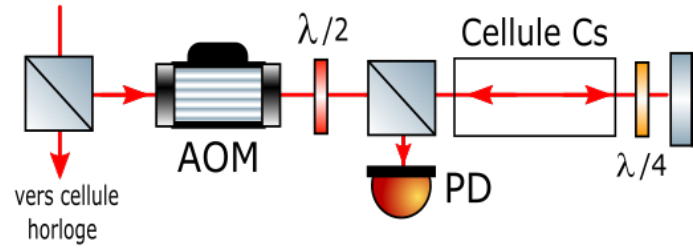


FIGURE 2.17 – Schéma optique de l’asservissement de la fréquence laser. Une partie du faisceau est prélevée, passe par un modulateur acousto-optique (AOM), une demi-onde, un cube polariseur, la cellule de Cs et une quart-d’onde avant de faire le chemin retour jusqu’à une photodiode.

2.3.2.4 Asservissement en fréquence

Afin d’asservir la fréquence de la diode laser, nous utilisons un montage d’absorption saturée bi-chromatique décrit dans [40, 55]. Nous prélevons une partie du faisceau après l’asservissement de la puissance. Il passe par un modulateur AOM, une demi-onde, un cube polariseur et une cellule de césium pur. Le faisceau traverse cette dernière, passe par une lame quart d’onde et est renvoyé par un miroir sur lui-même. Après un aller-retour dans la cellule, le faisceau arrive sur une photodiode. Le même faisceau sert donc de pompe et de sonde (avec des polarisations croisées) comme montré dans la figure 2.17. Dans la cellule d’horloge, les collisions entre les atomes de césium et le gaz tampon entraîne un décalage de la fréquence d’environ 160 MHz par rapport à la cellule utilisée pour l’asservissement de fréquence. Ce décalage est compensé grâce au modulateur AOM comme montré en figure 2.18.

La clef de ce montage réside dans l’orthogonalité de polarisation entre la pompe et de la sonde. Comme expliqué dans [55], les états noirs construits par la pompe sont détruits par la sonde, et nous observons alors une absorption maximale sans effet Doppler.

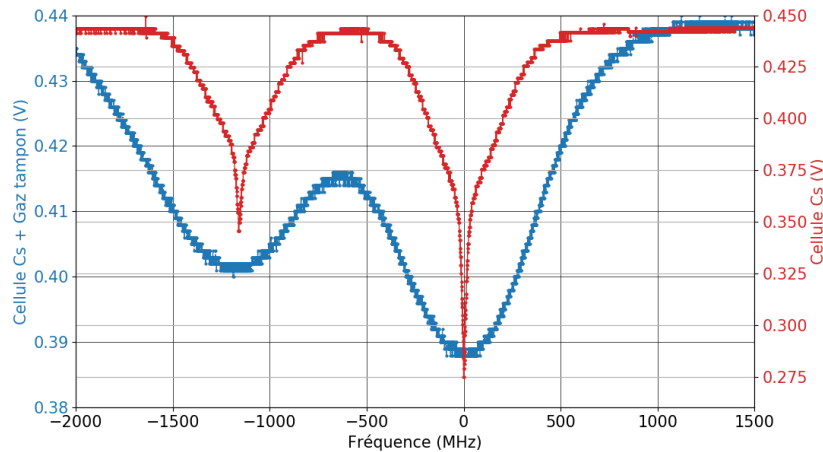


FIGURE 2.18 – Spectre de la raie D1 du césium dans la cellule d’horloge (bleue) et dans la cellule utilisée pour l’absorption saturée (rouge). De gauche à droite, les transitions vers les niveaux $|6^2P^{1/2}, F' = 3\rangle$ et $|6^2P^{1/2}, F' = 4\rangle$.

Nous asservissons la fréquence de notre laser sur les transitions du fondamental vers le niveau $|6^2P^{1/2}, F' = 4\rangle$ de la raie D_1 du césium [55] comme sur la figure 2.6. La fréquence de la lumière prélevée est modulée avec un AOM, elle transmet cette modulation aux atomes. Le signal mesuré sur la photodiode est démodulé par une détection synchrone à la même fréquence. Ce signal démodulé donne un signal d'erreur permettant d'asservir la fréquence de la diode laser DFB en rétro-agissant sur le courant qui lui est envoyé. Notons que là encore, toute l'électronique a été réalisée au SYRTE par le service électronique. Notre asservissement permet de réduire le bruit de la fréquence laser à 1 s de 31 dB et d'environ 10 dB à 200 Hz avec une bande passante d'environ 300 Hz comme montré sur la figure 2.19.

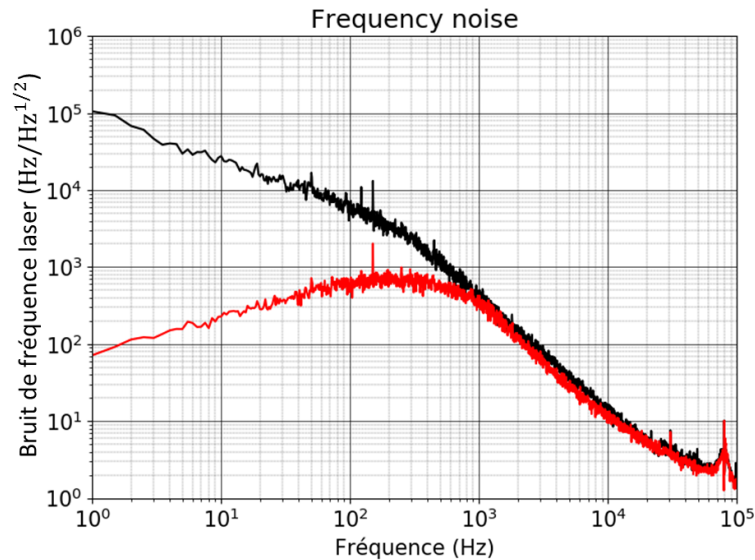


FIGURE 2.19 – Bruit de la fréquence du laser. En noir la fréquence libre, en rouge la fréquence asservie.

2.3.2.5 Modulation de la phase et de la polarisation

Comme expliqué dans la section 2.1.2, il est nécessaire de moduler la polarisation de notre source laser. Notre faisceau est polarisé verticalement durant tout le trajet optique. Avant d'arriver sur la cellule atomique, nous modulons cette polarisation entre 0 et $\frac{\pi}{2}$ grâce à un modulateur électro-optique d'amplitude (EOAM) de la marque Thorlabs. Ensuite, à l'aide d'une lame quart d'onde placée après, nous avons une alternative de polarisation σ^+ , σ^- comme montré en figure 2.20. Nous pilotons la modulation de polarisation grâce à la chaîne micro-onde qui dispose d'une sortie consacrée à cet effet.

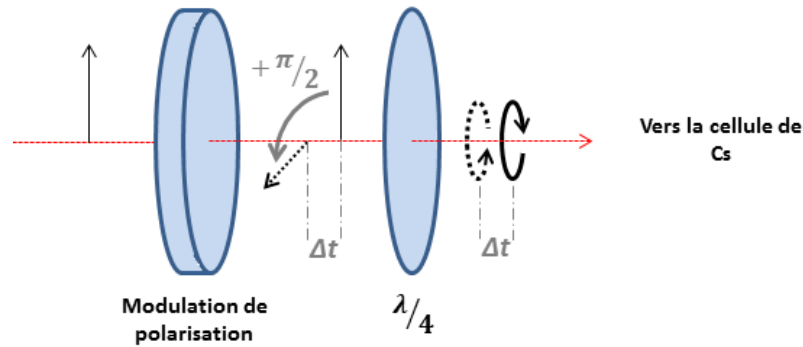


FIGURE 2.20 – Schéma optique de la modulation de polarisation. La polarisation linéaire est d’abord modulée en créneau $[0, \frac{\pi}{2}]$ à la fréquence $f_m = \frac{1}{\Delta t}$ avant d’être changée en polarisation circulaire alternativement opposées par une lame $\frac{\lambda}{4}$.

Afin de vérifier l’efficacité de la modulation de polarisation, nous plaçons un polariseur à la sortie du modulateur d’amplitude EOAM de façon à ce qu’il ne laisse passer que la polarisation horizontale. La mesure correspondante est reportée dans la figure 2.21. Le maximum de transmission correspond donc à une polarisation horizontale et l’extinction à une polarisation verticale. On voit que la modulation de la polarisation est efficace, et un temps de réponse du modulateur d’amplitude de 100 μs a été mesuré, ce qui est satisfaisant aux vues de nos besoins.

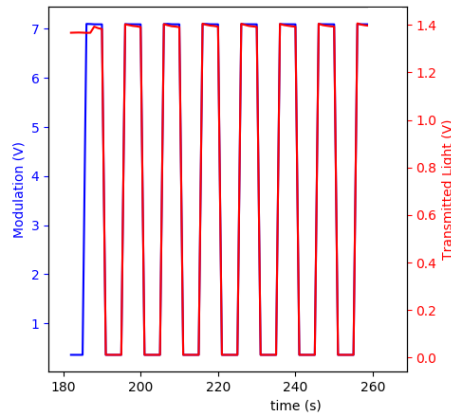


FIGURE 2.21 – Réponse du modulateur d’amplitude utilisé comme modulateur de polarisation.

2.3.3 Génération de la micro-onde et des modulations

2.3.3.1 La synthèse

La synthèse micro-onde, basée sur le design décrit par cet article [56], fut réalisée par C. Calosso de l’INRIM. Plusieurs exemplaires existent et sont utilisés dans plusieurs laboratoire, notamment à l’INRIM ou à Femto-ST. Le schéma de principe de cette dernière est montré dans la figure 2.22.

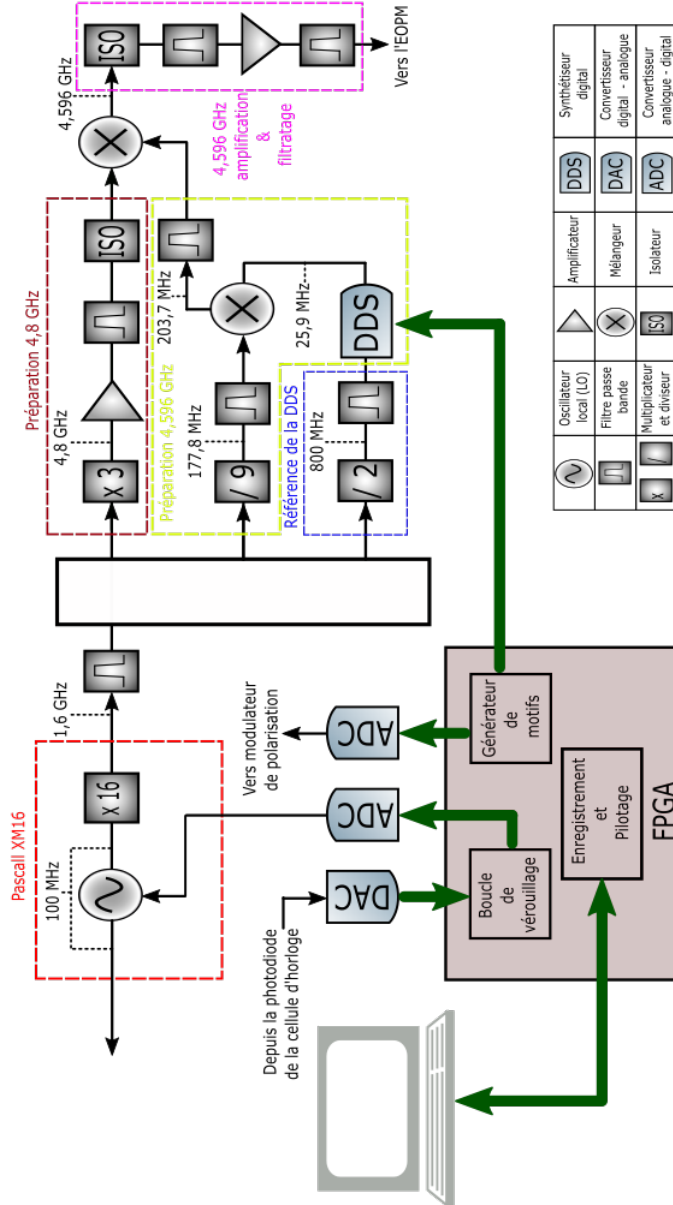


FIGURE 2.22 – Chaîne micro-onde réalisée par C. Calosso (INRIM) utilisée pour cette horloge. Nous utilisons la sortie multiplicatrice par 16 du PASCALL XM16 que nous séparons en 3 voies de même fréquence. Nous multiplions chaque voie et les recombinaisons afin d'avoir notre signal à 4,596 GHz. Nous envoyons ce dernier vers le modulateur de phase EOPM pour générer les bandes latérales. L'OCXO est asservi sur le signal atomique mesuré par une photodiode en sortie de cellule par le biais d'une correction envoyée par le FPGA.

Nous utilisons comme oscillateur local (OL) un modèle PASCALL XM 16 composé d'un oscillateur à quartz thermostaté (OCXO) à 100 MHz et d'un multiplicateur x16. Ce dernier possède deux sorties : une directe à 100 MHz et l'autre à 1,6 GHz. La première est celle que nous mesurons et la seconde permet de piloter notre modulateur de phase.

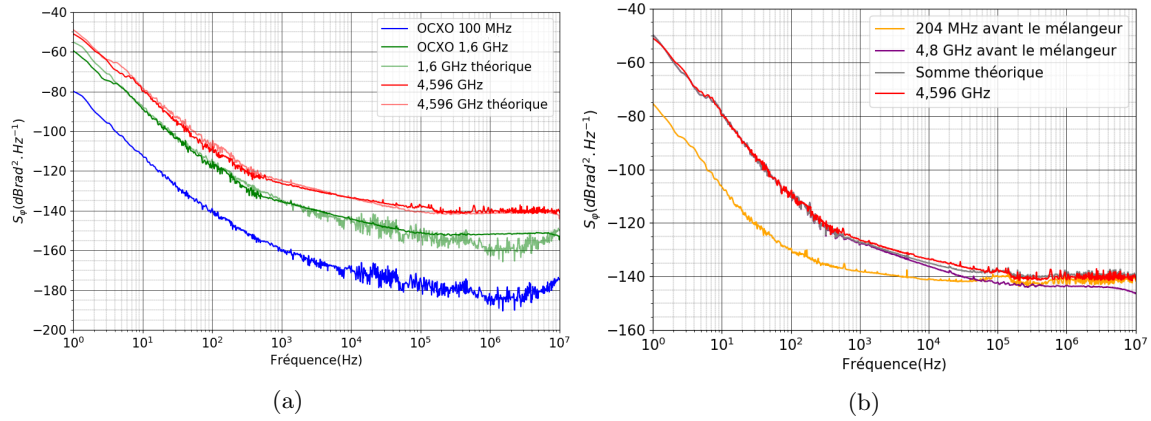


FIGURE 2.23 – (a) Spectres des bruits de phase absolus de la sortie du Pascal XM 16 à 100 MHz en bleu, à 1,6 GHz en vert et la sortie de la synthèse micro-onde en rouge. Notés avec les couleurs correspondantes les spectres attendus. (b) Spectres des bruits de phase absolus des signaux à 204 MHz (jaune) et 4,8 GHz (violet) avant le mélangeur ainsi que la somme théorique en sortie de celui-ci (gris).

Pour ce faire, après un filtrage des fréquences parasites à travers un filtre passe bande (FPB), nous séparons le 1,6 GHz en trois voies de même fréquence par le biais de coupleurs directionnel (MINI-CIRCUIT) qui empêche les retours vers l'OCXO. La première voie permet la création d'un signal à 4,8 GHz par la biais d'un multiplicateur x3 (MINI-CIRCUIT), d'un amplificateur (ANALOG HMC606), d'un filtre autour de cette fréquence et d'un isolateur pour éviter les retours. La seconde et la troisième voie permettent de créer respectivement des signaux à 177,8 MHz et 25,9 MHz qui sont recombinaés en un signal à 203,7 MHz. Notons que le signal à 25,9 MHz provient d'un synthétiseur digital dont la référence est fournie par le 1,6 GHz divisé par 8. Le signal à 203,7 MHz est ensuite soustrait au 4,8 GHz afin de réaliser notre signal à 4,596 GHz qui sera utilisé pour le modulateur de phase à 4,6 GHz.

La chaîne micro-onde est contrôlée par ordinateur avec une interface Python communiquant avec un circuit logique programmable (FPGA). Ce dernier produit de façon synchrone les schémas temporels envoyés aux différents éléments (comme le modulateur de polarisation) et d'asservir l'OCXO sur le signal atomique. Ainsi, les modulations de polarisation et de phase sont simultanées. C'est aussi le FPGA qui module la fréquence du signal micro-onde qui est envoyé au modulateur de phase EOPM afin de construire le signal d'erreur utilisé pour asservir l'oscillateur local en agissant sur celui-ci. Cette modulation est alors détectée par la photodiode placée derrière la cellule de Cs + gaz tampons. Le FPGA génère un signal d'erreur à partir du signal détecté. Selon les valeurs mesurées, il va rétro-agir sur l'oscillateur local pour en corriger la fréquence par le biais de la tension d'alimentation et d'un convertisseur numérique-analogique (CNA).

L'intérêt principal d'une chaîne de synthèse micro-onde bas bruit est de pouvoir lever une limite à la stabilité de fréquence à court terme des horloges atomiques passives. Cette limite se manifeste dans notre cas par l'effet d'intermodulation [57], qui cause un bruit dans le signal d'erreur servant

à asservir l'oscillateur local à une fréquence égale à deux fois la fréquence de modulation. Cet effet étant inévitable, il est nécessaire d'abaisser le bruit du signal afin d'y palier.

Ici, les différents filtres et isolateurs permettent d'obtenir un signal bas bruit comme le montre les mesures de bruit de phase sur la figure 2.23. Nous retrouvons dans cette figure les mesures de bruits de phase absolus aux endroits clés de la synthèse. La courbe bleue en (a) représente le signal à 100 MHz en sortie du direct du Pascal XM 16 mesuré à -140, -160 et -170 $\text{dBrad}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ à respectivement 100 Hz, 1 kHz et 10 kHz. La sortie multipliée par 16, qui sert à la synthèse du signal à 4,596 GHz, est représentée en verte foncée pour -117, -135, -144 et -151 $\text{dBrad}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ à 100 Hz, 1 kHz, 10 kHz et 100 kHz. On remarque que le signal multiplié est en accord avec la théorie sauf autour 100 kHz où un écart de d'environ 10 dB est observé. Nous attribuons cet écart au vieillissement de l'oscillateur. Ici, le signal théorique correspond au signal mesuré pour la sortie à 100 MHz multiplié par 1600. De la même manière, pour calculer le signal théorique du 4,596 GHz, nous avons pris la mesure du signal multiplié par 16 et l'avons multiplié par 2,873, comme sur le schéma de la synthèse en 2.22. Nous avons alors les courbes rouges où nous voyons le signal de sortie. Nous mesurons -109, -125, -134 et -138 $\text{dBrad}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ à 100 Hz, 1 kHz, 10 kHz et 100 kHz ce qui correspond au bruit de phase attendu. De plus, nous pouvons voir sur la figure (b) que le mélangeur n'a pas ajouté de bruit et que la somme des signaux avant ce dernier est cohérente avec le signal à 4,596 GHz.

2.3.4 Séquence d'interrogation et boucle d'asservissement

Notre horloge repose sur une interrogation continue des atomes, c'est-à-dire que la lumière venant du laser n'est jamais interrompue. Cependant, notre détection est échantillonnée comme montré sur la figure 2.24.

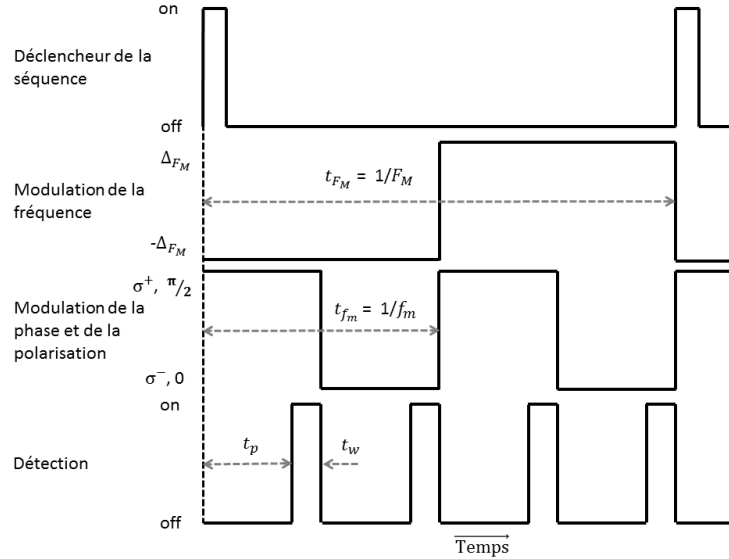


FIGURE 2.24 – Séquence temporelle double détection de l'horloge DM-CPT. On a t_{F_M} la période de modulation de la fréquence ainsi que t_{f_m} celle de la modulation de polarisation et de phase. Les σ^+ , $\frac{\pi}{2}$ et σ^- , 0 correspondent respectivement aux valeurs des modulations de polarisation et de phase. ΔF_M est la profondeur de modulation de la micro-onde puis t_p le temps de pompage et t_w le temps de détection.

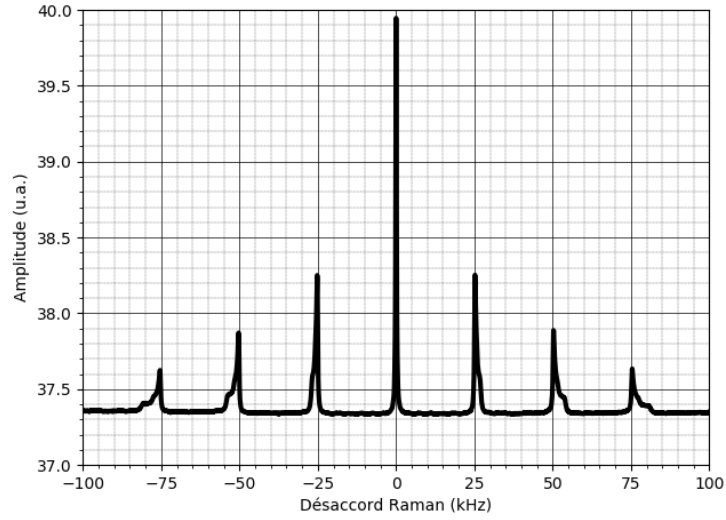


FIGURE 2.25 – Spectre Zeeman. On y voit les déformations causées par l’inhomogénéité du champ magnétique, notamment sur les niveaux extrêmes.

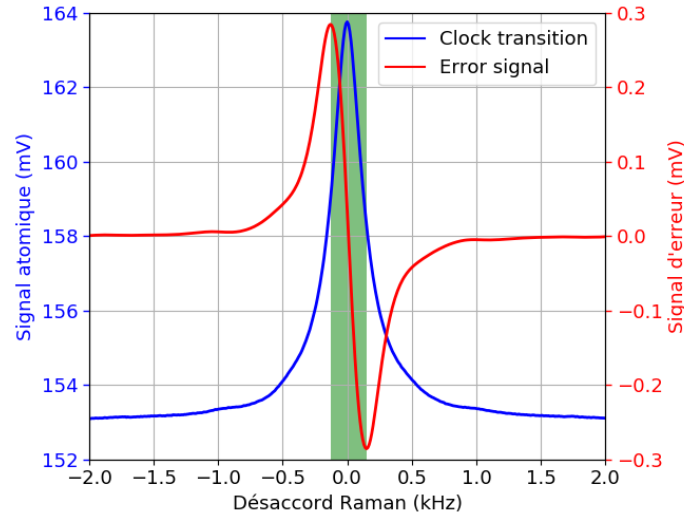


FIGURE 2.26 – Signal de la transition d’horloge (en bleu) avec le signal d’erreur (en rouge) associé et la largeur à mi-hauteur (en vert). Les paramètres sont les mêmes que ceux décrits précédemment.

Cette séquence temporelle va nous permettre de construire le signal sur lequel nous asservirons l’oscillateur local. Notre but est d’avoir un signal à la fois haut (fort contraste) et étroit (largeur à mi-hauteur faible). Nous modulons avec un signal carré à une fréquence $F_M = 125$ Hz la fréquence du signal micro-onde avec une profondeur de $\Delta_{F_M} = 120$ Hz. Cette valeur de F_M nous permet

d'accumuler des atomes dans les états d'horloges (dans le cadre de la double modulation) sans avoir de problèmes de bruit basse fréquence dans la boucle d'asservissement. Nous évitons aussi des problèmes d'oscillations quand on module trop vite cette fréquence. Dans le même temps, nous modulons, avec un signal carré, de façon synchrone la phase et la polarisation à une fréquence $f_m = 250$ Hz. Comme expliqué dans la section 2.2, afin de maximiser le signal, nous faisons varier la polarisation entre θ^+ et θ^- et la phase entre $\frac{\pi}{2}$ et 0. Le signal CPT obtenu est celui reporté dans les figures 2.25 et 2.26. Nous voyons que la transition $m_F = 0 - m_F = 0$ est la plus peuplée et que la distributions atomique est symétrique dans les autres transitions. Cette symétrie est en grande partie due au cycle de pompage-détection des atomes synchrone avec la modulation de phase-polarisation. Nous appelons ce schéma double détection. Le temps pompage est $t_p = 3$ ms et le temps de détection $t_w = 1$ ms.

Le signal est détecté par la photodiode et est transmis au FPGA par le biais d'un convertisseur analogique-numérique. Nous additionnons les deux premiers signaux détectés (quand on applique $-\Delta_{FM}$) et les deux derniers (quand on applique $+\Delta_{FM}$) entre eux. Autrement dit, pour chaque fréquence d'interrogation nous allons détecter deux signaux, chacun associé à une polarisation (σ^+ et σ^-). Nous les comparons ensuite en les soustrayant l'un à l'autre, le signe du résultat donnera le sens de la correction à appliquer sur l'oscillateur local. Ces opérations sont réalisées par le FPGA. Il va intégrer le signal de correction qui sera ensuite converti en une tension par un convertisseur digital-analogique (DAC) puis appliquer sur l'oscillateur local afin d'en corriger la fréquence. Dans la figure 2.26 nous voyons le signal CPT sur lequel nous asservissons notre oscillateur local. Notre calcul pour le contraste est donné par la différence entre le maximum du signal et le fond, divisé par le fond. Ainsi avec la séquence temporelle décrite en 2.24 et un faisceau d'environ 200 μ W pour 3 cm^2 , nous obtenons un contraste de 6,81 % pour une largeur à mi-hauteur de 290 Hz. Le signal d'erreur a une pente de $2,34 \cdot 10^{-4} \text{ Hz.V}^{-1}$.

2.3.5 Résonateur atomique et cellule de césium

2.3.5.1 Les composantes du résonateur atomique

Le résonateur atomique est l'enceinte qui contient la cellule d'atomes de césium qui vont servir à fabriquer notre signal atomique sur lequel l'oscillateur local va être asservi. Il est décrit dans le schéma de la figure 2.28. Ce résonateur compact (0,96 L) a été créé par P. Yun et le service mécanique du laboratoire, il a été caractérisé dans la thèse de F. Tricot [21]. Il fut réalisé en trois exemplaires. Il mesure 218 mm de long pour un diamètre de 74 mm. Des stabilités allant de $2 \cdot 10^{-13}$ à $3 \cdot 10^{-13}$ à 1 s ont été démontrées [40, 58] avec ce résonateur.

Afin de mieux décrire notre résonateur, nous allons passer en revue chaque caractéristique de ce dernier. A savoir la cellule, sa dépendance à la température et au champ magnétique, ainsi que son isolation de l'influence du milieu extérieur. Pour ce faire, nous allons procéder dans le même ordre que sur la figure 2.27.

La cellule : Réalisée en verre borosilicate et remplie par le verrier de l'Observatoire, elle mesure 5 cm de long et 2 cm de diamètre. On y introduit deux gaz tampons en plus du césium. Le gaz tampon permet un confinement des atomes de Cs en limitant leur diffusion. La fréquence d'absorption des atomes peut se retrouver modifiée en fonction de leur vitesse par élargissement Doppler. Sans gaz tampon, la vitesse de diffusion des atomes est de quelques 200 m.s^{-1} contre quelques m.s^{-1} avec, grâce aux collisions entre le gaz tampon et les atomes de Cs. En d'autres termes, le gaz tampon va réduire le libre parcours moyen des atomes dans la cellule. Or, si les atomes sont confinés dans un espace inférieur à leur longueur d'onde d'interrogation (ici 9,192 GHz, donc environ 3 cm), alors l'effet

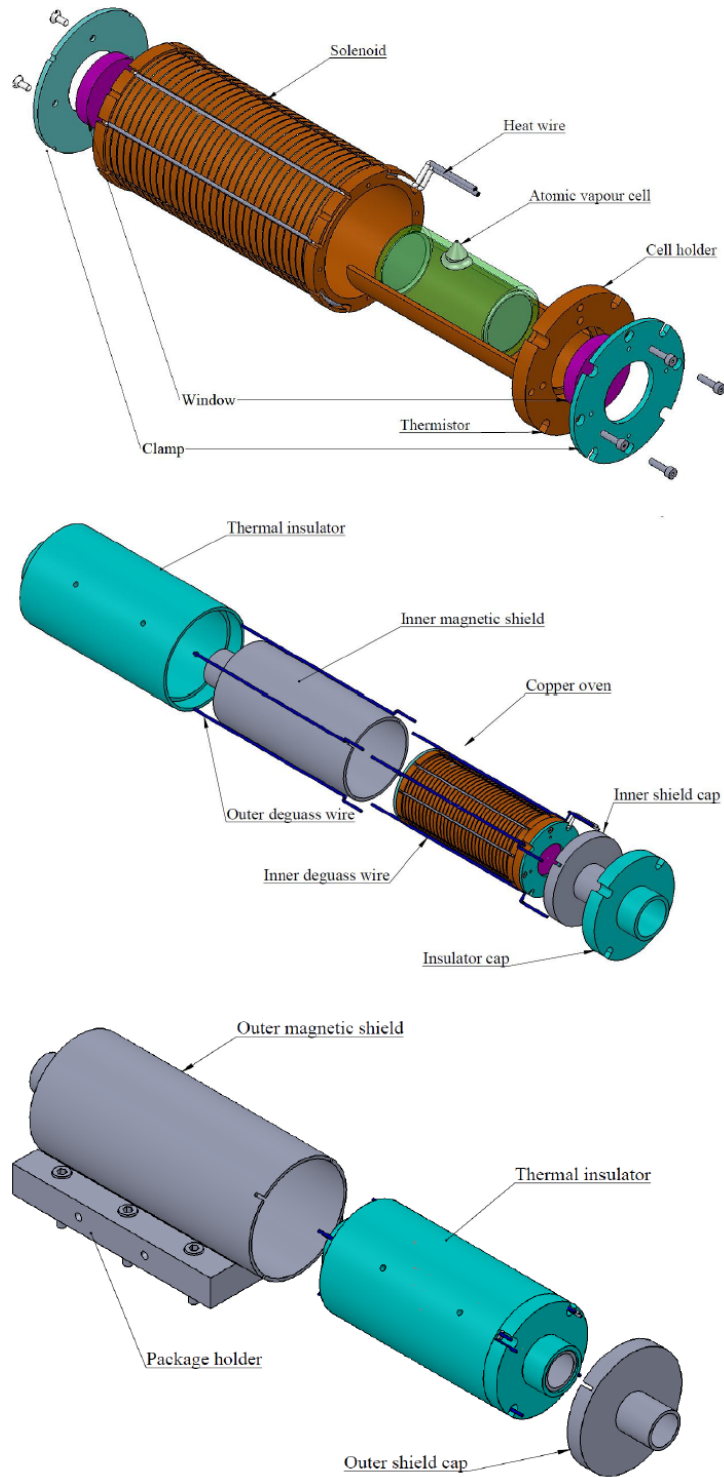


FIGURE 2.27 – Couches successives du résonateur atomique utilisé lors de ce travail de thèse.

Doppler sera réduit voir annulé par effet Dicke [59] pour les transitions micro-onde. Enfin, l'autre avantage de les confiner au centre de la cellule est d'avoir un temps d'interaction allongé des atomes de Cs avec le faisceau laser. En conséquence, les transitions micro-onde sont donc plus étroites et le signal atomique meilleur.

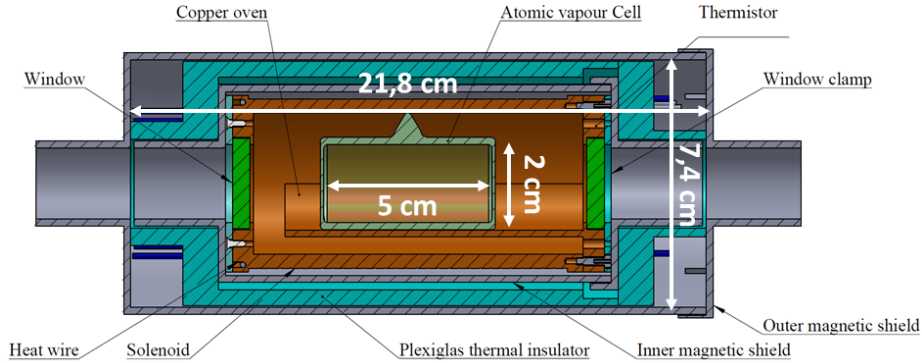


FIGURE 2.28 – Résonateur atomique utilisé dans ce montage. La cellule de césium est placée dans un four de cuivre entouré d'un fil amagnétique chauffant. Le four est fermé par deux fenêtres en verre afin d'isoler thermiquement la cellule tout en laissant passer le faisceau laser. Le tout est placé dans une première enceinte magnétiquement isolante. Cet ensemble est lui-même dans un blindage magnétique en mu-métal puis dans un isolant thermique et enfin dans un dernier blindage magnétique extérieur.

Dans les faits, nous utilisons un mélange de gaz tampon pour contrer l'effet indésirable d'un seul. En effet, l'ajout de gaz tampon déplace la fréquence des transitions hyperfines à cause des collisions entre ce dernier et les atomes de césium [6, 60]. Ce déplacement dépend de l'espèce de gaz utilisée et est proportionnel à la pression de gaz tampon dans la cellule (centaines de Hz.torr^{-1}). Mais plus important encore, il induit une dépendance de la fréquence d'horloge très sensible à la température, de l'ordre du $\text{Hz.torr}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Nous appelons ce déplacement le déplacement collisionnel. Le travail de thèse d'O. Kozlova [61, 62] a permis de calculer ces différents coefficients pour différents gaz tampons et ainsi mettre en place cette astuce : l'utilisation d'un second gaz tampon avec une sensibilité à la température opposée (en signe) à celle du premier permet d'annuler la sensibilité à une température voulue. Cette température, appelée température d'inversion, est mise en place en jouant sur le rapport des pressions partielles des deux gaz tampons.

Le mélange de gaz tampon de notre cellule est composé de d'argon (Ar) et de diazote (N_2). Les sensibilités à la température S sont $S_{\text{Ar}} = -1,138 \text{ Hz.}(\text{torr.K})^{-1}$ et $S_{\text{N}_2} = 0,824 \text{ Hz.}(\text{torr.K})^{-1}$. La pression totale est ici de $P_{\text{totale}} = 21,5 \text{ torr}$ pour un rapport entre les deux gaz tampon de $r = P_{\text{Ar}}/P_{\text{N}_2} = 0,611 \pm 0,020$ et une température d'inversion $T_{\text{inv}} = 28,2 \text{ }^\circ\text{C}$. Ces résultats sont aussi extraits de la thèse d'O. Kozlova [62] qui a caractérisé plusieurs cellules dont celle-ci grâce à plusieurs méthodes.

Enfin, le gaz tampon provoque aussi un déplacement de fréquence optique dépendant de la nature des gaz tampons et de la pression [63]. Pour palier à ce déplacement, nous modulons l'AOM du montage d'absorption saturée à 160 MHz afin de superposer les spectres d'absorptions entre les deux cellules comme montré sur la figure 2.18.

La température : Comme explicité au paragraphe précédent, notre cellule a besoin d'être régulée en température. Pour ce faire nous utilisons un fil résistif dans lequel nous passons un courant. Le fil étant coaxial, cela nous permet d'éviter de générer des champs magnétiques parasites. Notons qu'un second fil est apposé à l'extérieur du blindage pour pré-chauffer la cellule comme sur le premier schéma de la figure 2.28. A l'aide deux thermistances (une pour la boucle d'asservissement et l'autre pour le contrôle extérieur) et d'une électronique d'asservissement réalisée au service électronique du SYRTE, nous asservissons la température de la cellule au mK jusqu'à 10000 s, comme montré en figure 2.29.

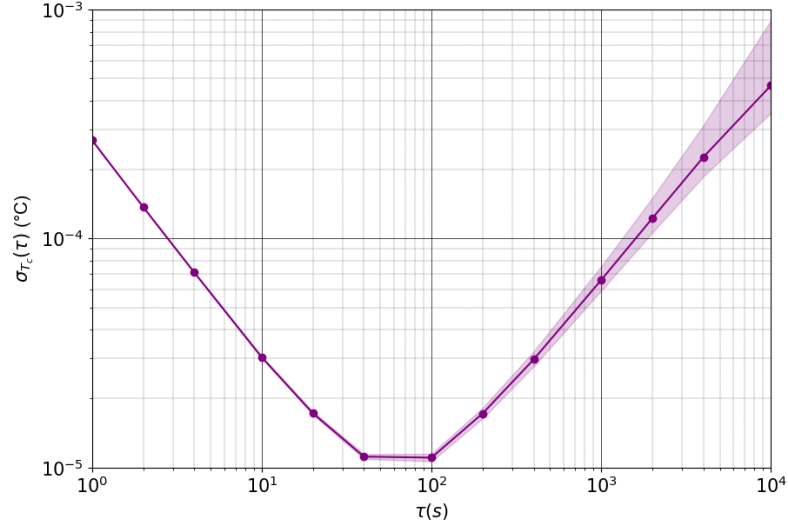


FIGURE 2.29 – Stabilité de la température de la cellule.

Le champ magnétique : Notre signal d'horloge est sensible au champ magnétique. De plus, afin d'avoir le meilleur signal d'asservissement possible, il nous faut lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman et isoler la transition $|F = 3, m_F = 0\rangle - |F = 4, m_F = 0\rangle$. Dans ce but, nous appliquons un champs magnétique \vec{B} parallèlement au faisceau laser à travers la cellule. Ce champ est appliqué grâce à un fil de cuivre (le solénoïde en figure 2.27) dans lequel nous faisons passer un courant.

Le fil a été soigneusement enroulé de façon la plus uniforme possible afin d'avoir un champ magnétique aussi homogène que possible dans toute la cellule. Cela inclut aussi une longueur de câble suffisante pour éviter au maximum les effets de bords. Dans notre cas le solénoïde a une longueur de 9 cm. Nous avons mesuré la valeur du champ magnétique en se servant des résonances CPT $|F = 3, m_F = \pm 1\rangle$ à $|F = 4, m_F = \pm 1\rangle$ (voir figure 2.25. Etant donné que l'on a :

$$\nu_{-1-1|11} = 2 \times 700,84B \quad (2.23)$$

avec ν en kHz et B en gauss. Nous avons mesuré $\nu_{-1-1|11} = 50,42$ kHz, ce qui nous donne un champ \vec{B} de 35,9 mG pour un courant de 10,5 mA.

Par ailleurs, une étude approfondie du résonateur en ce qui concerne le champ magnétique a été menée par P. Yun et F. Tricot, elle est reportée dans la thèse de ce dernier [21]. La courbe de la figure en 2.30 est extraite. Cette étude montre que les champs magnétiques résiduels (non filtrés par

le blindage ou dûs au fil chauffant) sont pour ainsi dire nuls dans la cellule. Nous ne tiendrons donc pas compte de leurs contributions ici.

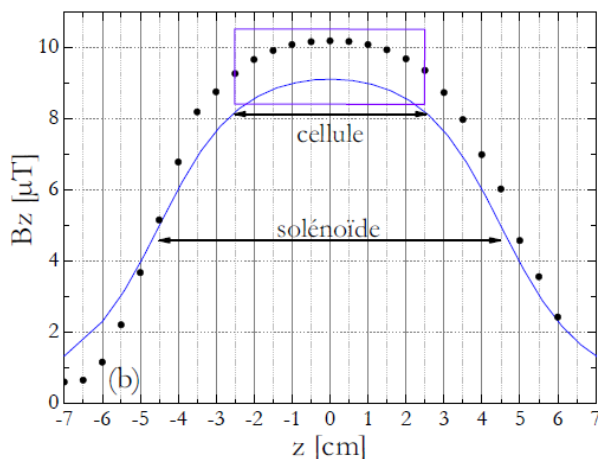


FIGURE 2.30 – Mesure du champ magnétique axial le long de l’axe de propagation du faisceau laser (points noirs) à l’aide d’un magnétomètre. Sont indiquées les longueurs de la cellule et du solénoïde avec les flèches annotées. En bleu, le calcul théorique de la valeur du champs magnétique dans l’approximation du champ homogène en fonction de la position (extrait de [21]).

On voit sur la figure 2.30 que, malgré les efforts, le champ magnétique n’est pas homogène tout le long de la cellule à cause des effets de bords du solénoïde. Nous observons un écart de 10% d’intensité entre le centre et le bord de la cellule. Cela a pour effet de déformer les raies du signal CPT. Cet effet est très visible sur les transitions $|F = 3, m_F = \pm 3\rangle$ à $|F = 4, m_F = \pm 3\rangle$ car plus sensibles au champ magnétique comme montré sur la figure 2.25.

2.4 Conclusion

Nous avons posé le cadre théorique en exposant le piégeage cohérent de population et en apportant une précision importante quant aux polarisations nécessaires à la réalisation du signal d’horloge. Nous avons aussi explicité la construction du signal atomique en montrant la double modulation du champ électrique et son interaction avec les atomes, prouvant l’addition constructive des états noirs créés.

Notre montage a été décrit précisément sur les points cruciaux : le laser, la synthèse micro-onde et le résonateur atomique. Nous avons aussi pu voir la séquence temporelle utilisée et le signal généré pour asservir l’oscillateur local.

Dans le chapitre suivant, nous étudierons les limites de stabilités court terme (à 1 s) puis sur le moyen-long terme (10^3 s) ainsi que les améliorations apportées comparées aux précédents résultats [40].

Chapitre 3

Études des limitations de l'horloge DM-CPT

Ce chapitre traitera des limitations de l'horloge DM-CPT et leurs caractérisations. La séquence temporelle ainsi que le signal atomique sont décrits dans les figures 2.24 et 2.26 du chapitre précédent.

Nous discuterons d'abord de l'établissement des meilleurs paramètres pour l'obtention du signal atomique optimal. Ensuite nous établirons les limites court terme (1 s) de la stabilité de la fréquence de l'horloge. Une étude approfondie de ces limitations comme la puissance micro-onde, la fréquence et la puissance laser nous ont permis d'obtenir une stabilité de $2,9 \cdot 10^{-13}$ à une seconde. A la fin de cette partie, un budget précis des contributions est présentée.

Enfin, nous nous intéresserons aux limitations de la stabilité à 1000 s de l'horloge DM-CPT. Ces contributions comme les déplacements de fréquence ou l'effet de la température du modulateur électro-optique d'amplitude (EOAM) seront détaillées et là aussi un budget sera établi afin d'identifier les principales contributions à l'instabilité de l'horloge. Pour finir, nous conclurons sur les points critiques limitant la stabilité de l'horloge et des propositions pour les contourner.

Notre objectif ici était de retrouver puis approfondir les résultats précédemment publiés [40] après avoir remonté l'horloge.

3.1 Optimisation du signal

Après avoir discuté de la construction du signal dans le chapitre précédent, nous allons maintenant montrer l'optimisation de ce dernier.

3.1.1 Facteur de qualité du signal

Afin de discriminer les différents signaux atomiques en fonction des différents paramètres, nous allons commencer par établir un facteur de qualité. Il permettra de comparer les différentes configurations et établir la meilleure. Usuellement, il est admis que le facteur de qualité F_c s'écrit $F_c = \frac{C}{\Delta\nu_{1/2}}$ avec C le contraste et $\Delta\nu_{1/2}$ la largeur à mi-hauteur du signal. On a alors le meilleur signal et donc la meilleure stabilité de fréquence de l'horloge en maximisant F_c . Cependant, d'après [6], la stabilité de la fréquence de l'horloge peut s'exprimer :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{\sigma_N}{\nu_c S_l} \sqrt{\frac{1}{\tau}}. \quad (3.1)$$

Où $\sigma_y(\tau)$ est l'écart type d'Allan de la fréquence de l'horloge moyenné sur un temps τ , σ_N est l'écart type du signal mesuré sur la photodiode dans une bande passante de 1 Hz, ν_c la fréquence centrale de l'horloge et S_l la pente du signal d'erreur généré à partir du signal atomique. Notons que cette formule est établie dans le cadre d'une modulation carrée de la fréquence, ce qui est notre cas ici. En considérant que l'une des principales limites de la stabilité de fréquence des horloges CPT continue est liée au bruit de puissance du laser, on peut alors utiliser un nouveau facteur de qualité

$$F_s = \frac{S_l}{V_f}, \quad (3.2)$$

avec V_f la tension à mi-hauteur mesurée sur la photodiode. Ce facteur de qualité semble plus adapté pour qualifier le signal de l'horloge DM-CPT, puisqu'il encourage à avoir une pente plus raide du discriminateur de fréquence pour un total signal plus fond réduit.

3.1.2 Optimisation des différents paramètres

Nous allons ici montrer l'influence des différents paramètres sur le facteur de qualité F_s et déterminer les points de fonctionnement.

Température de la cellule On fait varier la température de la cellule pour une puissance laser incidente et une puissance micro-onde données. On obtient les résultats reportés dans la figure 3.1 ci-dessous. En accord avec les mesures, on choisit une température de 34 °C.

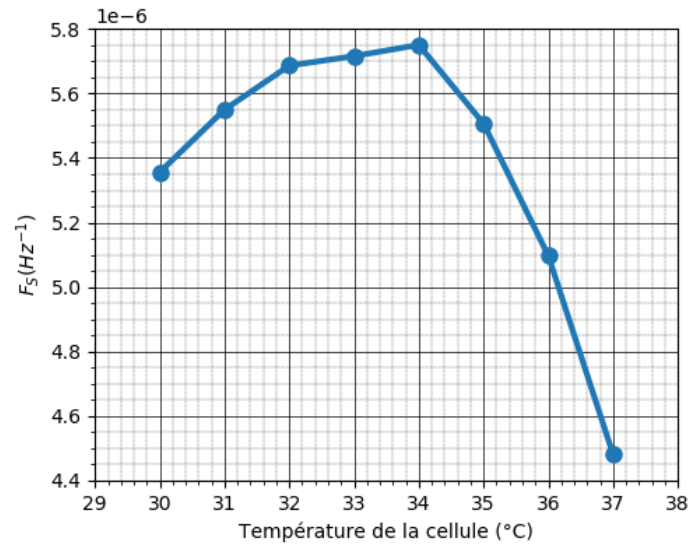


FIGURE 3.1 – Optimisation de la température de la cellule pour une puissance laser de 200 μW et une puissance micro-onde de 24 dBm.

Puissance micro-onde De la même manière, avec une température de cellule de 34 °C et une puissance laser fixe, on regarde l'influence de la puissance micro-onde sur le facteur de mérite. Les résultats sont représentés figure 3.2. Nous choisissons de travailler à une puissance micro-onde de 24 dBm afin de maximiser F_s .

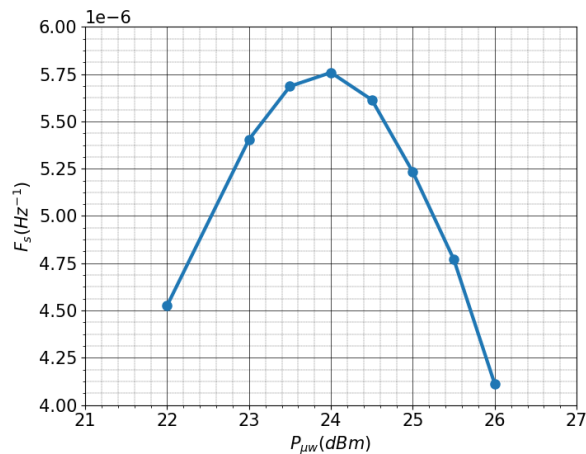


FIGURE 3.2 – Optimisation de la puissance micro-onde pour une puissance laser de 200 μW et une température de cellule de 34 °C.

Puissance laser Enfin, avec les valeurs de température de cellule et de puissance micro-onde précédemment établies, on cherche la puissance laser maximisant le facteur de mérite. D'après la

figure 3.3, on peut alors établir que la meilleure puissance laser est 200 μW .

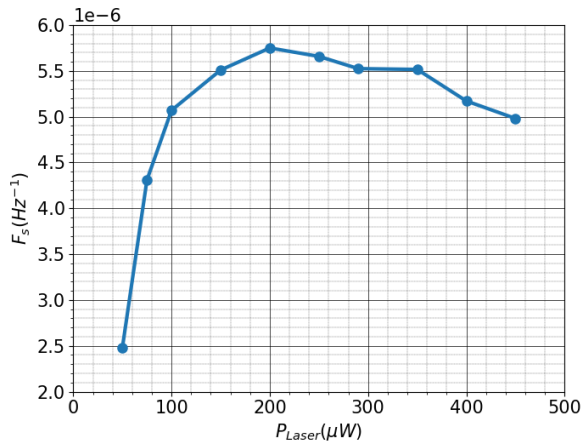


FIGURE 3.3 – Optimisation de la laser en entrée de la cellule pour une puissance micro-onde de 24 dBm et une température de 34 °C.

Nous avons donc choisi de travailler avec une puissance micro-onde de 24 dBm en entrée du modulateur de phase, à une puissance laser de 200 μW en entrée de la cellule et une température de cette dernière de 34 °C afin de maximiser le facteur de qualité et donc avoir le meilleur signal atomique. Maintenant nous allons établir le budget des incertitudes de l'horloge DM-CPT.

3.2 Sources de bruits à court terme (1 s)

3.2.1 Calcul des contributions à 1 s

La stabilité à court terme d'une horloge atomique est dominée par du bruit blanc de fréquence qui correspond à une pente en $\tau^{-\frac{1}{2}}$ de l'écart type d'Allan. Par la suite, nous considérerons en première approximation les différentes sources de bruits comme des bruits blancs, que les différentes contributions sont indépendantes et peuvent s'ajouter de façon quadratique telles que :

$$\sigma_y(\tau) = \sqrt{\sum_i \sigma_{y,i}^2(\tau)}. \quad (3.3)$$

Avec $\sigma_{y,i}^2(\tau)$ la variance d'Allan correspondant au paramètre i . Lorsqu'un paramètre i fluctue au cours du temps, alors sa contribution peut s'écrire :

$$\sigma_{y,i}^2(\tau) = \frac{1}{\nu_c^2} (\sigma_i)_{1Hz} \left(\frac{\delta \nu_c}{\delta i} \right)^2 \frac{1}{\tau}, \quad (3.4)$$

avec $(\sigma_i)_{1Hz}$ la variance d'Allan du paramètre i échantillonné durant 1 s avec une modulation de fréquence F_M et $\frac{\delta \nu_c}{\delta i}$ la sensibilité de la fréquence de l'horloge au paramètre i . Sur la figure 2.24, on voit que la fenêtre de détection est t_w et que le cycle d'interrogation dure $t_{FM} = 2T_c$. Nous pouvons donc réécrire la relation (3.4) telle que :

$$\sigma_{y,i}^2(\tau) = \frac{1}{\nu_c^2} (\sigma_i^2)_{t_w} \left(\frac{\delta \nu_c}{\delta i} \right)^2 \frac{T_c}{\tau}, \quad (3.5)$$

avec $(\sigma_i^2)_{t_w}$ la variance d'Allan du paramètre i sur un temps t_w . Si on assume qu'il y a du bruit blanc autour de F_M , alors $(\sigma_i^2)_{t_w} \approx \frac{S_i(F_M)}{2t_w}$, $S_i(F_M)$ étant la densité spectrale de puissance de i à la fréquence de Fourier F_M . Enfin, avec S_l la pente du signal d'erreur en V.Hz^{-1} montrée sur la figure 2.26 et V_f la tension mesurée sur la photodiode à la fréquence d'interrogation F_M , en partant de (3.5) :

$$\sigma_{y,i}^2(\tau) = \frac{1}{\nu_c^2} S_i(F_M) \left(\frac{\delta V_f}{S_l \delta i} \right)^2 \frac{T_c}{2t_w \tau}. \quad (3.6)$$

Nous allons maintenant passer en revue les différentes sources de bruit à 1 s.

3.2.2 Bruit de la photodiode

En regardant la figure 3.4, le bruit du photodétecteur dans le noir est $S_{ph} = 15,9 \text{ nV.Hz}^{-\frac{1}{2}}$ à la fréquence de Fourier $F_M = 125 \text{ Hz}$. D'après l'équation 3.6, on peut alors calculer la contribution de la photodiode à 1 s, $1,46 \cdot 10^{-14}$.

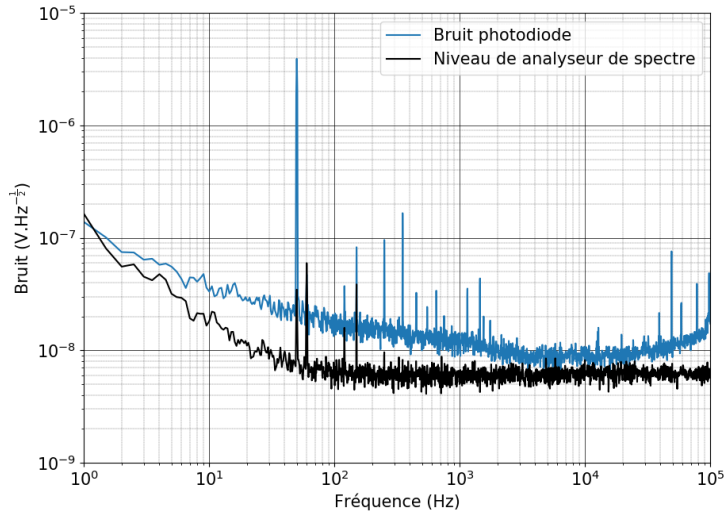


FIGURE 3.4 – Densité spectrale du bruit de la photodiode suivant la cellule d'horloge. En noir le plancher de l'analyseur de spectre utilisé et en bleu la photodiode dans le noir.

3.2.3 Bruit de grenaille

Sur la photodiode placée derrière la cellule d'horloge, le gain est de $G = 1,51 \cdot 10^3 \text{ V.A}^{-1}$. Le courant est donné par $I = \frac{V_f}{G} = 66,2 \text{ }\mu\text{A}$. L'équation 3.6 devient alors :

$$\sigma_{y,sh}^2(\tau) = \frac{1}{\nu_c^2} \left(\frac{2eI(G)^2}{S_l} \right)^2 \frac{T_c}{2t_w\tau}. \quad (3.7)$$

La contribution du bruit de grenaille (ou shot noise en anglais) à la stabilité de l'horloge est donc $\sigma_{y,sh}^2 = 6,20 \cdot 10^{-15}$ à 1 s.

3.2.4 Laser

À 1 s, la source laser contribue de plusieurs manières à la stabilité de la fréquence de l'horloge. D'une part avec les variations de puissance en amont de la cellule de l'horloge, d'autre part avec les variations de fréquence du laser. On peut distinguer quatre sortes de contributions : les variations de puissance du laser converties en variations d'amplitude du signal (AM-AM) ou en déplacement de la fréquence de transition (AM-FM), et les variations de fréquence du laser impactant l'amplitude du signal atomique (FM-AM) ou la fréquence de la transition atomique (FM-FM). Dans un premier temps, nous nous intéresserons aux variations impactant directement l'amplitude du signal.

3.2.4.1 Bruits sur l'amplitude du signal atomique

Afin de distinguer les deux contributions AM-AM et FM-AM, nous allons utiliser la densité spectrale de puissance détectée avant la cellule (figure 2.16 (a)). Sans la cellule, les bruits liés à la fréquence du laser sont annulés et on mesure alors uniquement la stabilité de la puissance du laser. On peut alors exprimer la contribution de la puissance laser à la stabilité de la fréquence grâce à l'équation 3.6. On mesure un bruit d'intensité relative à $-148 \text{ dB} \cdot \text{Hz}^{-1}$ à $F_M = 125 \text{ Hz}$, ce qui correspond à un bruit plancher de $28,2 \text{ nV} \cdot \text{Hz}^{-\frac{1}{2}}$. Si on injecte ces chiffres dans l'équation 3.6, en ayant une sensibilité $1,1 \text{ mW} \cdot \text{V}^{-1}$, nous obtenons une contribution de $\sigma_{AM-AM} = 1,12 \cdot 10^{-14}$ à 1 s.

L'autre contribution que nous allons considérer concerne les variations de fréquence du laser impactant le signal atomique en changeant le niveau du fond Doppler. Sur la figure 3.5, on voit que sur une bande de fréquence de $\pm 7 \text{ MHz}$ autour du minimum du signal en sortie de la cellule d'horloge la variation de niveau serait de maximum $13 \text{ } \mu\text{V}$. Cela correspond à une variation de puissance optique de 15 nW . Cela équivaut à une contribution $\sigma_{FM-AM} = 2,61 \cdot 10^{-14}$ à 1 s.

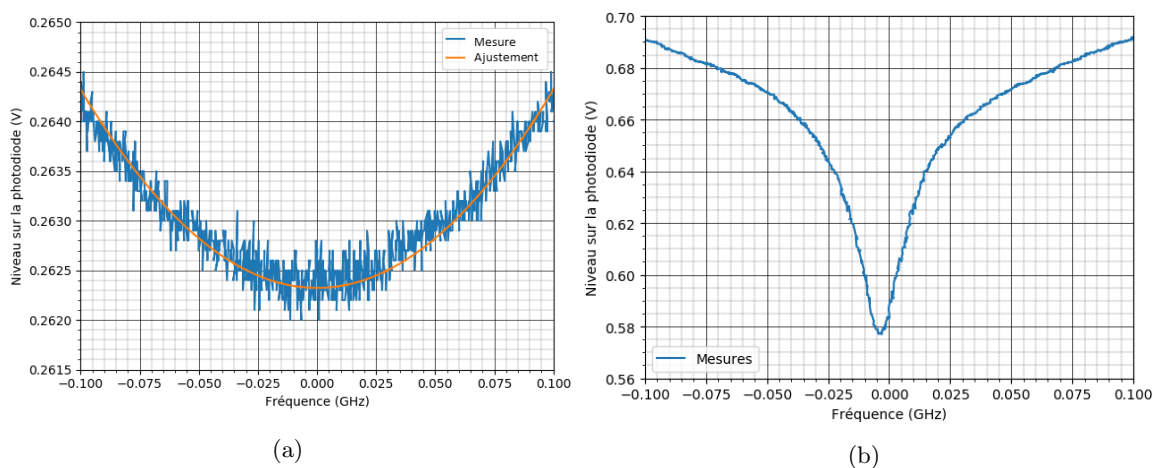


FIGURE 3.5 – (a) Signal en sortie de la cellule d'horloge en fonction du désaccord optique (b) Signal d'absorption en sortie de la cellule d'asservissement de la fréquence.

3.2.4.2 Bruits sur la fréquence de la transition atomique

La première contribution que nous allons aborder ici concerne les bruits de fréquence du laser convertis en bruits de fréquence de la transition atomique (FM-FM). Pour ce faire nous allons regarder la mesure de bruit de fréquence laser reportée en figure 2.19. On mesure un niveau de $650 \text{ Hz} \cdot \text{Hz}^{-\frac{1}{2}}$. Dans la figure 3.14 (a) de la partie 3.3.1.2, la sensibilité de la fréquence de l'horloge à fréquence du laser est donnée pour $-21,1 \text{ mHz} \cdot \text{MHz}^{-1}$. Si on utilise la formule établie en 3.4, nous pouvons déterminer une contribution σ_{FM-FM} à hauteur de $3 \cdot 10^{-15}$ à 1 s.

La seconde contribution que nous allons décrire concerne les déplacements de la transitions atomiques sous l'influence de la puissance laser (AM-FM). Comme dit dans la section précédente, sur la figure 2.16 (a) nous mesurons un bruit d'intensité relative à un niveau de $-148 \text{ dB} \cdot \text{Hz}^{-1}$ à $F_M = 125 \text{ Hz}$, ce qui équivaut à $9,8 \cdot 10^{-5} \mu\text{W} \cdot \text{Hz}^{\frac{1}{2}}$. Avec la sensibilité mesurée en 3.10 (a) de $16,1 \text{ Hz} \cdot \text{mW}^{-1}$, nous établissons une contribution $\sigma_{AM-FM} = 3,0 \cdot 10^{-16}$.

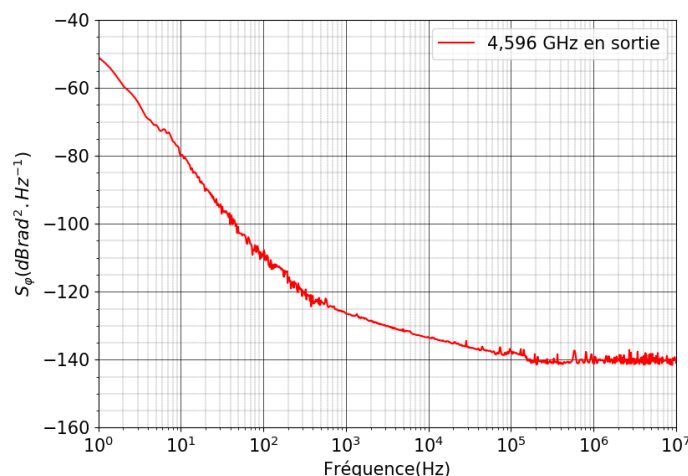


FIGURE 3.6 – Mesure absolue de la densité spectrale du bruit de phase en sortie de la synthèse micro-onde.

3.2.5 Oscillateur local

Il a été montré dans [57] que la contribution de l'oscillateur local peut être une des principales contributions à la stabilité des horloges de hautes performances à interrogation continue par le biais de l'effet d'intermodulation [?]. Il s'agit d'un repliement spectral à une fréquence égale à deux fois la fréquence de modulation F_M . On retrouve alors dans le signal d'erreur (après démodulation) le bruit du signal à la fréquence $2F_M$. La contribution de l'oscillateur local à la stabilité de fréquence de l'horloge peut se calculer ainsi [57] :

$$\sigma_{y,OL}(\tau) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{S_y(2F_M)}{\tau}} = \frac{F_M}{\nu_c} \sqrt{\frac{S_\varphi(2F_M)}{\tau}}. \quad (3.8)$$

On a $S_y(2F_M)$ la densité spectrale de bruit de fréquence de l'oscillateur à la fréquence $2F_M$ et $S_\varphi(2F_M)$ la densité spectrale de bruit de phase. Précisons que l'on a aussi une relation entre le bruit de fréquence et le bruit de phase telle que :

$$S_y(\nu) = \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^2 S_\varphi(\nu). \quad (3.9)$$

avec ν la fréquence de Fourier et ν_c la fréquence de la porteuse. Sur la figure 3.6, nous voyons que le bruit de phase est à $-118 \text{ dBrad}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ à $2F_M = 250 \text{ Hz}$, mesuré au moyen d'un analyseur de bruit de phase APPH20G de chez Anapico. Avec la relation établie en (3.8) nous pouvons alors calculer une contribution à la stabilité de l'horloge de $3,42 \cdot 10^{-14}$ à 1 s.

3.2.6 Puissance micro-onde

La puissance micro-onde influe sur l'équilibre des bandes latérales générées par notre modulateur de phase (voir la figure 2.12). Il en suit une variation de puissance optique transmise par le modulateur électro-optique de phase (EOPM), comprise dans les mesures de la figure 2.16, mais aussi un déplacement de fréquence comme expliqué dans le chapitre 4.

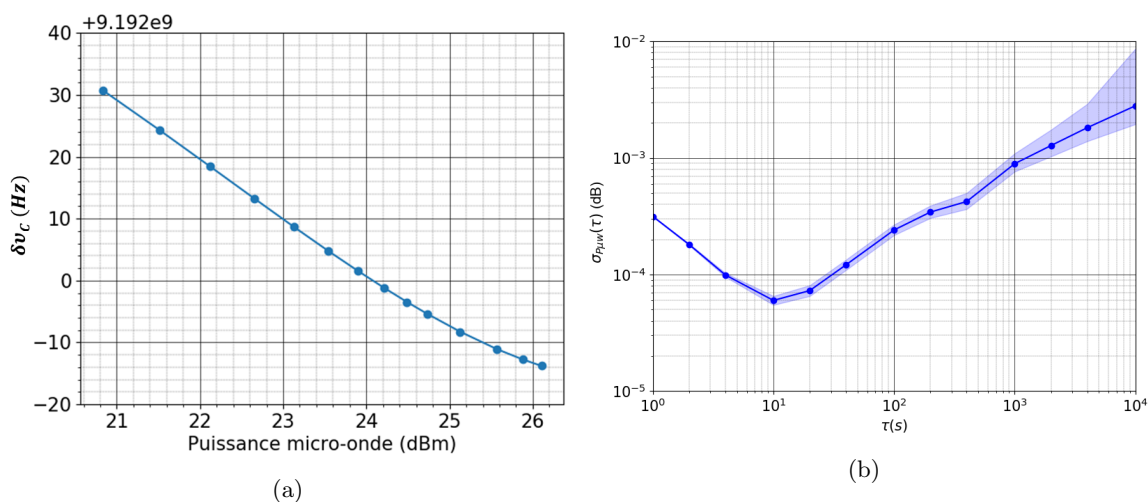


FIGURE 3.7 – (a) Mesure de la sensibilité de la fréquence de l'horloge aux variations de la puissance micro-onde, on mesure une pente de $-7,81 \text{ Hz} \cdot \text{dB}^{-1}$ (b) Stabilité de la puissance micro-onde. Nous mesurons une stabilité de $3,15 \cdot 10^{-4} \text{ dB}$ à 1 s.

Afin de mesurer la contribution de la puissance micro-onde à 1 s, nous évaluons tout d'abord la sensibilité de la fréquence à ce paramètre. Pour cela, on incrémente la valeur de la puissance micro-onde $P_{\mu w}$ tout en mesurant la fréquence de l'horloge comme sur la figure 3.7. Nous mesurons une sensibilité de la fréquence de l'horloge à la puissance micro-onde de $-7,86 \text{ Hz} \cdot \text{dB}^{-1}$. Une stabilité de la puissance micro-onde de $\sigma_{P_{\mu w}} = 3,15 \cdot 10^{-4} \text{ dB}$ à 1 s a été mesurée. Nous pouvons alors déduire une contribution à la stabilité de la fréquence de l'horloge de $\sigma_{y, P_{\mu w}} = 2,69 \cdot 10^{-13}$ à 1 s.

3.2.7 Bilan

Le budget des incertitudes est reporté dans le tableau 3.1. Nous voyons que sur la figure 3.24, une stabilité de l'horloge de $2,9 \cdot 10^{-13}$ à 1 s a été mesurée, ce qui est en accord avec la somme des incertitudes reportée de $2,7 \cdot 10^{-13}$. La différence observée est attribuée aux contributions non énumérées ici telles que la température de la cellule ou le champ magnétique, estimés à quelques 10^{-15}

Source de bruit	Niveau de bruit	Contribution $\sigma_y(1s)$
Bruit de Grenaille	$4,85 \text{ nV.Hz}^{-\frac{1}{2}}$	$6,20.10^{-15}$
Bruit de photodiode	$15,9 \text{ nV.Hz}^{-\frac{1}{2}}$	$1,46.10^{-14}$
Laser AM-AM	$12,2 \text{ nV.Hz}^{-\frac{1}{2}}$	$1,12.10^{-14}$
Laser FM-AM		$2,61.10^{-14}$
Laser FM-FM	$650 \text{ Hz.Hz}^{-\frac{1}{2}}$	$3,00.10^{-15}$
Laser AM-FM	$9,8.10^{-5} \mu\text{W.Hz}^{-\frac{1}{2}}$	$3,00.10^{-16}$
Oscillateur local	$-118 \text{ dBrad}^2.\text{Hz}^{-1}$	$3,42.10^{-14}$
Puissance micro-onde	$3,15.10^{-4} \text{ dB}$	$2,69.10^{-13}$
Total		$2.7.10^{-13}$

TABLE 3.1 – Budget des contributions à la stabilité de fréquence de l’horloge à 1 s

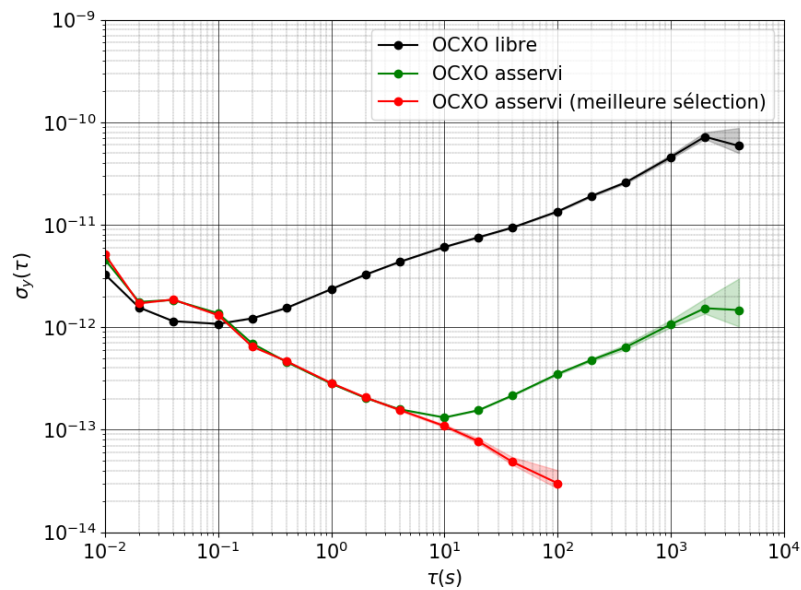


FIGURE 3.8 – Stabilité de fréquence de l’horloge DM-CPT. En noir l’OCXO libre, en vert asservi et en rouge asservi en sélectionnant la période la plus stable.

ainsi qu'aux corrélations entre les différents paramètres, non explicitées dans ce manuscrit. On remarque que la principale limitation est la puissance micro-onde. Ce terme pourrait être réduit si l'on asservissait la puissance micro-onde ou si l'on changeait la puissance laser (voir le prochain chapitre). Cependant, cela se ferait au détriment du signal atomique et donc de la stabilité à 1 s.

La figure 3.8 nous montre que l'on peut intégrer en $\tau^{-\frac{1}{2}}$ jusqu'à 100 s. Cependant, sur des temps plus longs, la stabilité remonte comme $\tau^{\frac{1}{2}}$. Cela correspond à une marche aléatoire de fréquence généralement interprétée comme due aux fluctuations d'un ou plusieurs paramètres sensibles à l'environnement de l'horloge. Nous allons maintenant nous intéresser aux limitations de la stabilité de la fréquence de l'horloge sur le moyen-long terme.

3.3 Sources de bruits à moyen-long terme (1000 s)

Pour calculer les contributions des différents éléments, nous allons établir les sensibilités de la fréquence de l'horloge aux différents paramètres. Ensuite, nous allons les appliquer sur les stabilités de chacune des variables afin d'avoir la somme des contributions à 1000 s.

3.3.1 Laser

Nous allons diviser la contribution du laser à la fréquence d'horloge en deux parties : les variations de la puissance, puis de la fréquence.

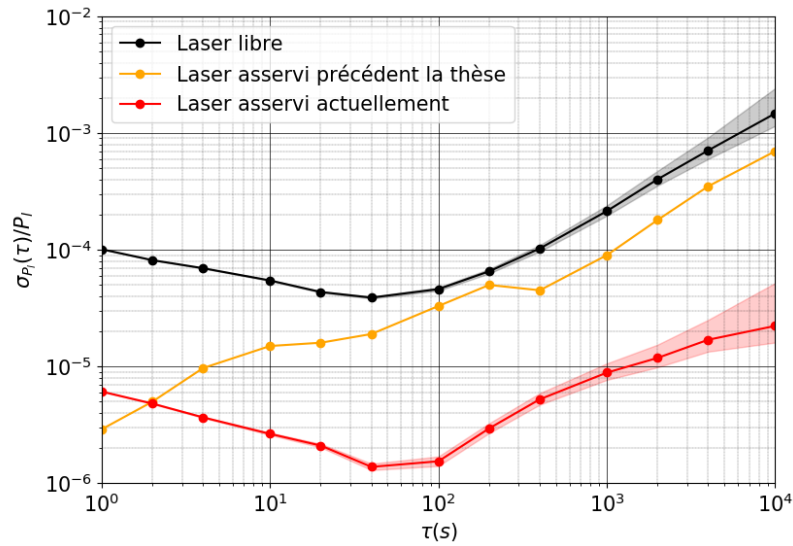


FIGURE 3.9 – Variations d'Allan normalisées de la puissance laser avec la puissance libre en noir, les résultats précédents cette thèse en orange [40] et les actuels en rouge.

3.3.1.1 Puissance

Notre électronique d'asservissement a été décrite en 2.3.2.3. Cette nouvelle version (par rapport aux travaux précédents cette thèse) permet un gain de stabilité d'un facteur > 10 jusqu'à plus de 10000 s par rapport au laser libre. Dans cette configuration, on observe un niveau de $\frac{\sigma_{P_I}}{P_I} < 10^{-5}$ à 1000 s

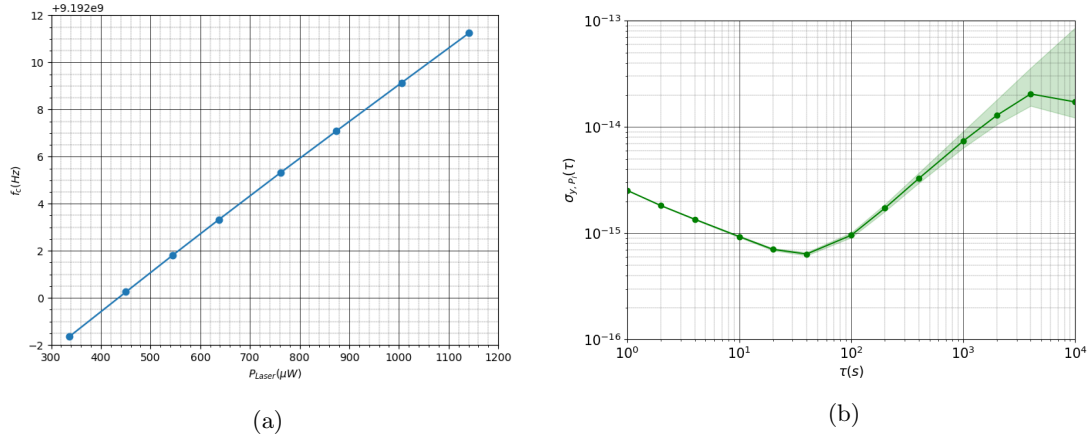


FIGURE 3.10 – (a) Mesure de la sensibilité de la fréquence de l’horloge aux variations de puissance du laser, on mesure une pente de $16,1 \text{ Hz.mW}^{-1}$ (b) Contribution de la puissance laser à la stabilité de l’horloge.

(figure 3.9). Pour établir sa sensibilité à la puissance du laser, la fréquence de fonctionnement de l’horloge est mesurée pour différentes puissances laser. La puissance est ajustée grâce à la lame demi-onde située avant la photodiode $PD_{outloop}$ de la figure 2.9. Les résultats sont présentés dans la figure 3.10 (a). La sensibilité déduite est de $16,1 \text{ Hz.mW}^{-1}$. D’après la stabilité de la puissance laser mesurée dans la figure 2.16 (b), nous pouvons calculer la contribution de la puissance laser à partir de l’équation 3.4 montrée figure 3.10 (b), qui nous donne une contribution de $7,10 \cdot 10^{-15}$ à 1000 s.

3.3.1.2 Fréquence

Afin de mesurer la stabilité de la fréquence du laser et d’estimer sa contribution sur les temps plus longs, nous avons du changer le schéma de l’expérience. Ce dernier est montré dans la figure 3.11. Avant l’asservissement en fréquence, le montage est le même que dans la figure 2.9. La puissance du laser est donc asservie. A défaut de Fabry-Pérot adapté ou de mesure par battement par rapport à un laser plus stable, nous avons utilisé la cellule d’horloge comme discriminateur de fréquence en mesurant la transmission sur le flanc d’un pic d’absorption. On asservit la fréquence de la même manière que dans 2.3.2.4 à la différence près que l’on utilise un autre modulateur acousto-optique d’amplitude (AOM), travaillant à une autre fréquence afin de se positionner sur le flan de la résonance optique. Cela a pour effet de décaler la fréquence d’environ 350 MHz par rapport à la cellule d’horloge comme sur la figure 3.12 (a).

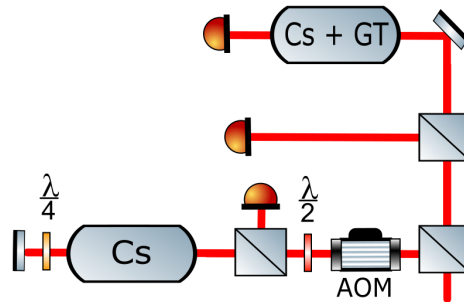


FIGURE 3.11 – Montage utilisé pour la mesure de la fréquence du laser. En amont de l’asservissement de la fréquence, le montage est le même que dans la figure 2.9. La cellule Cs est celle utile à l’asservissement de la fréquence laser, remplie de Cs pur, la cellule CS + GT est la cellule utilisée pour l’asservissement de la fréquence de l’horloge et est donc remplie de Cs et d’un gaz tampon. Le modulateur d’amplitude AOM sert à décaler et à moduler la fréquence du laser comme montré sur la figure 3.12 (a).

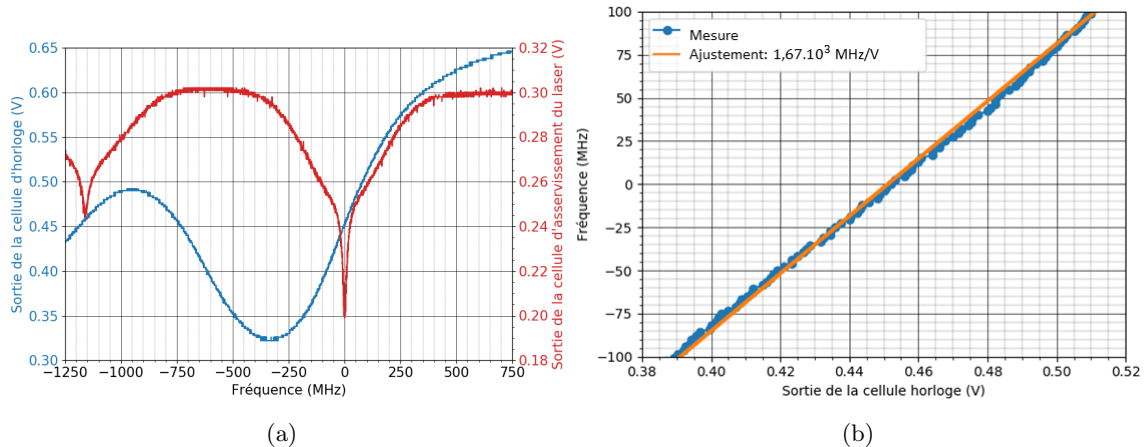


FIGURE 3.12 – (a) Absorptions des cellule d’horloge (en bleu) et d’asservissement de la fréquence du laser (en rouge) décalées d’environ 350 MHz afin de mesurer les variations de fréquences du laser par le biais des variations de puissance en sortie de la cellule d’horloge. (b) Conversion des variations de puissance sur la photodiode en variation de fréquence du laser. La courbe bleue correspond à la mesure et celle en orange à un ajustement par une droite des moindres carrés.

Pour finir, la température de la cellule d’horloge est régulée. De cette manière, les variations de signal normalisées que nous observons sur la photodiode située derrière la cellule de Cs + GP correspondront uniquement aux variations de fréquence du laser. Cette méthode de mesure, malgré une moins bonne précision par rapport aux méthodes nommées plus haut, présente l’avantage d’avoir une mesure directe des fluctuations de l’écart entre les fréquences de résonances des deux cellules.

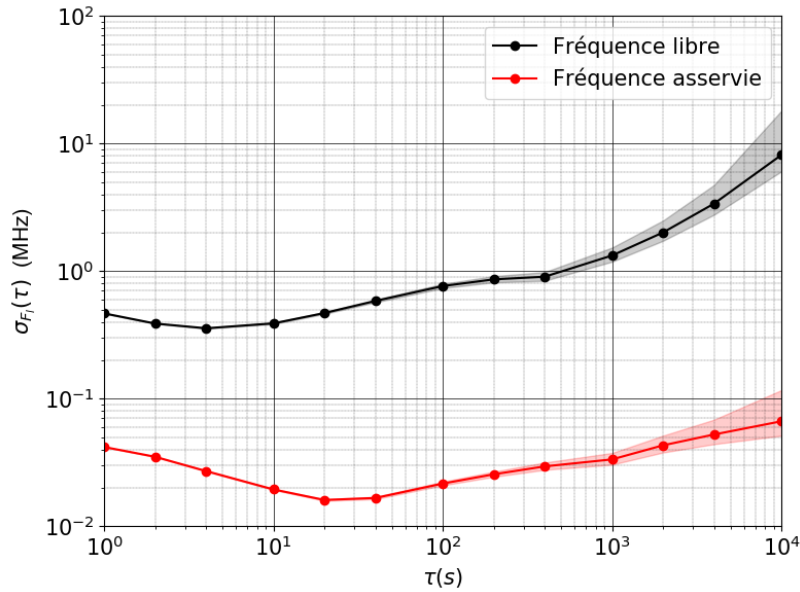


FIGURE 3.13 – Variances d'Allan de la fréquence du laser (noir libre et rouge asservie).

En effet, celles-ci peuvent varier indépendamment. Sur la figure 3.12 (b), on peut déduire une pente de $1,67 \text{ MHz.mV}^{-1}$ autour de la fréquence du laser. On calcule alors la stabilité de fréquence du laser reportée dans la figure 3.13. Là aussi, on observe un gain global d'un facteur 10 par rapport au laser libre avec un niveau de $3,2 \cdot 10^{-2} \text{ MHz}$ à 1000 s.

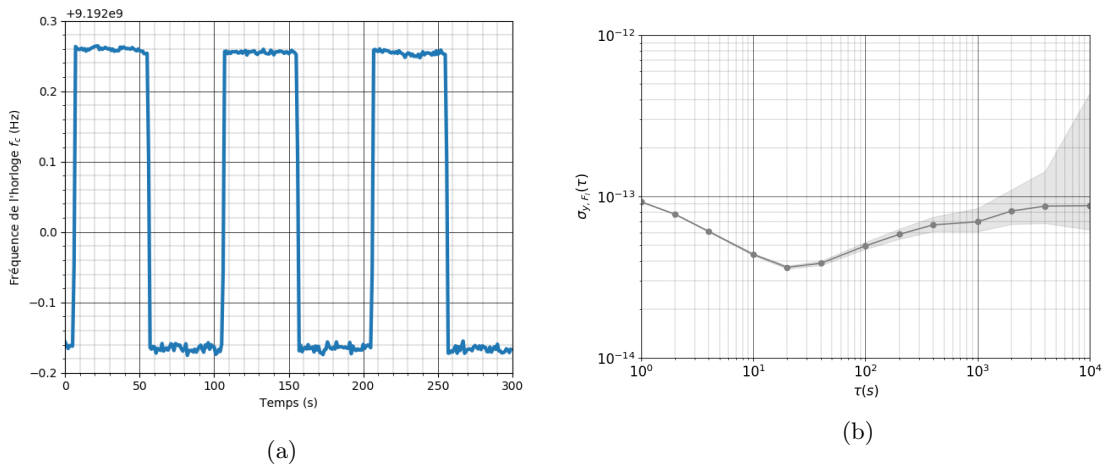


FIGURE 3.14 – (a) Mesure de la sensibilité de la fréquence de l'horloge aux variations de fréquence du laser. On applique un signal carré de $\pm 10 \text{ MHz}$ autour de la fréquence du laser ce qui donne un écart de Δ_{F_l} de 422 mHz sur la fréquence de l'horloge. (b) Contribution de la fréquence du laser à la stabilité de la fréquence de l'horloge.

Ensuite, pour estimer la contribution du bruit de fréquence à la stabilité de l'horloge, nous déterminons la sensibilité de la fréquence de l'horloge aux variations de la fréquence du laser. Pour ce faire, nous faisons varier de ± 10 MHz la fréquence du laser et on observe l'impact sur la fréquence de l'horloge. Ces résultats sont reportés dans la figure 3.14 (a), nous mesurons un écart $\Delta\nu_c$ de 422 mHz sur la fréquence de l'horloge et donc une sensibilité de $-21,1 \text{ mHz.MHz}^{-1}$. Enfin, nous pouvons estimer la contribution de la fréquence en utilisant l'équation 3.6, ce qui nous donne une contribution de $7,00.10^{-14}$ à 1000 s.

3.3.2 Température de la cellule

La température de la cellule influe à la fois sur le signal détecté en sortie de cette dernière et sur la fréquence de résonance, comme expliqué dans la partie 2.3.5.1. Il est donc important de la réguler en température pour éviter les dérive de fréquence. Sur la figure 3.15 (a), on voit qu'une certaine plage de température est à favoriser pour la régulation thermique. En effet, la sensibilité y est moins grande et donc les variations de températures dans cette plage seront moins impactantes sur la fréquence de l'horloge. Jusqu'à 39°C , nous avons une sensibilité de $0,25 \text{ Hz.K}^{-1}$. La contribution de la température de la cellule à stabilité de l'horloge est donc de $1,48.10^{-15}$ à 1000 s et est reportée dans la figure 3.15 (b).

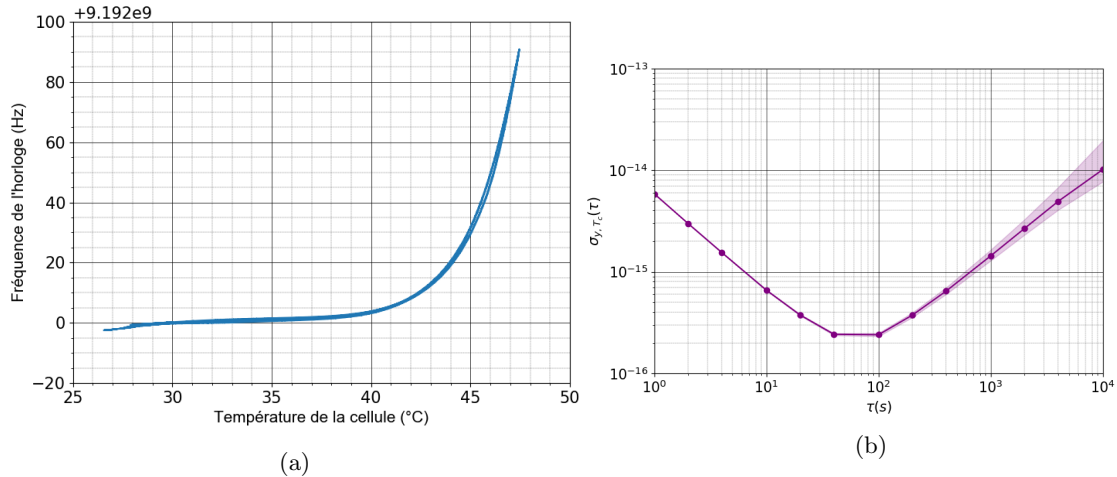


FIGURE 3.15 – (a) Influence de la température de la cellule d'horloge sur la fréquence. On voit que jusqu'à 39°C , la sensibilité est moins importante. (b) Contribution de la température de la cellule à la stabilité de la fréquence de l'horloge.

3.3.3 Champ magnétique

Comme expliqué dans la partie 2.3.5.1 sur le résonateur atomique, les sous-niveaux Zeeman sont très sensibles au champ magnétique. C'est pour cela que nous allons mesurer les fluctuations du champ magnétique avec les résonances CPT $|F = 3, m_F = \pm 1\rangle$ à $|F = 4, m_F = \pm 1\rangle$.

3.3.3.1 Calibration

Pour estimer l'impact de ces fluctuations sur la fréquence de l'horloge, nous commençons par établir le coefficient de conversion courant-champ magnétique. Pour ce faire, nous reprenons l'équation

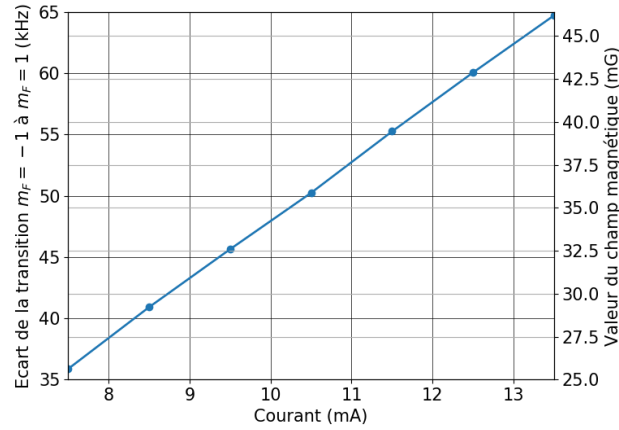


FIGURE 3.16 – Etalonnage de la valeur du champ magnétique par le biais de l'écartement en fréquence des résonances $|F = 3, m_F = \pm 1\rangle$ à $|F = 4, m_F = \pm 1\rangle$ par le biais du courant de l'alimentation.

(2.23). Nous mesurons l'écart à la transition 0-0 de la transition 1-1 pour différentes valeurs de courants. Cet écart valant $2 \times 700,84 \text{ kHz.G}^{-1}$, on peut en déduire la valeur du champ \mathbf{B} . Ces mesures sont reportées dans la figure 3.16, nous en déduisons le coefficient de conversion $3,42 \text{ mG.mA}^{-1}$. Ensuite, nous asservissons l'oscillateur local sur la transition 0-0 et on fait varier la champ magnétique par le biais du courant. La mesure est reportée dans la figure 3.17, nous avons une sensibilité de $25,9 \text{ mHz.mG}^{-1}$ autour de notre valeur du champ de $35,9 \text{ mG}$.

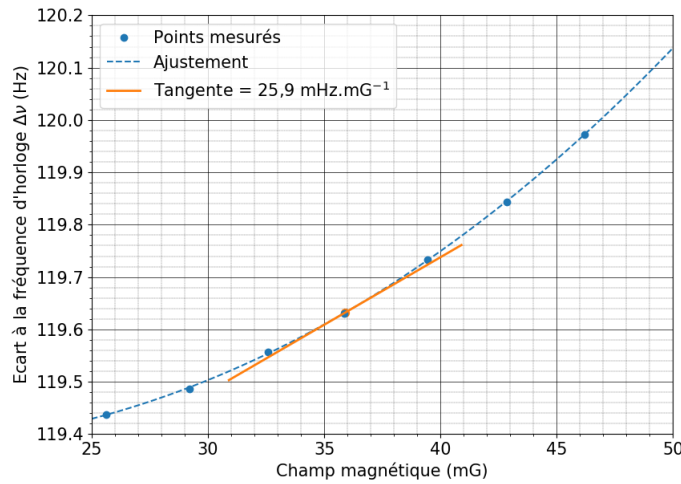


FIGURE 3.17 – Sensibilité au champ magnétique statique de la fréquence de l'horloge. Les points bleus sont les mesures, les pointillés de la même couleur un ajustement réalisé à partir de polynômes et en orange la tangente à $35,9 \text{ mG}$.

En théorie, d'après [50], les variations de la transition d'horloge $|F = 3, m_F = 0\rangle$ à $|F = 4, m_F =$

0) sous un champ magnétique \mathbf{B} s'écrivent :

$$\nu_{00}(B) = \nu_0 + 427,5 B^2. \quad (3.10)$$

Ici, B est la valeur du champ magnétique en Gauss et ν_0 la transition non perturbée. Si on dérive cette expression alors elle devient :

$$d\nu_{00} = 854,9 B dB. \quad (3.11)$$

Nous déduisons alors une sensibilité théorique $\frac{d\nu_{00}}{dB}$ telle que $\frac{d\nu_{00}}{dB} = 854,9 B$ et donc $30,7 \text{ mHz.mG}^{-1}$ autour de $35,9 \text{ mG}$. On constate une disparité entre la valeur théorique calculée et la valeur mesurée. Nous attribuons cet écart à l'inhomogénéité du champ magnétique.

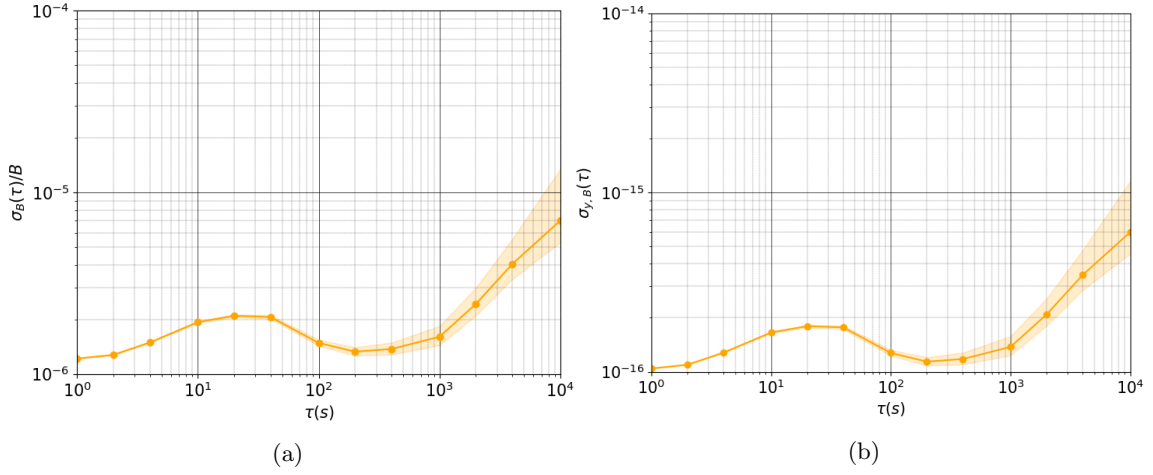


FIGURE 3.18 – (a) Stabilité de $\frac{\sigma_B}{B}$. (b) Contribution du champ magnétique à la stabilité de fréquence $\sigma_{y,B}(\tau)$.

3.3.3.2 Stabilité du champs magnétique

Nous asservissons maintenant la fréquence de l'oscillateur local sur la résonance $|F = 3, m_F = 1\rangle$ à $|F = 4, m_F = 1\rangle$, afin de mesurer les variations du champ magnétique au cours du temps. Précisons que dans les calculs qui vont suivre, les fréquences et les coefficient sont exprimés en Hz et B en G. D'après [50], on peut écrire :

$$\nu_{11} = \nu_{00} + 700840 B, \quad (3.12)$$

où ν_{11} est la fréquence de la transition $|F = 3, m_F = 1\rangle$ à $|F = 4, m_F = 1\rangle$, en négligeant les termes quadratiques. Si on dérive cette expression, on peut alors écrire la relation :

$$d\nu_{11} = 700840 dB. \quad (3.13)$$

Dans l'approximation des petites fluctuations, nous pouvons estimer que les variations de δ_{11} sont proportionnelles aux variations du champ \mathbf{B} appelées δ_B . Alors, en utilisant l'équation 3.11 :

$$\frac{\delta\nu_{00}}{\nu_0} = \frac{854,9}{\nu_0} B dB = \frac{854,9}{700840\nu_0} B \delta\nu_{11}. \quad (3.14)$$

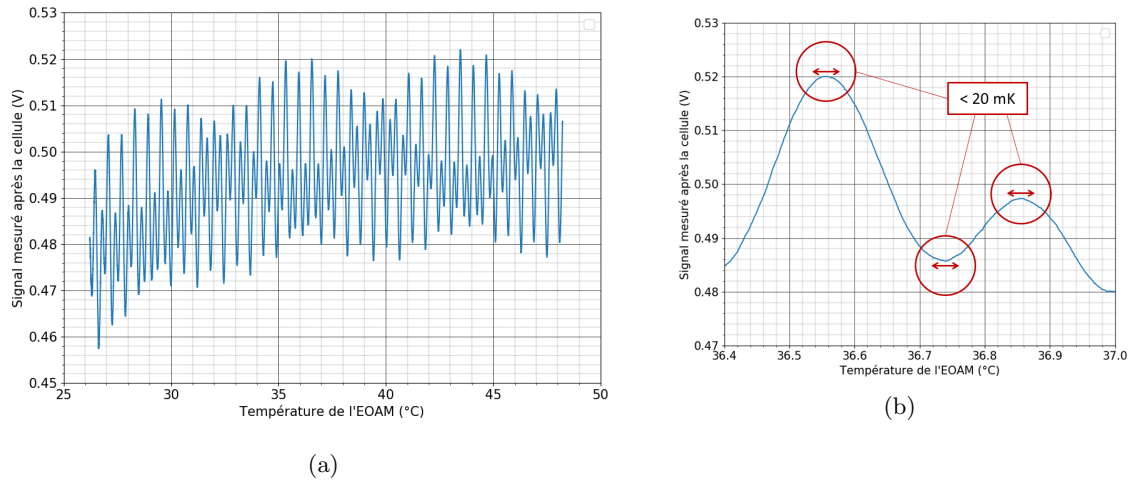


FIGURE 3.19 – (a) Évolution du signal transmis en sortie de la cellule d’horloge en fonction de la température du modulateur d’amplitude EOAM. (b) Agrandissement autour de la zone [36,4°C : 37,0°C].

Les résultats des variations de $\frac{\sigma_B}{B}$ et de la contribution du champ magnétique à la stabilité de fréquence $\sigma_{y,B}$ sont reportés dans la figure 3.18. Nous mesurons alors une contribution de $1,3 \cdot 10^{-16}$ à 1000 s.

3.3.4 Modulateur électro-optique d’amplitude (EOAM)

Notre modulateur électro-optique d’amplitude (EOAM), chargé de faire varier la polarisation du faisceau laser, s’est révélé être une des principales contributions à la stabilité de la fréquence de l’horloge à 1000 s. En effet, nous avons mesuré une influence directe entre sa température et son niveau de sortie. Nous attribuons cette sensibilité thermique à des réflexions internes au modulateur d’amplitude EOAM. Ce dernier est composé de deux cristaux triangulaires placés en quinconce séparés d’une distance de l’ordre du millimètre. Malgré plusieurs essais d’alignement, nous n’avons pas réussi à nous débarrasser de cet effet. Ces mesures sont reportées dans la figure 3.19(a). On remarque que l’influence de la température du modulateur d’amplitude EOAM sur le signal en sortie de la cellule n’est pas linéaire, ce qui rend la détermination de cette contribution complexe. De plus, les plages de température où la sensibilité s’inverse sont assez étroites, de l’ordre de 20 mK, comme montré sur la figure 3.19(b). L’asservissement de la température de l’EOAM ne pourra donc être qu’une solution temporaire, en attendant de remplacer le modulateur par un autre ne présentant pas cette caractéristique thermique, comme une lame à cristaux liquides par exemple.

Nous choisissons donc dans un premier temps d’asservir la température du modulateur d’amplitude EOAM autour de 36,56 °C, où la transmission présente un maximum tout en étant une température ne risquant pas d’endommager le modulateur sur de longues durées. Afin de pouvoir calculer la contribution de la température de l’EOAM à la stabilité de la fréquence de l’horloge de la manière la plus précise possible, nous avons fait varier la température de ce dernier autour du point du consigne. On retrouve, comme attendu, un comportement similaire à celui montré dans la figure 3.19(b). On choisit de modéliser la sensibilité autour de 36,56 °C comme dans la figure 3.20 à l’aide

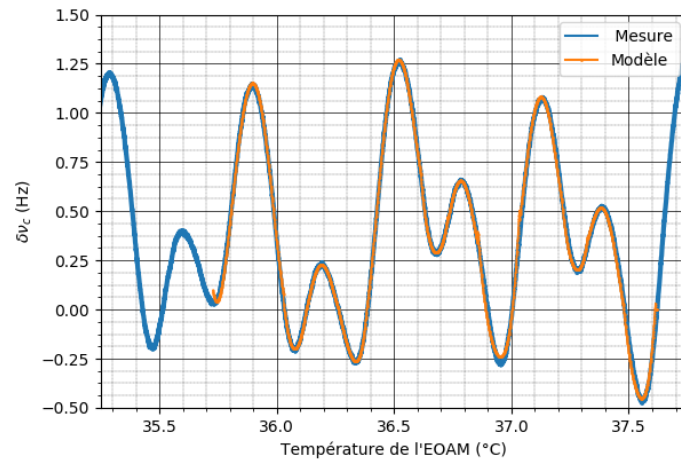


FIGURE 3.20 – Mesure de la fréquence de l’horloge en fonction de la température du modulateur d’amplitude EOAM (en bleu) et modèle permettant de convertir les fluctuations de températures de l’EOAM en fluctuations de fréquences de l’horloge (en orange)

d’un ensemble de polynômes définis sur une plage de températures données.

Notre modèle est donc efficace sur une plage de température de 35,75 °C à 37,50 °C. On retrouve en figure 3.21 la stabilité de la température mesurée ainsi qu’une mesure temporelle typique. On remarque que la température reste bien dans le modèle déterminé précédemment durant plusieurs heures, confirmé par la stabilité inférieure à 1 mK jusqu’à 1000 s.

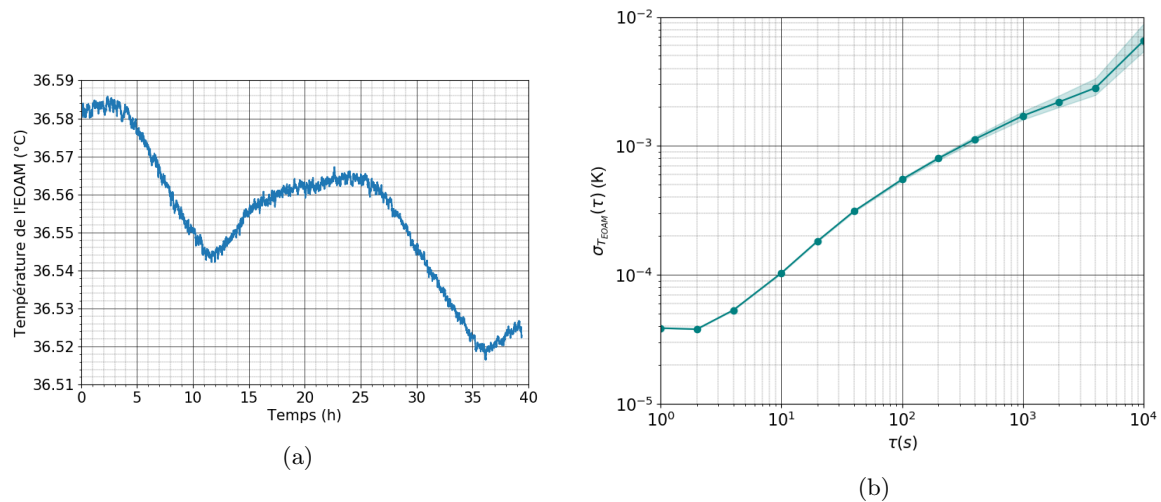


FIGURE 3.21 – (a) Mesure typique de température du modulateur d’amplitude EOAM. (b) Stabilité de la température de l’EOAM.

Nous pouvons alors utiliser la mesure temporelle de la température pour en déduire sa contribution à la stabilité de la fréquence de l’horloge. Les mesures de la température de du modulateur d’amplitude EOAM, enregistrée de façon synchrone avec la fréquence de l’horloge, sont injectées

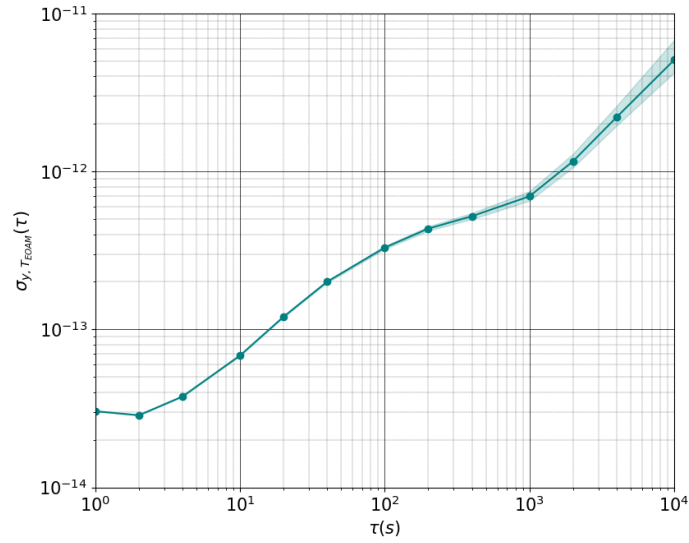


FIGURE 3.22 – Contribution à la fréquence de l’horloge de la température du modulateur d’amplitude EOAM.

dans notre modèle. Il en ressort donc des fréquences $\Delta\nu_{T_{EOAM}}$, qui correspondent aux écarts autour de la porteuse ν_c . La contribution de la température du modulateur d’amplitude EOAM peut donc s’écrire :

$$\sigma_{y, T_{EOAM}}(\tau) = \frac{\sigma_{\Delta\nu_{T_{EOAM}}}(\tau)}{\nu_c} \quad (3.15)$$

La contribution de la température du modulateur d’amplitude EOAM à la fréquence de l’horloge est reportée dans la figure ci-dessous est à un niveau $6,93 \cdot 10^{-13}$ à 1000 s.

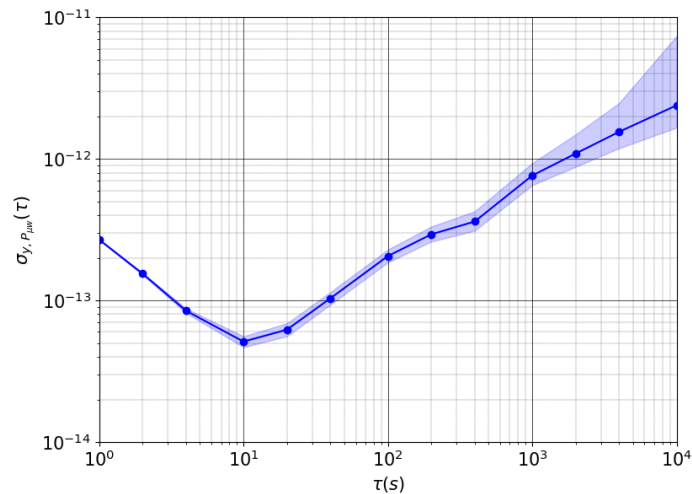


FIGURE 3.23 – Contribution de la puissance micro-onde à la stabilité de fréquence de l’horloge.

3.3.5 Puissance micro-onde

En utilisant la méthode explicitée dans la partie 3.2.6, nous pouvons calculer la contribution de la puissance micro-onde à la fréquence de l'horloge. Avec une sensibilité mesurée de $-7,86 \text{ Hz.dB}^{-1}$, nous obtenons la contributions montrée dans la figure 3.23 de $\sigma_{y,Pw} = 7,64.10^{-13}$ à 1000 s.

3.4 Résultats et conclusion

Le budget des incertitudes à 1000 s est reporté dans le tableau 3.2. On remarque que la stabilité est principalement limité par la puissance micro-onde et la température du modulateur d'amplitude, ainsi que, dans une bien moindre mesure, la fréquence du laser. La somme quadratique de ces contributions est donnée pour $1,0.10^{-12}$.

Nous avons mesuré une stabilité de $2,1.10^{-12}$ dans les figures 3.8 et 3.24, ce qui est en accord raisonnable avec la valeur calculée, vu l'hypothèse faite de grandeurs non corrélées. Sur la figure 3.24 où sont montrées les principales contributions à la stabilité de la fréquence de l'horloge on voit bien qu'hormis les trois principales limitations, les autres paramètres sont à un niveau suffisant pour atteindre les 10^{-15} dans un temps d'intégration de plusieurs centaines de secondes.

Cet objectif peut sembler lointain, mais il n'est pas irréaliste. Premièrement, la stabilité de la fréquence du laser est grandement influencée par celle de la puissance micro-onde. En effet, comme spécifié précédemment, la puissance micro-onde influe sur les bandes latérales, et donc change le profil de l'absorption sur laquelle on s'asservit. En d'autres termes, les variations de puissance micro-onde entraînent des variations de fréquence laser. Asservir la puissance micro-onde serait donc un bon moyen de réduire sa contribution mais aussi celle de la fréquence du laser. Enfin, la contribution de la température du modulateur d'amplitude EOAM pourrait être réduite en travaillant de manière approfondie sur l'électronique d'asservissement afin de repousser la dérive ainsi qu'en réfléchissant à une meilleure isolation du modulateur. Cependant, on pourrait aussi envisager de changer ce modulateur pour une autre bascule de polarisation, comme une lame à cristaux liquides commandée électriquement, qui ne devrait pas présenter les mêmes problèmes de dépendances thermiques.

En conclusion, nous avons dressé un bilan détaillé des contributions à la stabilité de fréquence de l'horloge, à 1 s et 1000 s. Ces bilans se sont avérés être en adéquation avec les valeurs mesurées. Une stabilité de $2,9.10^{-13}$ à 1 s a été mesurée, avec un écart-type d'Allan en $\tau^{-\frac{1}{2}}$ jusqu'à 100 s de temps de moyennage dans les meilleures conditions. Cependant, les principales limites établies à 1000 s, actuellement la température du modulateur d'amplitude EOAM et surtout la puissance micro-onde, dégradent la stabilité sur des temps plus longs et la restreignent à un niveau de $2,1.10^{-12}$ à 1000 s.

Dans le chapitre suivant, nous allons discuter d'une nouvelle méthode d'asservissement de la puissance micro-onde et montrer les nouveaux résultats de stabilité et du bilan associé.

Source de bruit	Coefficient	Contribution $\sigma_y(1000s)$
Amplitude laser	16,1 Hz.mW ⁻¹	7,10.10 ⁻¹⁵
Fréquence laser	- 21,1 mHz.MHz ⁻¹	7,00.10 ⁻¹⁴
Champ magnétique	25,9 mHz.mG ⁻¹	1,30.10 ⁻¹⁶
Température EOAM		6,93.10 ⁻¹³
Température cellule	0,25 Hz.K ⁻¹	1,48.10 ⁻¹⁵
Puissance micro-onde	-7,86 Hz.dB ⁻¹	7,64.10 ⁻¹³
Total		1,0.10 ⁻¹²

TABLE 3.2 – Budget des contributions à la stabilité de fréquence de l’horloge à 1000 s

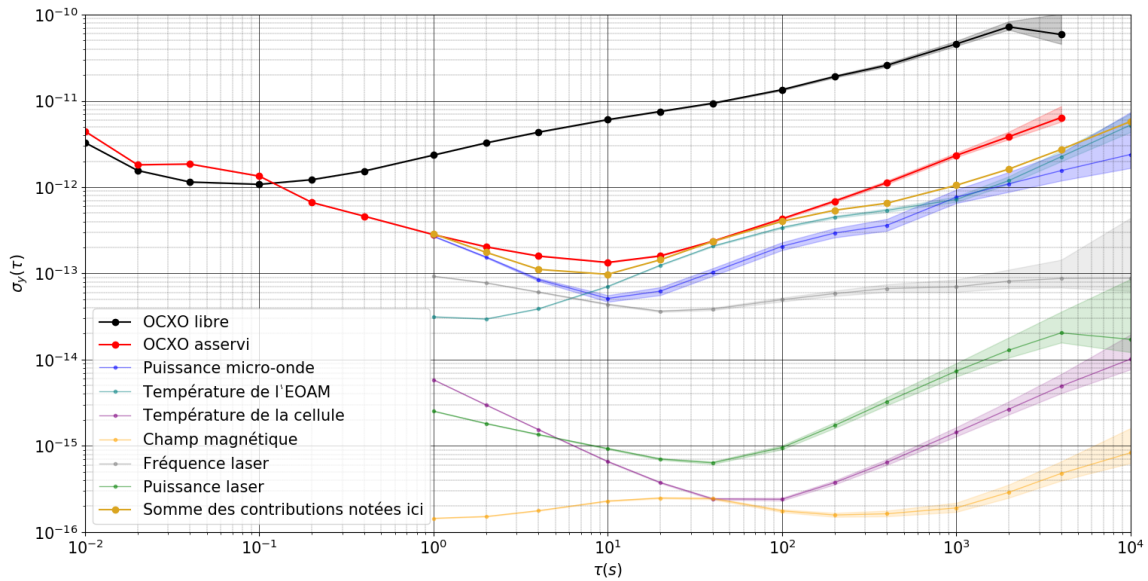


FIGURE 3.24 – Stabilité de l’OCXO libre (noir) et asservi (rouge). On retrouve aussi les principales contributions, à savoir la puissance HF (bleu), la température du modulateur d’amplitude EOAM (turquoise), la température de la cellule (violet), le champ magnétique (orange), la fréquence (gris) et la puissance (vert) laser. On retrouve aussi la somme quadratique des contribution en doré.

Chapitre 4

Correction de la puissance micro-onde

Nous avons précédemment évoqué les limitations de la stabilité de fréquence de l'horloge. Il a été établi que la puissance micro-onde était l'une des principales contributions et qu'améliorer sa stabilité était nécessaire afin d'améliorer la stabilité de la fréquence sur les temps longs. Précisons encore une fois qu'à travers la puissance micro-onde, c'est la répartition de puissance entre les bandes latérales que nous observons.

Dans ce chapitre, nous allons voir le principe physique de l'effet AC Stark (ou effet de déplacement lumineux) et son implication pour le signal atomique. Ensuite, nous montrerons une des particularités de l'horloge DM-CPT, qui est de changer le signe du déplacement lumineux en fonction de la puissance micro-onde. Enfin, nous parlerons d'une nouvelle méthode de correction de la puissance micro-onde utilisant cette propriété et présenterons les nouveaux résultats de stabilité obtenus. Nous conclurons en discutant des nouvelles limitations.

4.1 Principe physique du déplacement lumineux

Le déplacement lumineux (aussi appelé effet AC Stark) a été découvert en 1955 par S. Autler et C. Townes au MIT [64]. Il s'agit du décalage des niveaux d'énergie dans un atome sous l'action d'un champ électromagnétique. Dans le cas du CPT, on peut le représenter comme sur la figure 4.1. Dans les faits, cela va décaler le signal atomique comme sur la figure 4.2 (a). Ainsi, le 0 du signal

d'erreur est décalé de la même manière (figure 4.2 (b)). Dans le cas idéal, la boucle d'asservissement va corriger la fréquence de l'oscillateur local de façon à avoir le signal d'erreur $S(\delta_F) = 0$. Cependant, sous l'influence d'un champ laser on va avoir $S(\delta_F - \Delta_{Pl}) = 0$ car ce décalage est proportionnel à l'intensité laser.

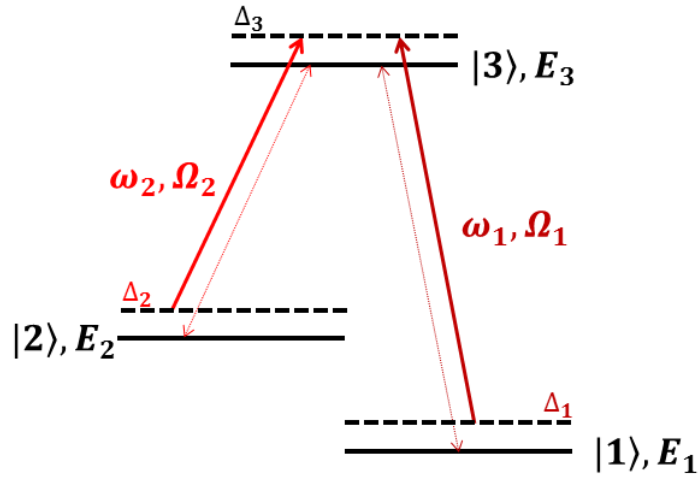


FIGURE 4.1 – Schéma représentant de le décalage des niveaux d'énergie sous l'effet d'un champ électromagnétique

Ainsi, l'oscillateur local sera asservi sur $\delta_F = \Delta_{Pl}$ et dépend donc des variations de la puissance laser. Nous avons vu dans le chapitre précédent que la puissance laser n'était pas limitante et donc que nous ne sommes pas impactés par cet effet de façon prépondérante par rapport aux autres contributions. Seulement, dans le cadre de la DM-CPT, le déplacement lumineux dépend aussi de la puissance micro-onde, comme nous allons le voir dans la section suivante.

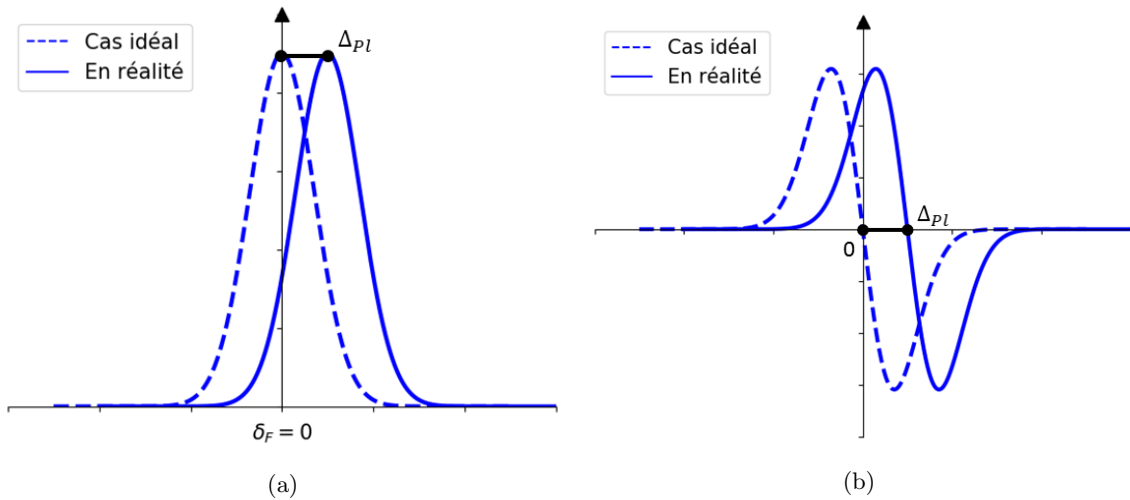


FIGURE 4.2 – (a) Signal atomique idéal en pointillés et sous l'influence d'un champ laser en trait plein. (b) Signaux d'erreur associés aux signaux atomiques représentés en (a).

4.2 Particularité de l'horloge DM-CPT

Dans notre cas, l'influence du déplacement lumineux sur la fréquence de l'horloge dépend de la puissance laser totale mais aussi de sa répartition entre les deux bandes latérales et donc de la puissance micro-onde. C'est ce que l'on voit dans les mesures reportées dans la figure 4.3. Précisons que ce sont les écarts à partir d'une valeur de la fréquence de l'horloge non représentée ici, ce qui nous intéresse étant le déplacement de la fréquence. Il apparaît que le signe et la valeur du déplacement de fréquence de l'horloge change selon la puissance laser et peut évoluer en fonction de la puissance micro-onde. Ce comportement peut-être expliqué par l'analyse du déplacement lumineux par O. Kozlova dans sa thèse [62] : l'influence sur la fréquence de l'horloge de la puissance laser dépend peu des variations de puissance totale mais beaucoup plus de la répartition de puissance entre les différentes bandes latérales, liée à la puissance micro-onde dans notre cas. Il faut donc inclure le déplacement dû à chacune des fréquences laser des bandes latérales. Ce que nous observons en figure 4.3 est donc la somme de ces contributions, ce qui explique les changements de signe et de valeur du déplacement.

On remarque que pour chaque puissance micro-onde, il existe une plage de puissance laser où la sensibilité au déplacement lumineux est annulée au premier ordre. Il est alors convenient de choisir une puissance laser et une puissance micro-onde permettant de bénéficier de cette particularité et baisser la contribution de la puissance laser.

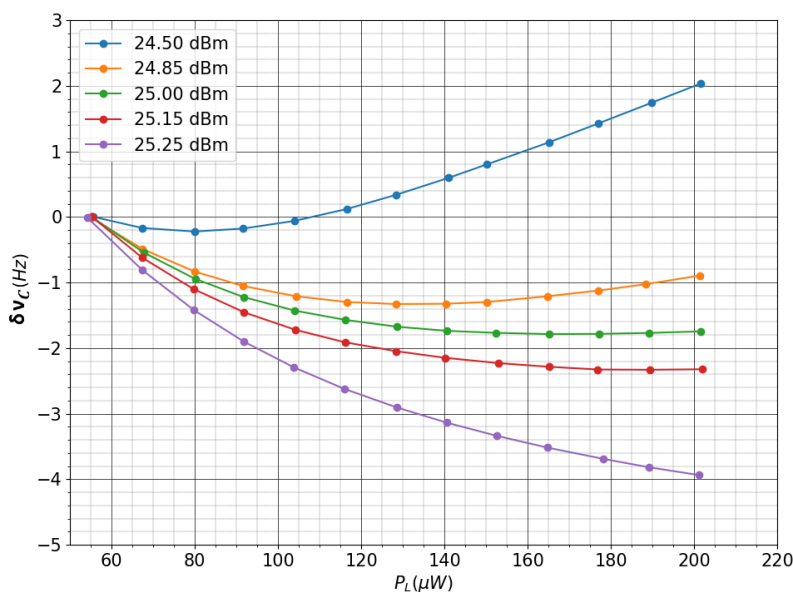


FIGURE 4.3 – Déplacement de la fréquence de l'horloge en fonction de la puissance laser pour différentes puissances micro-onde.

Cependant, cette propriété de l'horloge DM-CPT peut-être utilisée afin d'asservir la puissance micro-onde, l'une des principales limitations aux variations de fréquence de l'horloge.

4.3 Nouvelle séquence temporelle

Notre idée est de moduler la puissance optique en entrée de la cellule et de mesurer le déplacement de fréquence. Cette technique, inspirée par une collaboration entre l'INRIM, Femto-ST et le SYRTE [70] ainsi que [65], a été proposée par C. Calosso (INRIM) et développée avec ce dernier. Ainsi nous pourrions créer un signal d'erreur qui nous permettra d'asservir la puissance micro-onde. Une fois cette dernière régulée, nous devrions pouvoir réduire sa contribution à la stabilité de la fréquence d'horloge, mais aussi les contributions de la puissance et la fréquence laser. En d'autres termes, nous régulerions la puissance micro-onde sur le signal atomique. Pour ce faire, nous ajoutons un modulateur d'amplitude avant la cellule de l'horloge au montage précédemment montré. Ce nouveau montage est montré en figure 4.4. Nous allons maintenant entrer plus en détails dans le fonctionnement de la séquence temporelle et comment nous pouvons corriger la fréquence de l'oscillateur et la puissance micro-onde avec les mêmes signaux atomiques détectés.

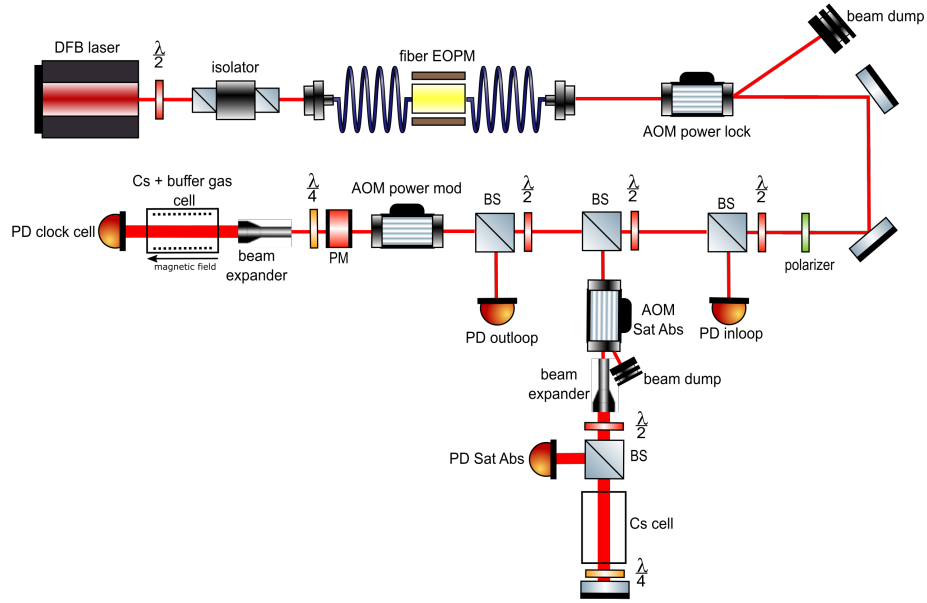


FIGURE 4.4 – Nouveau schéma de l'horloge atomique DM-CPT. Un modulateur d'amplitude acousto-optique (AOM) a été ajouté avant la cellule de l'horloge afin de moduler la puissance laser, noté AOM power mod sur le schéma.

4.3.1 Principe de fonctionnement

Nous avons établi plus haut que le déplacement lumineux va décaler le signal atomique comme sur la figure 4.2 (b) d'une valeur Δ_{PI} . Dans la séquence temporelle utilisée jusqu'alors, nous avions le signal S tel que :

$$S(\delta_\nu - \Delta_{PI}) = 0. \quad (4.1)$$

Etant donné que la puissance laser varie au cours du temps, alors l'équation précédente devient :

$$S(\delta_\nu - \Delta_{PI}(t)) = 0. \quad (4.2)$$

Nous voyons alors comment le déplacement lumineux peut impacter durablement la stabilité de la fréquence de l'horloge, puisque $\Delta_{P_l}(t)$ va varier au cours du temps. L'oscillateur local sera alors corrigé en fonction de la valeur du déplacement lumineux et pas seulement de ses variations de fréquences. La figure 4.3 montre que le déplacement lumineux dépend de la puissance micro-onde avec une zone où la sensibilité est annulée.

Maintenant considérons que l'on travaille successivement à deux puissances laser P_1 et P_2 avec $P_1 < P_2$. De plus, nous les choisissons de telle sorte que le déplacement de fréquence entre les deux puissances laser est le même pour une valeur de la puissance micro-onde donnée comme sur la figure 4.5. Donc la valeur de la fréquence de l'horloge ν_d est la même pour ces deux puissances laser.

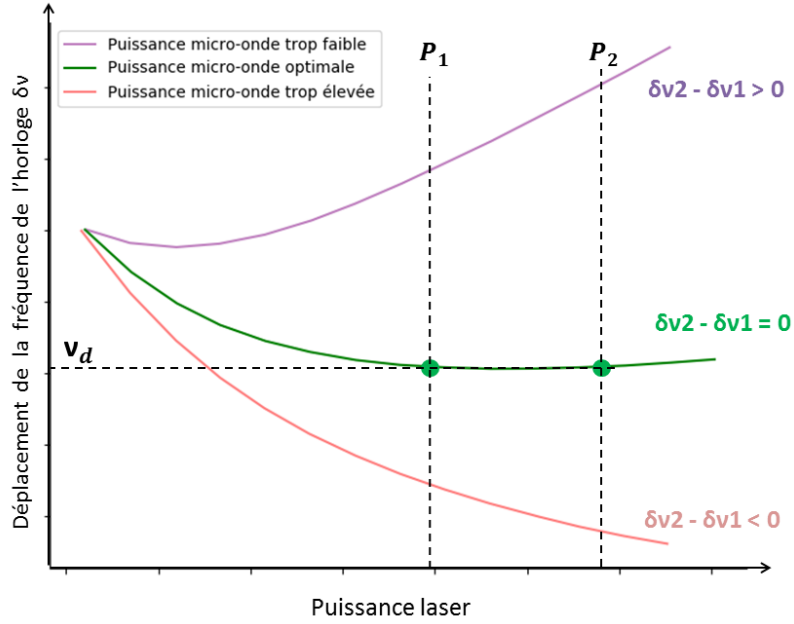


FIGURE 4.5 – Déplacement de la fréquence de l'horloge en fonction de la puissance laser pour différentes puissances micro-onde. Les $\delta\nu_i$ avec $i = \{1,2\}$ correspondent aux déplacements de la fréquence de l'horloge sous l'action d'un champ laser de puissance P_i . Le but est de trouver la puissance micro-onde telle que $\delta\nu_2 - \delta\nu_1 = 0$. En violet, le cas où la puissance micro-onde est trop faible, en vert idéale et orange trop élevée. Cette figure fait écho aux mesures de la figure 4.3.

Précisons qu'autour de P_1 , la sensibilité de la fréquence de l'horloge à la puissance micro-onde est $a_1 dP_{\mu w}$ et $a_2 dP_{\mu w}$ autour de P_2 . Nous modulons de $\pm F_m$ la fréquence de l'horloge afin d'obtenir le signal d'erreur utile à l'asservissement de l'oscillateur. Nous avons donc dans chacun des cas, avec $i = \{1,2\}$, le signal atomique S_i avec la pente correspondante $\frac{dS_i}{d\nu}$. Enfin, pour chacune des puissances laser, à $-F_m$ cette pente vaut $-p_i$ et $+p_i$ à $+F_m$. En d'autres termes, nous avons une succession de deux séquences temporelles décrites en figure 2.24 à deux puissances laser P_1 et P_2 . Nous pouvons alors écrire le signal détecté S , pour une fluctuation de la fréquence de l'horloge $d\nu = \nu - \nu_d$ et une fluctuation de la puissance micro-onde $dP_{\mu w}$:

$$S(-F_M, P_1) = S_1 - p_1[d\nu - a_1 dP_{\mu w}], \quad (4.3)$$

$$S(+F_M, P_1) = S_1 + p_1[d\nu - a_1 dP_{\mu w}], \quad (4.4)$$

$$S(-F_M, P_2) = S_2 - p_2[d\nu - a_2 dP_{\mu w}], \quad (4.5)$$

$$S(+F_M, P_2) = S_2 + p_2[d\nu - a_2 dP_{\mu w}]. \quad (4.6)$$

Nous établissons S_A et S_B tels que :

$$S_A = S(+F_M, P_1) - S(-F_M, P_1) = 2p_1[d\nu - a_1 dP_{\mu w}], \quad (4.7)$$

$$S_B = S(+F_M, P_2) - S(-F_M, P_2) = 2p_2[d\nu - a_2 dP_{\mu w}]. \quad (4.8)$$

Dans le cas où la pente $\frac{dS_1}{d\nu} = \frac{dS_2}{d\nu}$, alors $p_1 = p_2 = p$. S_A et S_B se réécrivent alors :

$$S_A = 2p[d\nu - a_1 dP_{\mu w}], \quad (4.9)$$

$$S_B = 2p[d\nu - a_2 dP_{\mu w}]. \quad (4.10)$$

Dans ce cas nous pouvons utiliser S_A et S_B pour corriger la puissance micro-onde $P_{\mu w}$ et la fréquence l'oscillateur local :

$$S_B - S_A = 2p(a_1 - a_2)dP_{\mu w} \quad (4.11)$$

$$S_B + S_A = 2p[2d\nu - (a_1 + a_2)dP_{\mu w}] \quad (4.12)$$

L'équation 4.11 montre qu'en soustrayant S_A et S_B on peut avoir un signal visant à corriger la puissance micro-onde en agissant sur cette dernière et avoir $dP_{\mu w} = 0$. Une fois cela fait, de la même manière, en additionnant S_B à S_A on peut corriger la fréquence de l'oscillateur local en ramenant $d\nu$ à 0 (équation 4.12).

Nous montrerons dans la partie 4.4 que les pentes des deux signaux d'erreurs peuvent être considérées comme égales dans notre cas.

4.3.2 Nouvelle séquence temporelle utilisée

La nouvelle séquence temporelle est montrée en figure 4.6. Comme expliqué dans la partie précédente, la puissance du laser est modulée entre P_1 et P_2 avec $P_1 < P_2$. Il est nécessaire de choisir deux puissances optiques assez éloignées afin d'avoir une pente du signal d'erreur suffisante pour l'asservissement de la puissance micro-onde.

Cette nouvelle séquence temporelle est très proche de celle décrite dans la partie précédente avec les signaux S_A de l'équation 4.9 et S_B de l'équation 4.10. La différence étant dans le fait que l'on double cette séquence temporelle de façon symétrique, nous avons donc quatre signaux S_A et S_B puis S_C et S_D qui sont construits respectivement de la même manière en inversant la modulation de F_M . La raison de cette séquence doublée est de supprimer les effets de mémoire des atomes décrit dans [66, 67]. Cet effet se produit lorsque la séquence temporelle est trop rapide par rapport au temps de relaxation des atomes. Cela induit une erreur sur la fréquence de l'horloge. Ne pas prévenir cet effet empêche de corriger correctement le déplacement lumineux, et donc la puissance micro-onde dans

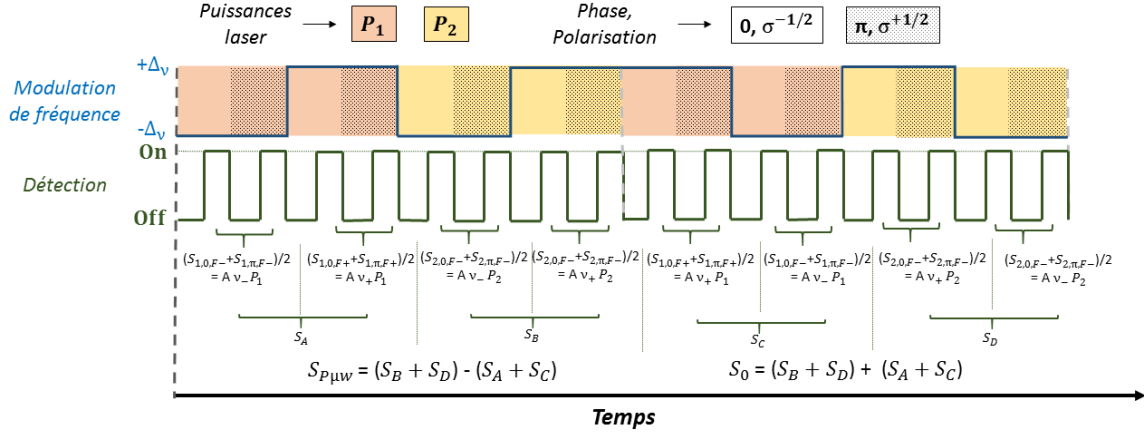


FIGURE 4.6 – Séquence temporelle utilisée pour asservir l’oscillateur local tout en corrigeant la puissance micro-onde. En orange et jaune les deux puissances lasers auxquelles nous travaillons. En grisé on voit les modulations de phase et polarisation du faisceau laser. Le trait bleu représente la modulation de fréquence de l’oscillateur local et la verte les périodes de détection. En dessous on a les sommations des signaux, $S_{P_{\mu w}}$ est le signal utilisé pour l’asservissement de la puissance micro-onde et S_0 celui pour l’asservissement de l’oscillateur.

notre cas. Les signaux détectés sont sommés de deux manières différentes, comme précédemment, afin de corriger la fréquence de l’oscillateur local et la puissance micro-onde tels que :

$$S_0 = (S_A + S_C) + (S_B + S_D), \quad (4.13)$$

$$S_{P_{\mu w}} = (S_A + S_C) - (S_B + S_D). \quad (4.14)$$

Avec les S_A , S_B , S_C et S_D les signaux issues des quatre parties de la séquence temporelle. Ici, S_0 est le signal utilisé pour asservir l’oscillateur et $S_{P_{\mu w}}$ la puissance micro-onde.

4.4 Établissement des points de fonctionnement

Une méthode similaire, visant à corriger le déplacement lumineux, a été présentée dans [68, 67]. Il y est montré que travailler à deux puissances optiques différentes peut impacter la stabilité de l’horloge. Ceci est dû à l’impact sur le signal et la différence de signaux d’erreurs dues aux deux puissances. Dans [67], pour palier à ce problème et normaliser les signaux mesurés, des coefficients sont appliqués lors de l’addition des signaux d’erreurs. Dans le cadre de cette méthode, on a :

$$S_0 = \eta_2 \frac{S_B + S_D}{De_2} + \eta_1 \frac{S_A + S_C}{De_1}, \quad (4.15)$$

$$S_{P_{\mu w}} = \frac{S_B + S_D}{De_2} - \frac{S_A + S_C}{De_1}. \quad (4.16)$$

Ici, De_1 et De_2 sont des termes servant à la normalisation. Les η_1 et η_2 servent à pondérer chacun des signaux afin de donner plus de poids au signal de la puissance offrant la meilleure stabilité à 1 s.

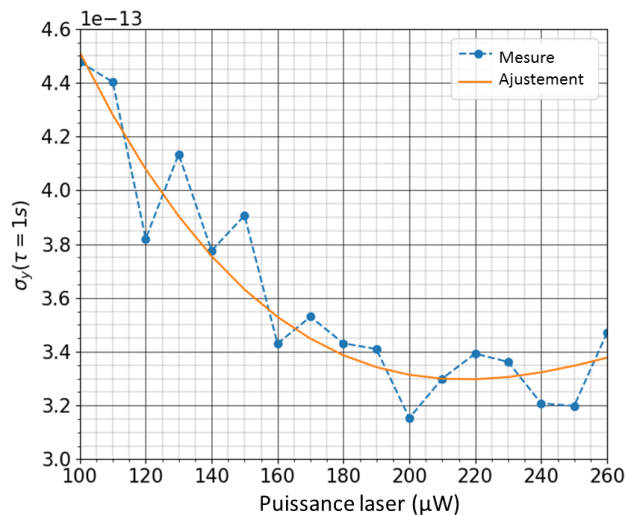


FIGURE 4.7 – Stabilité de la fréquence de l’horloge DM-CPT à 1 s en fonction de la puissance laser. Les mesures ont été effectuées avec la séquence décrite en 2.24, on a alors $t_w = 0,5$ ms. En bleu nous avons les mesures et en orange une courbe d’ajustement réalisée avec un polynôme du 3^{eme} ordre.

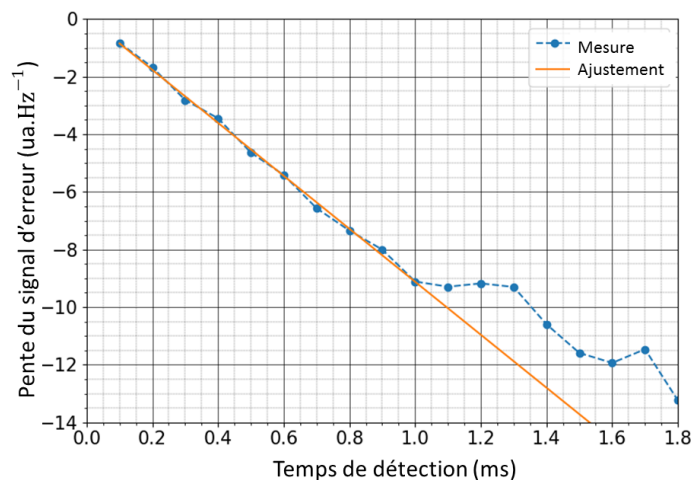


FIGURE 4.8 – Pente du signal d’erreur en fonction du temps de détection t_w , pour une puissance laser de 187 μ W. Hormis t_w , les autres autres paramètres sont ceux décrit en 2.24. En bleu nous avons les mesures et en orange une droite d’ajustement basée sur la partie linéaire des mesures.

Dans notre cas, la chaîne micro-onde ne nous permet pas d’appliquer différents coefficients lors de la somme des signaux d’erreurs. Cependant, il est possible de contourner cette limitation en choisissant judicieusement P_1 et P_2 afin d’avoir la même stabilité à 1 s dans les deux cas, ainsi le court terme ne sera pas dégradé. On peut aussi jouer sur le temps de détection afin de changer la pente du signal d’erreur.

Nous avons reporté les mesures de stabilités de fréquence de l’horloge en fonction de la puissance

laser incidente dans la figure 4.7. On choisit de travailler à $P_1 = 187 \mu\text{W}$ et $P_2 = 250 \mu\text{W}$, qui permettent une bonne stabilité à 1 s tout en étant assez éloignées pour générer un bon signal d'erreur pour la puissance micro-onde. Les mesures ont été effectuées avec la séquence décrite en figure 2.24. Nous avons alors $t_w = 0,5$ ms avec les pentes des signaux d'erreurs associées à P_1 et P_2 égales à $-4,78 \text{ ua.Hz}^{-1}$ et $-6,49 \text{ ua.Hz}^{-1}$.

En figure 4.8, nous avons mesuré l'impact du temps de détection sur la pente du signal. On voit que la pente augmente avec le temps de détection. On choisit alors de ramener la pente du signal d'erreur de P_1 à celle de P_2 . Nous augmentons donc le temps de détection et nous travaillons aux valeurs suivantes :

P_{laser} (μW)	t_w (ms)	Pente du signal d'erreur (ua.Hz^{-1})
187	0,7	-6,53
250	0,5	-6,50

TABLE 4.1 – Points de fonctionnement choisis dans le cadre de cette nouvelle séquence temporelle.

Les pentes, mêmes si très proches en termes de valeurs, ne sont pas égales. Cependant, la différence entre les deux pentes est assez faible pour être négligée. Ces valeurs ont été aussi sélectionnées pour le déplacement lumineux commun, comme montré sur la figure 4.9. Cette courbe a été réalisée avec les mêmes paramètres que la figure 4.7. Nous pouvons voir que le déplacement de la fréquence de l'horloge y est bien le même, à savoir $\delta\nu_d = -3,54 \text{ Hz}$ pour les puissances optique P_1 et P_2 .

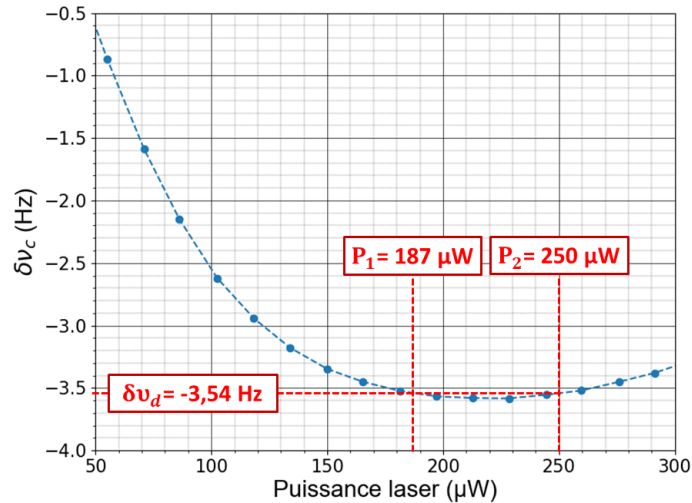


FIGURE 4.9 – Déplacement de la fréquence de l'horloge en fonction de la puissance optique avec $P_{\mu w}$ fixée à 24,5 dBm. Le décalage de la fréquence vaut $\delta\nu_d = -3,54 \text{ Hz}$ pour les puissances $P_1 = 187 \mu\text{W}$ et $P_2 = 250 \mu\text{W}$.

4.5 Nouvelles sensibilités et contributions

Nous allons maintenant passer en revue les nouvelles contributions à la stabilité de fréquence de l'horloge DM-CPT. Nous avons établi au chapitre précédent que la puissance micro-onde était l'une des plus importantes contributions de l'horloge. Or désormais le signal atomique, détecté en sortie de la cellule, va impacter la puissance micro-onde puisque l'on va rétro-agir sur cette dernière. En d'autres termes, toute modification du signal atomique va impacter la puissance micro-onde asservie sur ce dernier. Mais la correction de la puissance micro-onde va aussi agir sur la fréquence de l'horloge, d'où la nécessité de régler soigneusement la boucle d'asservissement de la puissance micro-onde et d'établir un nouveau bilan des contributions. Une autre manière de voir ce problème peut-être de dire que, dans le cadre de cette nouvelle méthode, les variations de fréquences de l'horloge seront anti-corrélées aux variations de puissance micro-onde. Cela vient du fait que la sensibilité de la fréquence à la puissance micro-onde est négative comme le montre les parties 3.2.6 et 4.5.1.

Nous allons procéder de la même manière que dans la partie 3.3 du chapitre précédent, aux différences près qu'ici nous allons laisser le temps au système de revenir à l'équilibre après chaque incrémentation d'un paramètre puis regarder son influence sur la fréquence de l'horloge et la puissance micro-onde.

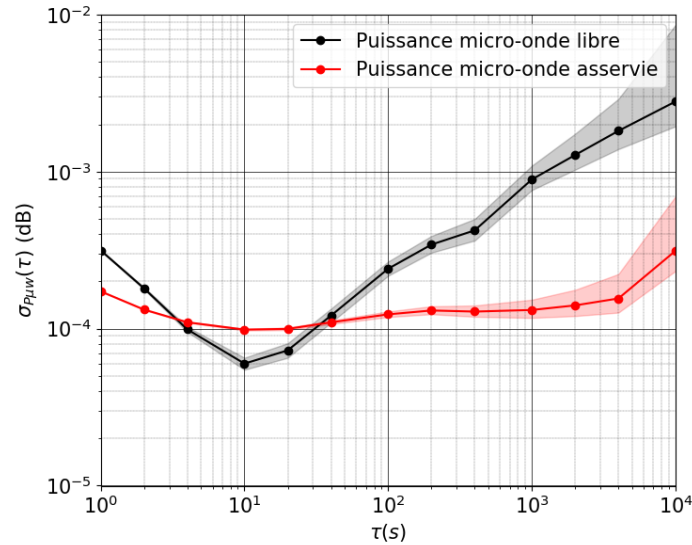


FIGURE 4.10 – Stabilité de la puissance micro-onde libre mesurée précédemment (en noir) et asservie mesurée avec notre nouvelle séquence temporelle (en rouge).

4.5.1 Puissance micro-onde

Nous allons commencer par étudier l'impact de la nouvelle séquence d'asservissement sur la stabilité de la puissance micro-onde. En figure 4.10, sont comparées les stabilités lorsque la puissance micro-onde est libre ou asservie. On voit une amélioration d'un facteur 8 entre les deux stabilités à 1000 s. La puissance micro-onde étant asservie sur la signal détecté en sortie de la cellule, la stabilité de ce paramètre va directement dépendre de la stabilité du signal mesuré. En d'autres termes, la stabilité de la puissance micro-onde va dépendre des mêmes éléments limitant la stabilité de la fréquence de l'horloge, à savoir la température du modulateur de polarisation (le modulateur

d'amplitude EOAM) comme nous le verrons dans la section 4.6 suivante.

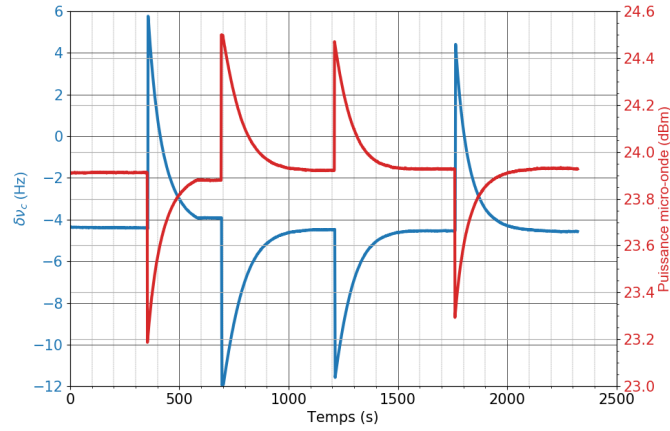


FIGURE 4.11 – Impact d'un changement de la puissance micro-onde sur l'horloge DM-CPT. En bleu nous avons la fréquence de l'horloge et en rouge la puissance micro-onde.

Maintenant nous mesurons la sensibilité de la fréquence de l'horloge à des variations de la puissance micro-onde. En figure 4.11 nous avons incrémenté la puissance et observé la correction. Pour ce faire, nous avons asservi l'oscillateur local avec la nouvelle séquence, nous avons fait varier la puissance micro-onde puis mesuré la puissance micro-onde moyenne une fois que le système était revenu à l'équilibre. On remarque que le temps de réponse est assez long, ce qui est délibéré de notre part. Notre objectif est de corriger la puissance micro-onde sur les temps supérieurs à 1000 s tout en conservant la stabilité de la puissance micro-onde à 1 s, ce qui est réalisable en prenant une valeur de gain de la boucle d'asservissement peu élevée. L'écart moyen observé entre deux pas donne une sensibilité de $-10,88 \text{ Hz.dB}^{-1}$. Cette dernière est plus élevée que la valeur reportée au chapitre précédent mais de même signe. Cela s'explique par le fait que nous travaillons à une puissance optique différente, comme décrit dans la partie 4.2.

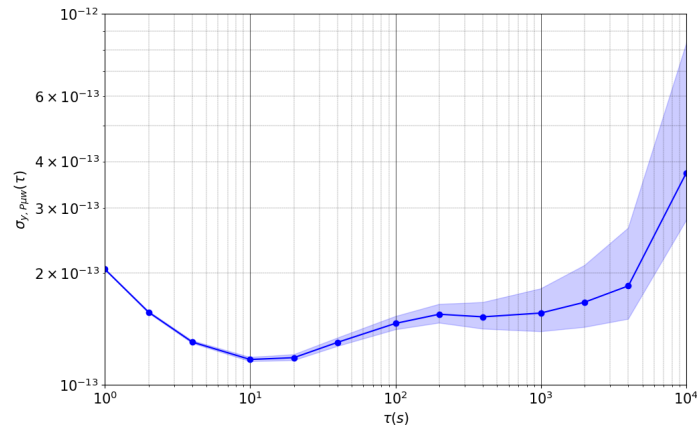


FIGURE 4.12 – Contribution de la puissance micro-onde à la stabilité de la fréquence d'horloge.

Malgré une plus grande sensibilité de la fréquence de l'horloge à la puissance micro-onde, la meilleure stabilité nous permet d'avoir désormais une contribution de $\sigma_{y,P\mu w} = 1,58.10^{-13}$ contre $7,64.10^{-13}$ avec la méthode précédente.

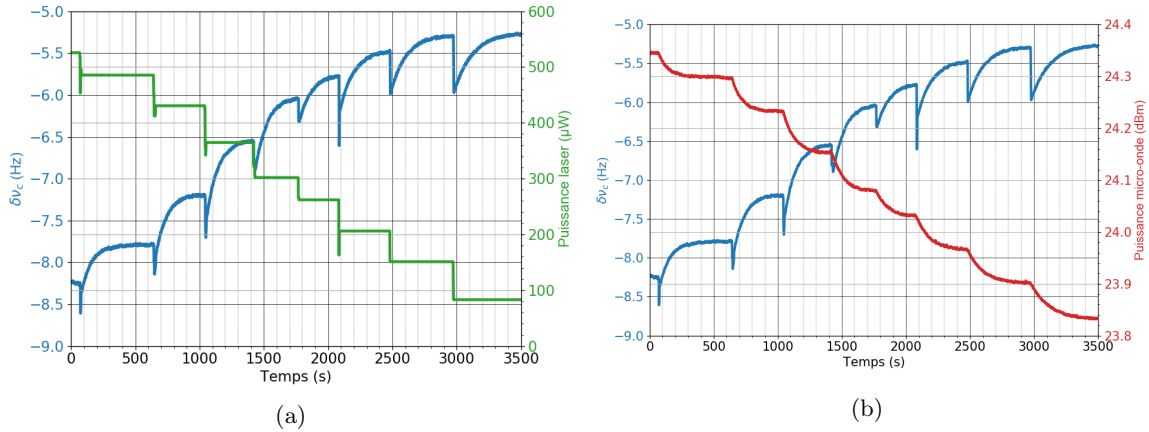


FIGURE 4.13 – (a) Evolution de la fréquence de l'horloge (en bleu) et puissance laser totale (en vert) après incrémentation de cette dernière. (b) Fréquence de l'horloge (en bleu) et puissance micro-onde (en rouge) après incrémentation de la puissance laser totale.

4.5.2 Puissance laser

Afin d'estimer la contribution de la puissance laser, nous allons d'abord regarder l'influence des variations de la puissance totale, c'est à dire avec un rapport de puissances $\frac{P_2}{P_1}$ constant. Dans un second temps, nous verrons l'influence sur la fréquence de l'horloge des variations de P_1 tout en gardant P_2 à la même valeur.

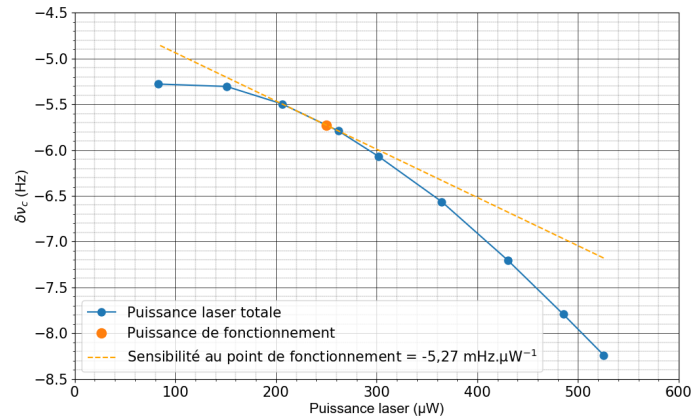


FIGURE 4.14 – Fréquence de l'horloge en fonction de la puissance laser totale (en bleu) avec la sensibilité autour de P_2 (en orange).

4.5.2.1 P_2/P_1 constant

Comme dit plus haut, chaque changement du signal atomique va induire une correction de la puissance micro-onde. Dans la figure 4.13, on incrémente la puissance laser avant le modulateur AOM chargé de la modulation de puissance ce qui a pour effet de décaler le signal atomique et donc la fréquence de l'horloge ainsi que la puissance micro-onde.

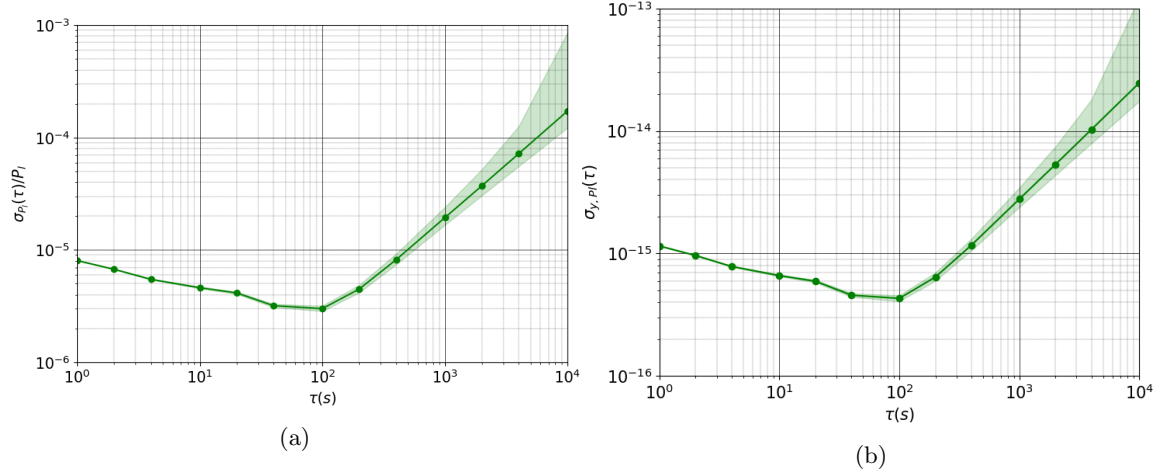


FIGURE 4.15 – (a) Stabilité de la puissance laser normalisée. (b) Contribution de la puissance laser totale à la stabilité de la fréquence de l'horloge.

Dans notre cas, la puissance laser totale est égale à $P_2 = 250 \mu\text{W}$. Nous voyons sur la figure 4.14 qu'autour de P_2 la sensibilité de la fréquence de l'horloge à la puissance du laser est de $-5,27 \text{ mHz} \cdot \mu\text{W}^{-1}$, ce qui est environ 3 fois faible que la valeur mesurée avec la précédente méthode d'asservissement de l'oscillateur. Notons que même si la sensibilité de la fréquence de l'horloge est plus faible autour $100 \mu\text{W}$, nous préférons travailler à $250 \mu\text{W}$ puisque la puissance laser n'est pas un des facteurs limitants.

Nous pouvons alors déduire la contribution des variations de la puissance laser totale en mesurant la stabilité de puissance incidente sur l'AOM la modulant. Cette mesure se trouve dans la figure 4.15 où nous calculons une contribution σ_{y, P_1} d'environ $2,8 \cdot 10^{-15}$ à 1000 s. Cette contribution est meilleure d'un facteur 2 par rapport aux précédents résultats. Ce résultat était attendu puisqu'en corrigeant la puissance micro-onde le déplacement lumineux est réduit.

4.5.2.2 P_2 fixe

Nous allons maintenant faire varier le rapport $\frac{P_2}{P_1}$ en incrémentant la valeur de P_1 , sans changer P_2 . Nous y parvenons en modifiant la puissance optique déviée par le modulateur AOM power mod de la figure 4.4. Les résultats de cette mesure se trouvent en figure 4.16. Là encore, les variations de puissance laser impactent la fréquence de l'horloge mais aussi la puissance micro-onde de par l'impact sur le signal atomique. En effet, d'après la figure 4.13, quand P_{laser} augmente nous avons $\frac{d\nu}{dP_{laser}} < 0$ et $\frac{dP_{\mu w}}{dP_{laser}} > 0$. Or, comme il a été établi en 4.5.1, un $dP_{\mu w} < 0$ entraîne un $d\nu > 0$ ce qui explique la figure 4.16.

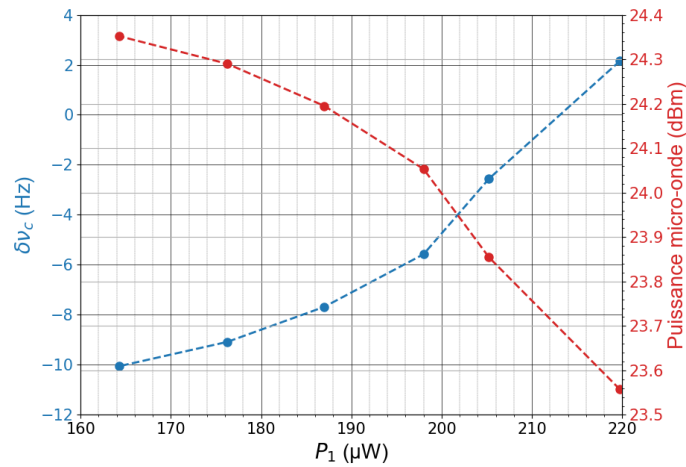


FIGURE 4.16 – Fréquence de l’horloge (en bleu) et puissance micro-onde (en rouge) après incrémentation de P_1 .

Nous pouvons en déduire la sensibilité de la fréquence de l’horloge aux variations de P_1 avec la figure 4.17 où nous avons tracé la tangente en $187 \mu\text{W}$. On y a une sensibilité de 1 Hz.mW^{-1} , soit 5 fois moins comparée à la sensibilité par rapport aux variations de puissance totale. Il est assez difficile de mesurer ces variations de façon synchrone avec la fréquence de l’horloge, comme on le fait avec les autres paramètres. La modulation de la puissance laser est trop rapide pour cela et donc il est ardu de mesurer la stabilité du rapport $\frac{P_2}{P_1}$. Cependant, à la vue de la contribution de la puissance laser totale qui est à un niveau de $2,8.10^{-15}$, on peut considérer comme négligeable la contribution due aux variations de P_1 devant P_2 .

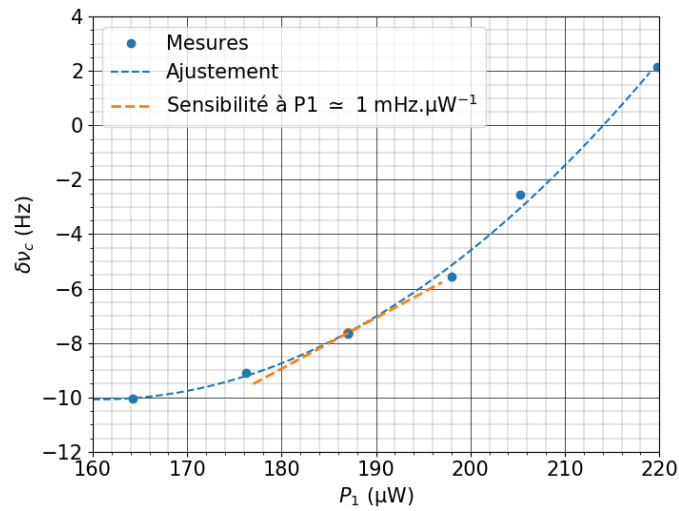


FIGURE 4.17 – Fréquence de l’horloge (points bleu) avec courbe d’ajustement (pointillés bleus) en fonction de P_1 . La tangente en $P_1 = 187 \mu\text{W}$ montre la sensibilité de l’horloge à P_1 d’environ 1 Hz.mW^{-1} .

4.5.3 Fréquence laser

Nous faisons varier la fréquence du laser de ± 9 MHz autour de la porteuse afin de déterminer la nouvelle sensibilité de la fréquence de l'horloge. La boucle d'asservissement de la fréquence du laser est donc ouverte. Cette mesure se trouve dans la figure 4.18, où la fréquence du laser est contrôlée par le signal d'erreur de la boucle d'asservissement.

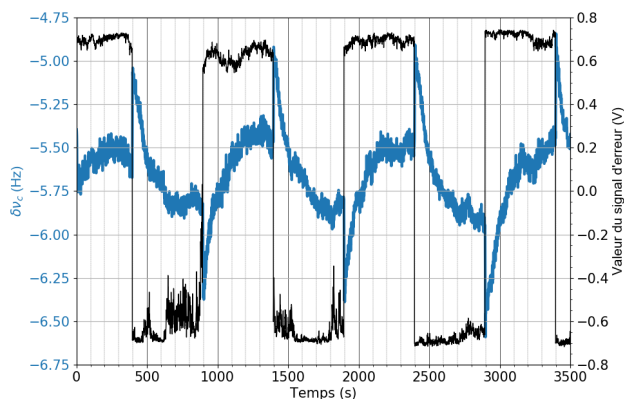


FIGURE 4.18 – Fréquence de l'horloge (en bleu) en réponse à une modulation de la fréquence du laser. La fréquence du laser est représentée par le signal d'erreur de sa boucle d'asservissement (en noir).

De la même manière, les variations de la fréquence du laser entraînent des variations de la puissance micro-onde. Cependant, à la différence des autres paramètres, la puissance micro-onde influe sur le signal d'absorption. En effet, comme expliqué précédemment, la puissance micro-onde influe sur l'équilibrage des bandes latérales. Ainsi, un changement dans la fréquence du laser initie un cycle de corrections entre la fréquence du laser, la fréquence de l'horloge et la puissance micro-onde. Il faut donc attendre un moment que le système revienne à l'équilibre, comme montré sur la figure 4.19 où chaque changement de fréquence du laser est espacé d'environ 8 minutes.

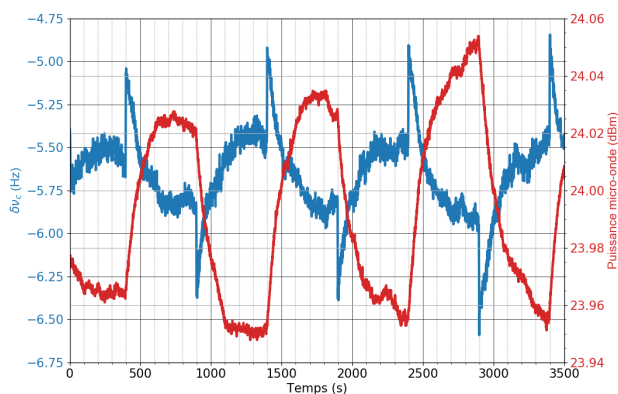


FIGURE 4.19 – Réponses de la fréquence de l'horloge (en bleu) et de la puissance micro-onde (en rouge) à une modulation de la fréquence laser.

En faisant la moyenne des différences de fréquence de l'horloge après un temps de repos de plusieurs minutes à chaque changement de fréquence du laser, nous trouvons une sensibilité de $-16,5 \text{ mHz.MHz}^{-1}$. Afin de calculer la contribution de la fréquence du laser avec la nouvelle méthode d'asservissement de l'oscillateur, nous allons considérer que la stabilité de ce paramètre est la même que dans la partie 3.3.1.2. Ainsi nous pouvons établir la contribution montrée dans la figure 4.20 que nous mesurons à $\sigma_{y,F_l} = 5,45.10^{-14}$ à 1000 s. Cette stabilité est meilleure que dans le budget établi au chapitre 3 précédent de $7,00.10^{-14}$. Ce résultat est principalement dû à la meilleure sensibilité. Cependant, cette contribution est une estimation haute : la puissance micro-onde, dont la stabilité a été améliorée, influe sur le signal d'asservissement de la fréquence du laser, alors la stabilité de cette dernière devrait être meilleure. Nous pouvons expliquer ce raisonnement d'une autre manière, grâce aux figures 4.18 et 4.19. Quand $dF_l > 0$ alors nous avons $d\nu < 0$ et une variation de la puissance micro-onde $dP_{\mu w} < 0$. Or une variation $dP_{\mu w} < 0$ entraîne aussi une variation de la fréquence de l'horloge $d\nu > 0$. Nous voyons alors que la variation induite de $dP_{\mu w}$ va induire une correction de la fréquence d'horloge en sens inverse de la variation initiale.

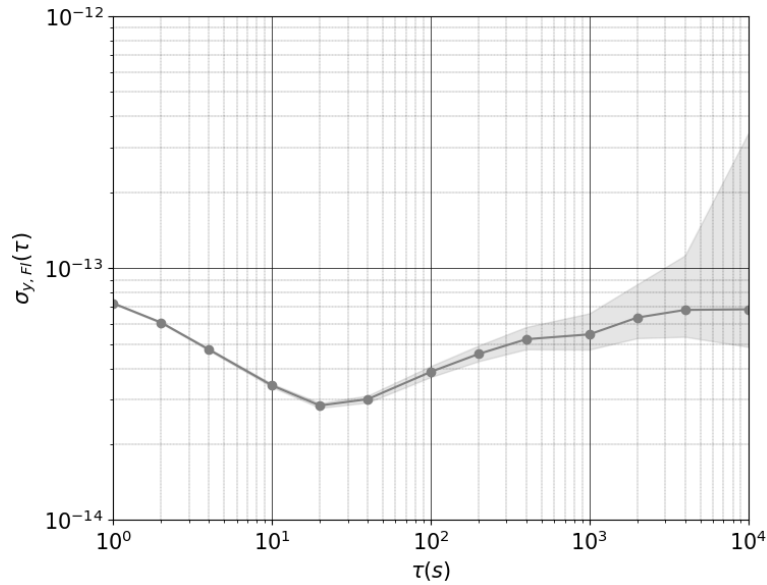


FIGURE 4.20 – Contribution de la fréquence du laser à stabilité de la fréquence de l'horloge. Estimation avec la nouvelle sensibilité depuis la stabilité de la fréquence laser mesurée au chapitre précédent en 3.14.

Il serait intéressant de mesurer la stabilité de la fréquence du laser en fonctionnement d'horloge avec cette nouvelle séquence temporelle. Une discussion en ce sens sera développée dans la section 4.6.

4.5.4 Température du rotateur de polarisation (modulateur EOAM)

Pour les mêmes raisons que dans la partie 3.3.4, il nous faut établir la nouvelle sensibilité de la fréquence de l'horloge à la température de du modulateur d'amplitude EOAM. Nous avons donc appliqué une rampe de température sur le modulateur tout en mesurant la fréquence de l'horloge et la puissance micro-onde. Ces mesures sont dans la figure 4.21. Ici, nous choisissons d'asservir la température du modulateur EOAM sur $32,18 \text{ }^\circ\text{C}$ afin de bénéficier d'une pente de sensibilité nulle.

Précisons que les plages de températures d'inversion de la sensibilité sont très étroites, de l'ordre de 20 mK, comme dans la partie 3.3.4.

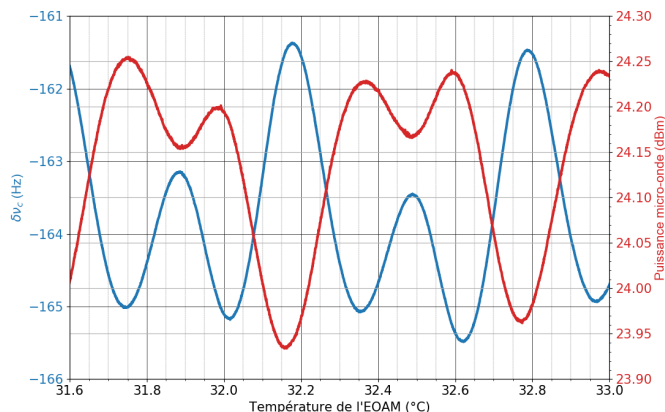


FIGURE 4.21 – Fréquence de l'horloge (en bleu) et puissance micro-onde (en rouge) en fonction de la température du modulateur d'amplitude EOAM.

Nous avons établi un nouveau modèle théorique basé sur la même méthode que celle explicitée dans la partie 3.3.4. Nous avons utilisé différents ensembles de polynômes sur plusieurs plages de températures autour de notre température de consigne. Nous pouvons confirmer avec la figure 4.22 que notre modèle est en adéquation avec les mesures. L'influence de la température du modulateur d'amplitude EOAM sur la puissance micro-onde, sera détaillée dans la section 4.6 suivante.

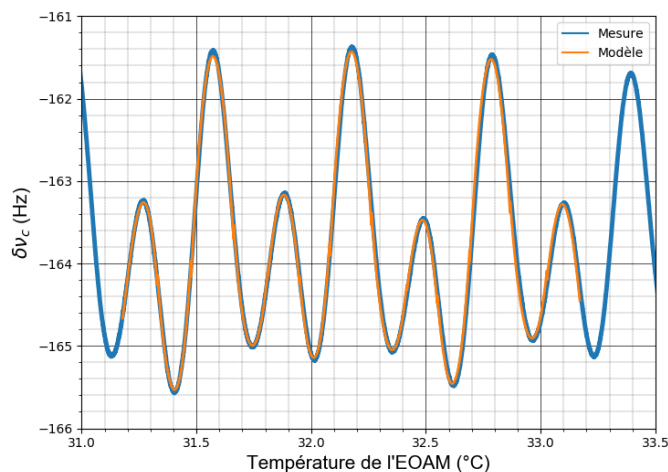


FIGURE 4.22 – Fréquence de l'horloge (en bleu) en fonction de la température du modulateur d'amplitude EOAM. La courbe orange représente notre modèle théorique réalisé à partir d'un ensemble de polynômes.

Une mesure temporelle de la température du modulateur EOAM permet donc d'établir sa contribution à la fréquence de l'horloge. La figure 4.23 montre la stabilité de température de l'EOAM et la

contribution correspondante. Nous mesurons une contribution à stabilité de fréquence de l'horloge $\sigma_{y,T_{EOAM}}$ de $1,84 \cdot 10^{-13}$ à 1000 s. Cette contribution est plus faible que la précédente d'un facteur 3. En voyant la figure 4.23, nous voyons que la stabilité de la température du modulateur d'amplitude EOAM est sensiblement la même que dans la partie 3.3.4. Nous pourrions donc conclure que la sensibilité de la fréquence de l'horloge est plus faible. Cependant, impactant le signal atomique, la température de l'EOAM impacte désormais aussi la puissance micro-onde. Une raison plus exacte à la contribution plus basse serait alors que l'impact de la température du modulateur EOAM est "corrigé" par la boucle d'asservissement de la puissance micro-onde. Effectivement, la figure 4.21 montre qu'une variation de la température du modulateur EOAM dT_{EOAM} entraîne des variations de fréquence de l'horloge et de puissance micro-onde opposées en signes. Cela tend à réduire les variations de fréquence. Nous discuterons aussi de cet aspect de la température de l'EOAM dans la section 4.6.

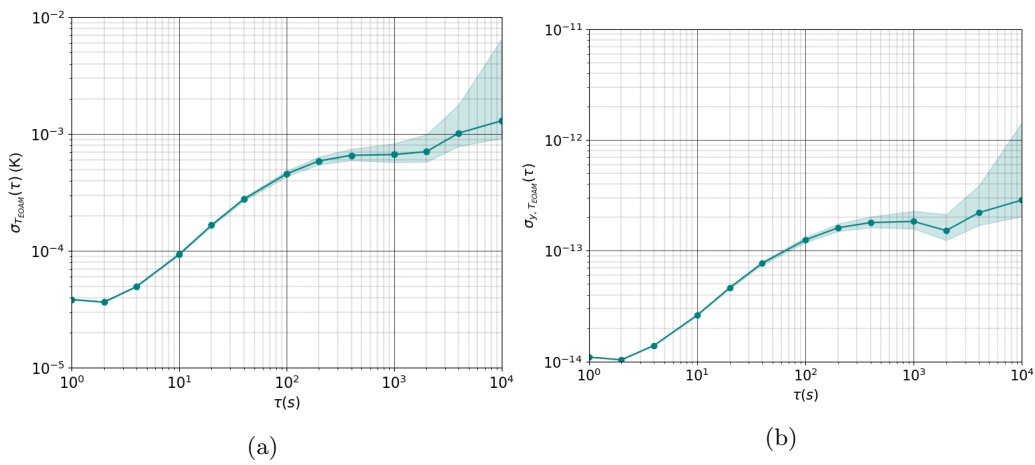


FIGURE 4.23 – (a) Stabilité de la température du modulateur EOAM. (b) Contribution de la température du modulateur EOAM à la stabilité de la fréquence de l'horloge.

4.5.5 Champ magnétique

L'étalonnage permettant de connaître la valeur du champ magnétique en fonction de la valeur du courant a été réalisé en partie 3.3.3. Nous mesurons la nouvelle sensibilité de $31,4 \text{ mHz} \cdot \text{mG}^{-1}$ en figure 4.24, ce qui est plus élevée que la valeur précédente. De plus, la sensibilité est linéaire contrairement aux précédents résultats. Nous attribuons cette différence au fait que les variations du champ magnétique agissent désormais aussi sur la puissance micro-onde. Dans le cadre d'une variation du champ magnétique, nous allons avoir une variation de la largeur du signal atomique et donc une influence sur la pente associée, ce qui est différent des contributions précédentes. Cela va avoir pour impact de changer la forme de la courbe de la figure 4.9.

Afin de ne considérer que la stabilité du champ magnétique, décorrélée de la puissance micro-onde, nous utiliserons la stabilité mesurée en figure 3.18 afin d'estimer la contribution du champ magnétique à la stabilité de la fréquence d'horloge. La contribution avec la nouvelle séquence temporelle et la nouvelle sensibilité est représentée figure 4.25 où l'on a une contribution $\sigma_{y,B} = 1,68 \cdot 10^{-16}$ à 1000 s. Ce résultat était attendu compte tenu de la sensibilité mesurée.

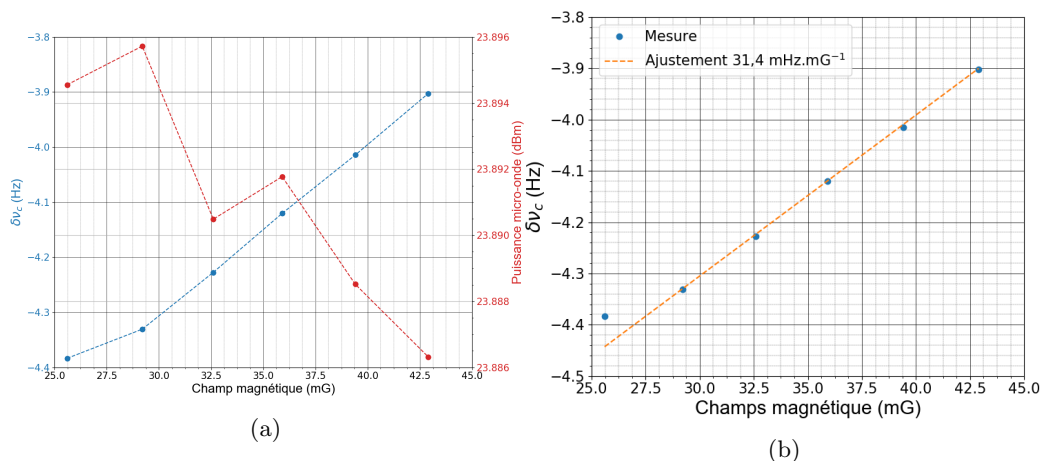


FIGURE 4.24 – (a) Impact du champ magnétique sur la fréquence de l’horloge (en bleu) et la puissance micro-onde (en rouge). (b) Sensibilité de la fréquence de l’horloge au champ magnétique. Les points bleus représentent les mesures et la courbe orange la sensibilité déduites de ces mesures.

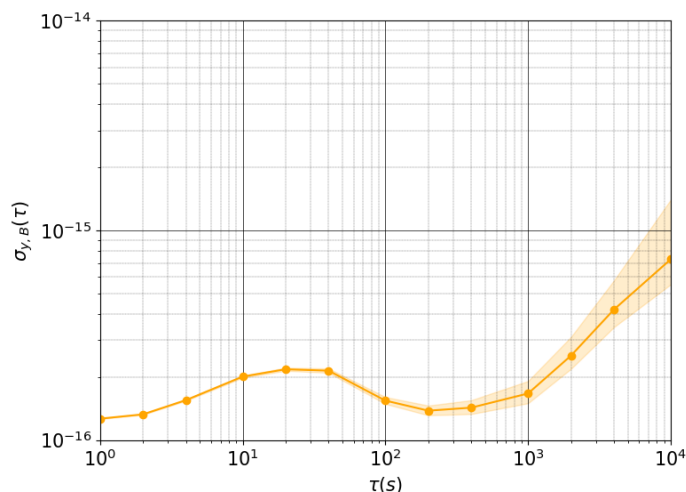


FIGURE 4.25 – Contribution du champ magnétique à la stabilité de la fréquence de l’horloge.

4.5.6 Température de la cellule

Nous avons remesuré la sensibilité de la fréquence de l’horloge à la température de la cellule en mesurant aussi la puissance micro-onde. Nous avons chauffé puis refroidi la cellule, ces mesures sont en figure 4.26. On remarque une hystérésis sur les deux courbes que l’on attribue à deux causes : des temps de chauffe et de refroidissement différents et l’influence de la puissance micro-onde. Des temps plus longs, afin de laisser le système se stabiliser, auraient peut-être permis d’éviter ce phénomène. Néanmoins, les sensibilités autour de $34 \text{ }^\circ\text{C}$ sont dans le même ordre de grandeur, à savoir $0,74 \text{ Hz.K}^{-1}$ actuellement contre $0,25 \text{ Hz.K}^{-1}$ précédemment. La raison de cette plus grande sensibilité réside dans les variations de puissance micro-onde qu’entraîne désormais la température

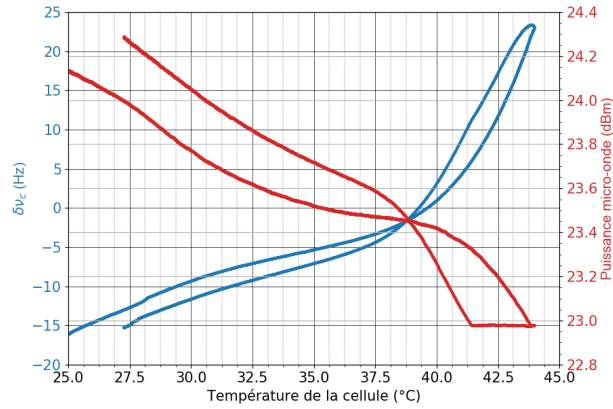


FIGURE 4.26 – Fréquence de l’horloge (en bleu) et puissance micro-onde (en rouge) en fonction de la température de la cellule. Cette mesure est un cycle chauffage-refroidissement. L’hystérésis observée est due à une différence entre les temps de chauffe et de refroidissement, plus l’influence de la puissance micro-onde. Le plat observé sur la courbe de la puissance micro-onde autour de 42,5 °C représente la limite de la boucle d’asservissement.

de la cellule. En ce qui concerne la puissance micro-onde, le plat observé traduit les limites de l’asservissement. Les variations de la puissance micro-onde sont dues au fait que la température de la cellule impacte le signal atomique sur lequel elle est désormais asservie. L’influence de la température sur le signal atomique est décrite dans la partie 3.1.2.

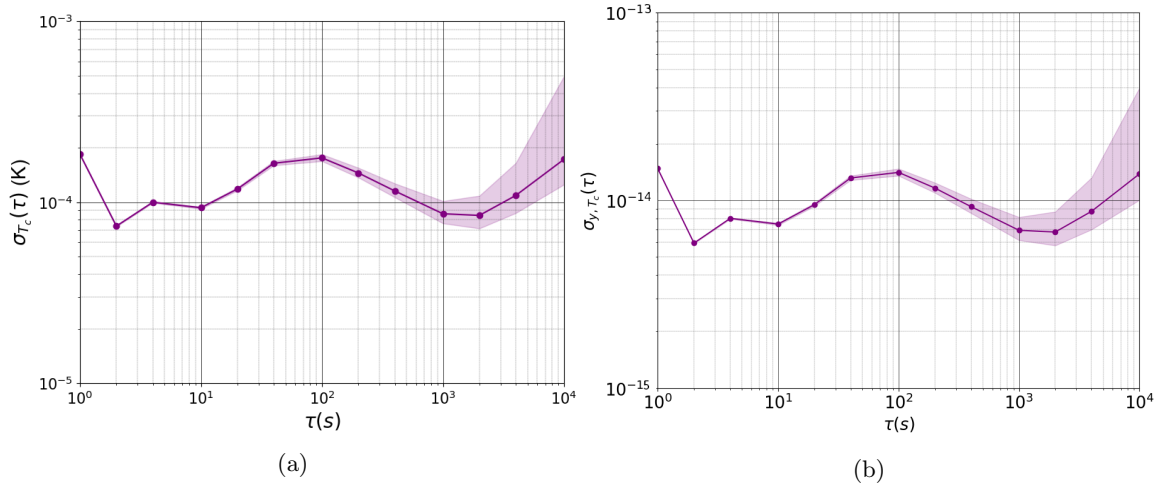


FIGURE 4.27 – (a) Stabilité de la température de la cellule d’horloge. (b) Contribution de la température de la cellule à la stabilité de fréquence de l’horloge.

La stabilité de la température de la cellule est montrée en figure 4.27 (a) avec la contribution correspondante en 4.27 (b). On mesure une contribution de la température de la cellule $\sigma_{y,T_C} = 6,8 \cdot 10^{-15}$ à 1000 s. Cette contribution est plus grande que précédemment. Une moins bonne stabilité de la

température (comparée à la figure 2.29) ainsi qu'une plus grande sensibilité de la fréquence de l'horloge expliquent ce résultat. A l'heure actuelle, nous ne savons pas pourquoi la stabilité de la température s'est dégradée, mais la forme de la stabilité laisse à croire à un problème de gain dans la boucle d'asservissement.

4.6 Résultats

Nous avons mesuré chacune des contributions à 1000 s dans le cadre cette nouvelle séquence temporelle et reporté l'ensemble des résultats dans le tableau 4.2. On voit que les contributions liées à la puissance et à la fréquence du laser sont plus faibles par rapport à la méthode décrite au chapitre 3, comme attendu. Les contributions du champ magnétique et de la température de la cellule sont sensiblement plus élevées. Ces deux contributions voient leur impact changer à cause de la correction de la puissance micro-onde. En effet, ce sont des paramètres influant sur le signal atomique, sur lequel la puissance micro-onde est désormais asservie, et notamment sur le facteur de qualité F_s énoncé au chapitre 3.

Source de bruit	Coefficient	Contribution $\sigma_y(1000s)$
Puissance micro-onde	-10,88 Hz.dB ⁻¹	1,58.10 ⁻¹³
Amplitude laser	-5,27 Hz.mW ⁻¹	2,80.10 ⁻¹⁵
Fréquence laser	-16,5 mHz.MHz ⁻¹	5,45.10 ⁻¹⁴
Champ magnétique	31,4 mHz.mG ⁻¹	1,68.10 ⁻¹⁶
Température EOAM		1,84.10 ⁻¹³
Température cellule	0,74 Hz.K ⁻¹	6,80.10 ⁻¹⁵
Total		2,5.10 ⁻¹³

TABLE 4.2 – Nouveau budget des contributions à la stabilité de fréquence de l'horloge à 1000 s

A première vue, les principales limitations restent la puissance micro-onde et la température du modulateur d'amplitude EOAM. Cependant il est important de noter que la température de ce dernier impacte la puissance micro-onde, comme sur la figure 4.21, de manière anti-corrélée à la fréquence de l'horloge. On peut donc alors estimer la contribution de la température du modulateur de polarisation à la puissance micro-onde de la même manière que l'on estime sa contribution à la fréquence de l'horloge, avec un ensemble de polynômes. La comparaison entre le modèle et la mesure se trouve en figure 4.28. L'accord entre le modèle et la mesure est là aussi respecté.

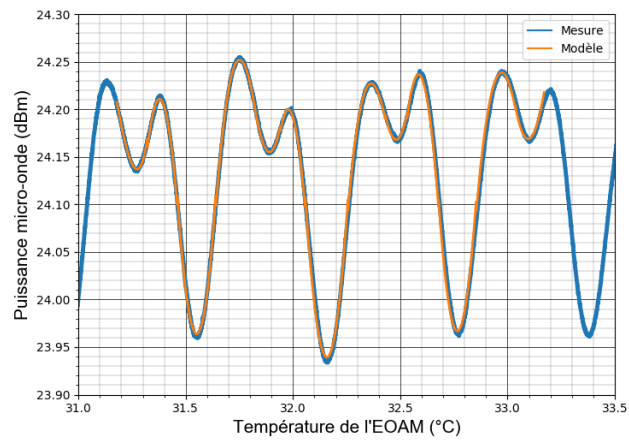


FIGURE 4.28 – Influence de la température du modulateur EOAM sur la puissance micro-onde. En bleu la mesure et en orange le modèle obtenu par un ajustement de polynômes.

On peut donc comparer la stabilité de la puissance micro-onde que nous avons mesuré contre une estimation de cette dernière sans la contribution du modulateur EOAM. Cette comparaison se trouve en figure 4.29. Cela montre le cas où la modulation de la polarisation ne serait plus effectuée par notre modulateur d'amplitude EOAM mais par un autre élément ne présentant pas d'influence sur la puissance optique transmise.

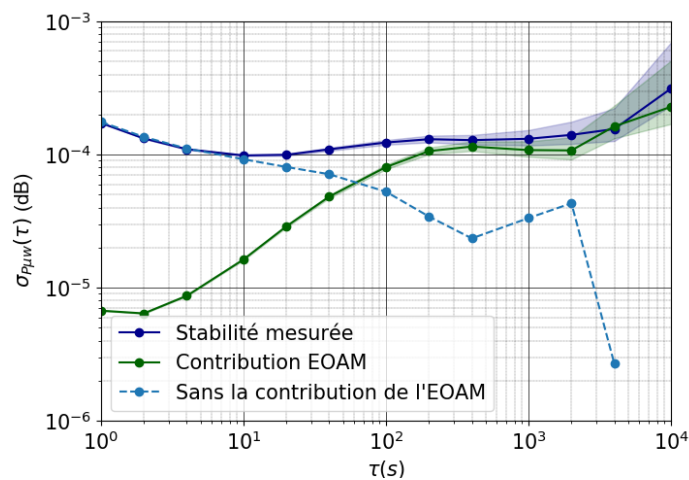


FIGURE 4.29 – Stabilité de la puissance micro-onde en bleu avec un trait plein avec la contribution de la température du modulateur EOAM en verte. En pointillés bleus, la stabilité théorique de la puissance micro-onde sans la contribution de l'EOAM.

Nous voyons que l'on passe de $1,33 \cdot 10^{-4}$ dB à $3,2 \cdot 10^{-5}$ dB sur un temps d'intégration de 1000 s. Cela réduit la contribution à la stabilité de fréquence de l'horloge à une valeur de l'ordre de $5,3 \cdot 10^{-14}$ à 1000 s. Dans le cadre d'un autre modulateur de polarisation, les deux principales contributions

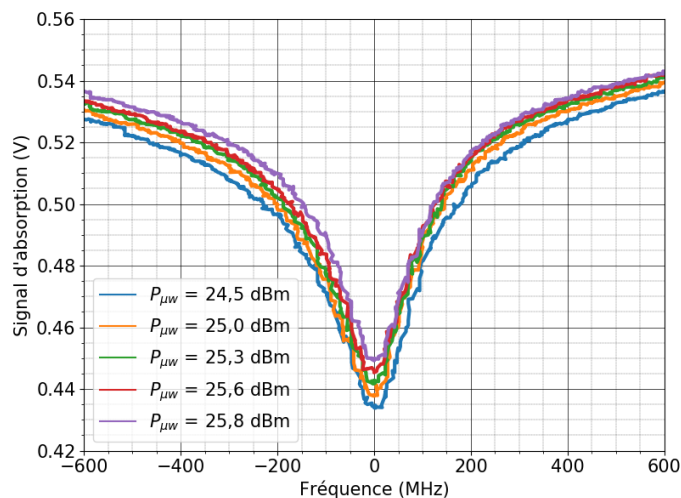


FIGURE 4.30 – Impact de la puissance micro-onde sur le signal d'absorption saturé en sortie de la cellule de Cs pur utilisée pour l'asservissement de la fréquence du laser.

seraient donc la puissance micro-onde et la fréquence du laser. Nous pouvons faire la somme quadratique des contributions connues avec cette valeur de la contribution de la puissance micro-onde, qui serait de $\sigma_{th} = 7,8 \cdot 10^{-14}$ à 1000 s.

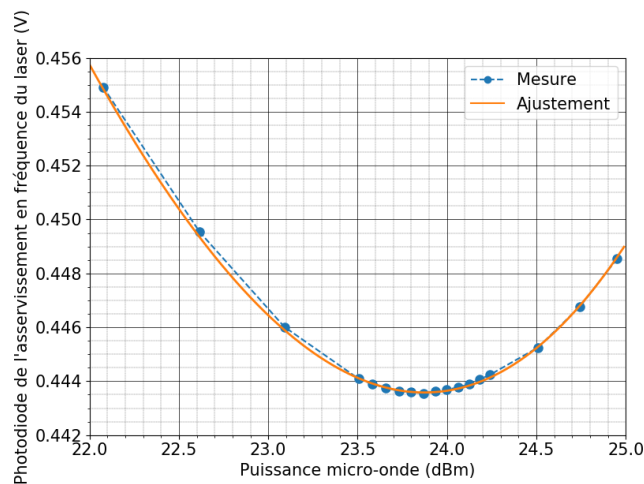


FIGURE 4.31 – Variations du niveau détecté sur la photodiode utile à l'asservissement de la fréquence du laser quand cette dernière est asservie. En bleu la mesure et en orange la courbe d'ajustement obtenue avec un polynôme.

Cette valeur est aussi à discuter : comme le montre les figures 4.30 et 4.31, les variations de puissance micro-onde impactent la stabilité de la fréquence du laser. La figure 4.30 montre que la puissance micro-onde impacte la forme du signal d'absorption ce qui résulte en des variations du niveau détecté quand la fréquence du laser est asservie (figure 4.31). Il nous est impossible

actuellement d'établir la contribution de la puissance micro-onde à la stabilité de fréquence du laser avec le montage utilisé pour mesurer la stabilité de fréquence du laser (décrit en 3.3.1.2). En effet, les variations de la puissance micro-onde vont impacter les signaux d'absorption en sortie des deux cellules. Une mesure de la fréquence du laser par une autre méthode (par battement avec une autre source par exemple) permettrait de contourner cette limitation.

Dans le cadre de cette nouvelle séquence temporelle, la fréquence du laser influe désormais aussi sur la puissance micro-onde (comme dans la figure 4.19). Il est alors raisonnable de dire que la somme des contributions σ_{th} est surestimée, car la stabilité de la fréquence du laser l'est aussi : la stabilité de la puissance micro-onde étant meilleure, sa contribution à la stabilité de fréquence du laser l'est tout autant. Une étude de l'influence de la puissance micro-onde sur la fréquence laser permettrait donc d'établir plus exactement une valeur correcte de σ_{th} .

4.7 Conclusion

Nous avons montré dans la partie 4.6 que la stabilité est désormais principalement limitée par la température du modulateur d'amplitude EOAM. Ce paramètre entraîne (directement ou indirectement) des variations de deux des éléments critiques à la stabilité de la fréquence de l'horloge, à savoir la puissance micro-onde et la fréquence du laser. Trouver un moyen d'annuler ou de supprimer ces dépendances à la température du modulateur EOAM est vital pour espérer atteindre une stabilité de fréquence de quelques 10^{-14} à 1000 s, et donc d'être dans la zone des 10^{-15} au-delà de ce temps d'intégration. Cela pourrait être réalisé en changeant de modulateur de polarisation par exemple, ce qui devrait être fait sous peu.

Cette méthode d'asservissement de la puissance micro-onde s'est montrée globalement efficace. Cet asservissement permet de corriger le déplacement lumineux au premier ordre et la répartition de puissance entre les deux bandes latérales générées par le modulateur de phase sur le signal atomique. La stabilité de la puissance micro-onde s'est retrouvée améliorée d'un facteur 8 à 1000 s par rapport aux précédents résultats. Cela a aussi permis de réduire la sensibilité de l'horloge à certains paramètres comme la puissance laser par exemple. Nonobstant, la contribution du modulateur EOAM a mis en lumière le principal défaut de cette méthode : en asservissant des paramètres sur le signal atomique, toute modification de ce dernier entraîne des variations en cascade sur les paramètres asservis. Autrement dit, des éléments de l'horloge qui étaient avant indépendants sont maintenant corrélés. Cet aspect de la nouvelle séquence temporelle nous pousse à maîtriser au mieux les éléments indépendants du signal atomique afin de ne pas créer de dérives, comme avec la température du modulateur de phase EOPM.

La stabilité mesurée à 1 s est de $\sigma_y = 3,3 \cdot 10^{-13}$. En comparaison, précédemment nous avions une stabilité de $2,9 \cdot 10^{-13}$. Nous estimons que cette dégradation est due au fait que nous travaillons désormais avec deux temps de détection différents, et donc deux amplitudes de signal différentes. Cependant, nous considérons que cette stabilité est satisfaisante.

Nous avons mesuré une stabilité de $2,1 \cdot 10^{-13}$ à 1000 s, contre $2,1 \cdot 10^{-12}$ précédemment. C'est donc un gain d'un facteur 10 sur la stabilité, ce qui montre l'intérêt de notre nouvelle séquence temporelle. Le budget des incertitudes détaillé dans le tableau 4.2 montre une somme des contributions égale à $2,5 \cdot 10^{-13}$ ce qui est en accord avec la mesure. L'écart observé est dû à une surestimation de la contribution de la température du modulateur d'amplitude EOAM et au fait que les différentes contributions ne sont plus décorréelées. Comme explicité plus haut, cette dernière contribue aux stabilités de la fréquence de l'horloge mais aussi de la puissance micro-onde qui influence à son tour la fréquence de l'horloge. Les paramètres ne sont plus indépendants. Or, s'il est possible de sommer les différentes variances contribuant à la variance d'Allan finale même si ce ne sont pas des bruits

blancs, ceci n'est strictement valable que si les différents paramètres sont indépendants [69].

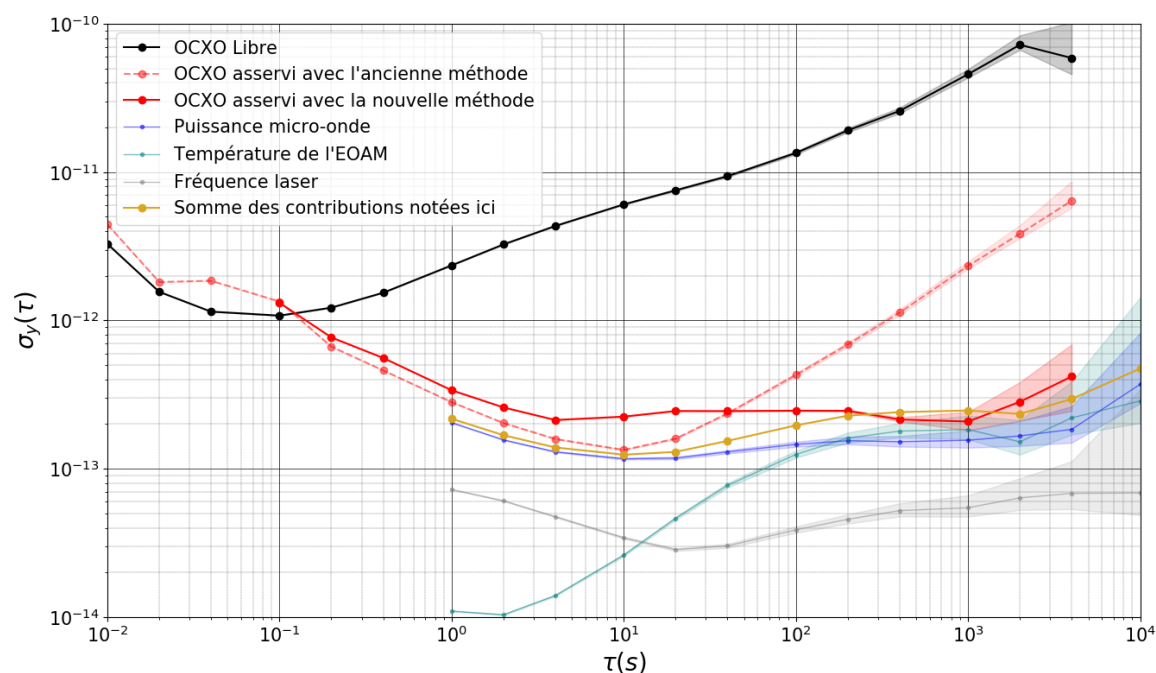


FIGURE 4.32 – Stabilité de la fréquence de l’horloge avec les différentes contributions. En noir l’oscillateur libre, en rouge l’oscillateur asservi (en pointillés les précédents résultats et en trait plein les actuels). En bleu la puissance micro-onde, en turquoise la température du modulateur EOAM et en gris la fréquence du laser. Les contributions de la puissance laser, de la température de la cellule et du champ magnétique ne sont pas représentées, mais prises en compte dans la somme des contributions (en doré).

Cette nouvelle méthode d’asservissement est une façon originale de corriger la répartition de puissance laser entre les deux fréquences laser utilisées pour le CPT. A notre connaissance, aucune autre méthode ne corrige spécifiquement ce paramètre pourtant vital à la stabilité de fréquence des horloges CPT. Sa mise en oeuvre marque un tournant dans le développement de l’horloge DM-CPT tout en conservant les atouts de cette dernière (montage simple tout en ligne, schéma robuste, faible volume et consommation etc). La dérive de la fréquence de l’horloge qui arrivait dès 10 s a été repoussée à 1000 s.

Le modulateur de polarisation, la principale limite à la stabilité de fréquence, devrait bientôt être remplacé. Comme dit plus haut, les nouveaux paramètres limitant la stabilité de fréquence de l’horloge devrait être la fréquence du laser ainsi que la puissance micro-onde. Les efforts futurs devront être apportés sur ces paramètres afin de continuer à améliorer l’horloge DM-CPT. Outre l’amélioration de stabilité de ces paramètres qui sera amené avec le changement du modulateur de polarisation, il serait intéressant de mener une étude autour de l’asservissement de la fréquence du laser. Plusieurs axes peuvent être envisagés comme par exemple :

- La cellule de Cs pur : Des tests sur l’influence de la taille et de la température de cette cellule pourraient être menés pour voir l’impact sur la stabilité de la fréquence. Dans une autre mesure, des essais sur l’asservissement de la fréquence du laser sur la cellule de l’horloge

pourraient être menés [65] (gain en compacité, mais perte en stabilité de fréquence laser).

- La polarisation : De la même manière que dans [54], la température du modulateur AOM utilisé pour l’asservissement de la fréquence laser pourrait être étudiée. De manière plus globale, l’impact des variations de polarisation dans notre asservissement pourrait être étudié.

Le but étant évidemment de rendre la fréquence du laser la plus stable possible. Comme montré dans la partie 4.6, cela améliorerait la stabilité de la puissance micro-onde. Une fois ces limites levées, dans un futur plus lointain, la question de la thermique de la cellule serait à discuter.

En définitive, nous avons montré une nouvelle méthode de correction de la répartition de puissance entre les bandes latérales via la puissance micro-onde. Nous avons vu l’impact de différents paramètres comme la durée du temps détection et la puissance laser sur la performance à court terme de cette séquence temporelle. Ensuite, nous avons dressé un bilan des contributions à la stabilité de la fréquence de l’horloge en discutant des réelles limites actuelles. Nous avons établi un objectif dans un futur proche et posé les bases des futurs travaux nécessaires à l’amélioration de l’horloge DM-CPT.

Conclusion et perspectives

Dans ce manuscrit de thèse, j'ai présenté ma contribution à l'horloge double modulation à piégeage cohérent de population (DM-CPT). L'objectif à court terme de cette thèse était de remonter l'horloge puis d'améliorer sa stabilité de fréquence sur le moyen-long terme. Sur du plus long terme, le but était de montrer que cette technologie était viable quant à des applications de technologies embarquées et compétitive par rapport aux autres architectures d'horloges compactes disponibles.

L'horloge DM-CPT est basée sur une diode laser DFB à 895 nm suivie d'un modulateur électro-optique de phase (EOPM) qui, alimenté par une synthèse micro-onde bas-bruit, permet d'obtenir le champ bi-fréquence nécessaire au CPT. Avant le résonateur atomique, le champ laser bi-chromatique est doublement modulé : en phase en modulant la fréquence de la micro-onde alimentant le modulateur de phase EOPM et en polarisation grâce à un modulateur électro-optique d'amplitude (EOAM). Cette double modulation permet d'obtenir des états noirs constructifs et donc un bon signal atomique sur lequel asservir notre oscillateur local. L'horloge DM-CPT présente donc une architecture simple tout en ligne. Ce schéma présente l'avantage d'être robuste et possiblement intégré, ce qui réduirait la taille de l'horloge qui est déjà faible (une dizaine de litres), ainsi que sa consommation.

Grâce aux travaux effectués sur l'asservissement des différents éléments de l'horloge (puissance et fréquence du laser, température de la cellule, ...), nous avons mesuré une stabilité de $2,9 \cdot 10^{-13} \tau^{-\frac{1}{2}}$ jusqu'à 100 s de temps d'intégration. Ce résultat a été rendu possible grâce à la chaîne micro-onde bas-bruit réalisé par l'INRIM, les électroniques d'asservissement faites au service électronique du SYRTE et à une étude approfondie des points de fonctionnement. Sur des temps plus longs (typiquement 1000 s), la stabilité remonte en $\tau^{\frac{1}{2}}$ à partir de 10 s pour atteindre $2,1 \cdot 10^{-12}$ à 1000 s. Cela traduit une marche aléatoire de fréquence due à la fluctuation d'un ou plusieurs paramètres. En l'occurrence, le budget détaillé des contributions dressé à la fin du chapitre 3 permet d'établir que les deux principales contributions sont les variations de la puissance micro-onde et de la température du rotateur de polarisation (EOAM). Ces variations de la puissance micro-onde entraînent des

déséquilibres en terme de répartition de puissance entre les deux fréquences optiques utiles au CPT, ce qui impacte le signal atomique.

Nous avons alors mis au point une nouvelle séquence temporelle incorporant une correction de la puissance micro-onde grâce à la particularité de l'horloge DM-CPT décrite au chapitre 4. La philosophie derrière cette méthode est d'utiliser les atomes comme référence pour les paramètres critiques. L'inconvénient étant qu'une mauvaise maîtrise de l'environnement de l'horloge va impacter durement la stabilité de la fréquence.

Malgré ce défaut, cette méthode nous a permis d'améliorer la stabilité de la puissance micro-onde d'un facteur 8. Une stabilité de la fréquence de l'horloge à 1000 s de $2,1 \cdot 10^{-13}$ a été mesurée. Cette dernière est meilleure d'un facteur 10 par rapport aux précédents résultats, ce qui est très encourageant et montre qu'il y a un intérêt à poursuivre le développement de l'horloge DM-CPT. La partie 4.6 a montré que la principale limitation est désormais la température du modulateur de polarisation (EOAM). Elle entraîne des variations de puissance globale qui impacte le signal atomique. L'étude qui a été menée dans cette partie montre qu'avec une autre rotateur de polarisation ne présentant pas de dépendance à la température, des niveaux de l'ordre de quelques 10^{-14} sont possibles à 1000 s, voir 10^{-15} au delà de ce temps d'intégration. En ce sens, une lame à retard variable à cristaux liquides devrait arriver sous peu, afin de vérifier quelle est la stabilité de fréquence effective sans le modulateur d'amplitude EOAM. Quoiqu'il en soit, le chapitre 4 a permis de montrer l'efficacité d'une nouvelle méthode originale de correction de l'équilibre en puissance laser entre les deux fréquences utilisées pour le CPT. L'efficacité de cette méthode a permis de montrer l'importance de ce paramètre en améliorant les performances de l'horloge DM-CPT de façon notable mais il est aussi possible de l'appliquer à d'autres horloges. Concernant l'horloge DM-CPT, elle a aussi permis de lever la principale limite à la stabilité de fréquence de l'horloge. Une telle méthode de correction n'a jamais été testée à notre connaissance.

La partie 4.6 montre aussi que dans le cadre d'un autre rotateur de polarisation, la fréquence du laser serait une des principales limitations de la stabilité de fréquence de l'horloge. De plus, la fréquence du laser et la puissances micro-onde sont deux paramètre s'influencent désormais de manière réciproque. Les principaux travaux suivant cette thèse devraient donc porter en priorité sur la stabilité de la fréquence du laser, avec notamment une étude sur l'influence des températures de la cellule et du modulateur acousto-optique (AOM). Ensuite, une étude sur le développement d'une électronique plus performante de cet asservissement pourra être effectuée. Cela permettrait d'améliorer la stabilité de la fréquence du laser ainsi que de la puissance micro-onde et donc celle de la fréquence de l'horloge.

Ces performances théoriques classerait l'horloge DM-CPT comme une alternative sérieuse face aux horloges les plus stables à 1000 s (1.1). La DM-CPT se démarque par son architecture simple et son interrogation continue. L'absence de cavité micro-onde représente aussi un avantage certain dans ce sens. L'interrogation optique continue est aussi une option favorisée par les industriels, pour la simplicité du schéma qui y est associée. Ces atouts, en plus d'une bonne stabilité de fréquence la placeraient comme réelle alternative.

Cependant, il reste à démontrer ces résultats théoriques de l'horloge DM-CPT avant de pouvoir assurer qu'elle sera définitivement compétitive. Il est intéressant de noter que là où les technologies proposées par des laboratoires comme l'INRIM [14], le LTF [15] ou FEMTO-ST [23] ont connu un développement continu, celui de l'horloge DM-CPT a été interrompu durant presque 2 ans. Cela met en perspective les possibles performances atteignables dans ce laps de temps. A la suite de ces développements, à l'image des laboratoires énoncés plus haut, un transfert vers l'industrie pourra être envisagé avec des partenaires comme Syrlinks par exemple.

En définitive, le travail mené dans cette thèse ouvre la voie à de nombreux développements autour d'une horloge originale qui présente des avantages par rapport aux autres horloges compactes dispo-

nibles actuellement. Le domaine du temps-fréquence, et en particulier celui des horloges atomiques compactes, est en constante évolution car il s'adapte constamment aux nouvelles technologies.

Bibliographie

- [1] Moustafa Abdel HAFIZ et Rodolphe BOUDOT : Preliminary results of a Cs vapor cell CPT clock using push-pull optical pumping. *In 2015 Joint Conference of the IEEE International Frequency Control Symposium & the European Frequency and Time Forum*, pages 171–173. IEEE, 2015.
- [2] Grégoire COGET : *Horloge atomique Cs à piégeage cohérent de population avec protocole d'interrogation Auto-Balanced Ramsey*. Thèse de doctorat, Bourgogne Franche-Comté, 2018.
- [3] J TERRIEN : News from the international bureau of weights and measures. *Metrologia*, 4(1):41–45, jan 1968.
- [4] Fritz RIEHLE : Towards a redefinition of the second based on optical atomic clocks. *Comptes Rendus Physique*, 16(5):506 – 515, 2015. The measurement of time / La mesure du temps.
- [5] David W ALLAN *et al.* : Time and frequency(time-domain) characterization, estimation, and prediction of precision clocks and oscillators. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 34(6):647–654, 1987.
- [6] Jacques VANIER et Claude AUDOIN : *The quantum physics of atomic frequency standards*. CRC Press, 1989.
- [7] LEONARDO : mini PHM. [h@articleminiPHM](https://arxiv.org/abs/1808.08881).
- [8] Leonard S CUTLER : Fifty years of commercial caesium clocks. *Metrologia*, 42(3):S90, 2005.
- [9] V HERMANN, M GAZARD, P BERTHOUD, S LECOMTE, R RUFFIEUX, C AUDOIN, R BARILLET, E de CLERCQ et S GUERANDEL : OSCC project : A space Cs beam optically pumped atomic clock for Galileo. *In 2007 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 21st European Frequency and Time Forum*, pages 77–80. IEEE, 2007.
- [10] R SCHMEISSNER, P FAVARD, A DOUABI, P PEREZ, N MESTRE, M BALDY, A ROMER, F CHASTELLAIN, WW COPPOOLSE, N von BANDEL *et al.* : Optically pumped Cs space clock development. *In 2017 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium (EFTF/IFCS)*, pages 136–137. IEEE, 2017.
- [11] Lindon L LEWIS : An introduction to frequency standards. *Proceedings of the IEEE*, 79(7):927–935, 1991.
- [12] Qiang HAO, Wenbing LI, Shengguo HE, Jianfeng LV, Pengfei WANG et Ganghua MEI : A physics package for rubidium atomic frequency standard with a short-term stability of $2.4 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$. *Review of Scientific Instruments*, 87(12):123111, 2016.
- [13] Excelitas TECHNOLOGIES : Rafs. <https://www.excelitas.com/product/space-qualified-rubidium-atomic-frequency-standard-clocks>.
- [14] Salvatore MICALIZIO, Claudio Eligio CALOSSO, Aldo GODONE et Filippo LEVI : Metrological characterization of the pulsed Rb clock with optical detection. *Metrologia*, 49(4):425, 2012.

-
- [15] Nil ALMAT, Mohammadreza GHARAVIPOUR, William MORENO, Christoph AFFOLDERBACH et Gaetano MILETI : Long-Term Stability Analysis Towards 10⁻¹⁴ Level for a Highly Compact POP Rb Cell Atomic Clock. In *2019 Joint Conference of the IEEE International Frequency Control Symposium and European Frequency and Time Forum (EFTF/IFC)*, pages 1–2. IEEE, 2019.
- [16] William MORENO, Matthieu PELLATON, Christoph AFFOLDERBACH et Gaetano MILETI : Barometric effect in vapor-cell atomic clocks. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 65(8):1500–1503, 2018.
- [17] Gongxun DONG, Jianliao DENG, Jinda LIN, Song ZHANG, Haixiao LIN et Yuzhu WANG : Recent improvements on the pulsed optically pumped rubidium clock at siom. *Chinese Optics Letters*, 15(4):40201, 2017.
- [18] Jinda LIN, Jianliao DENG, Yisheng MA, Huijuan HE et Yuzhu WANG : Detection of ultrahigh resonance contrast in vapor-cell atomic clocks. *Optics letters*, 37(24):5036–5038, 2012.
- [19] Y-Y JAU, E MIRON, AB POST, NN KUZMA et W HAPPER : Push-pull optical pumping of pure superposition states. *Phys. Rev. Lett.*, 93(16):160802, 2004.
- [20] Moustafa HAFIZ ABDEL : *Development and metrological characterization of a high-performance Cs cell atomic clock based on coherent population trapping*. Thèse de doctorat, Bourgogne Franche-Comté, 2017.
- [21] Francois TRICOT : *Analyse et réduction des sources d’instabilité de fréquence dans une horloge CPT compacte*. Thèse de doctorat, Sorbonne Université, 2018.
- [22] G John DICK et Charles A GREENHALL : Lo limited frequency stability for passive atomic frequency standards using “square wave” frequency modulation. In *Proceedings of the 1998 IEEE International Frequency Control Symposium (Cat. No. 98CH36165)*, pages 99–103. IEEE, 1998.
- [23] Moustafa HAFIZ ABDEL, Grégoire COGET, Michael PETERSEN, Cyrus ROCHER, Stéphane GUÉRANDEL, Thomas ZANON-WILLETTE, Emeric de CLERCQ et Rodolphe BOUDOT : Toward a high-stability coherent population trapping Cs vapor-cell atomic clock using autobalanced Ramsey spectroscopy. *Physical Review Applied*, 9(6):064002, 2018.
- [24] MUQUANS : Muclock. <https://www.muquans.com/product/muclock/>.
- [25] B. Pelle et B. Desruelle : D. HOLLEVILLE : Horloge compacte à atomes froids rubiclock. <https://first-tf.com/wp-content/uploads/2018/01/2017-horloge-compacte-a-atomes-froids-rubiclock.pdf>.
- [26] FX ESNAULT, N ROSSETTO, D HOLLEVILLE, J DELPORTE et N DIMARCQ : Horace : a compact cold atom clock for galileo. *Advances in Space Research*, 47(5):854–858, 2011.
- [27] Mehdi LANGLOIS, Luigi DE SARLO, David HOLLEVILLE, Noel DIMARCQ, Jean-François SCHAFF et Simon BERNON : Compact cold-atom clock for onboard timebase : Tests in reduced gravity. *Physical Review Applied*, 10(6):064007, 2018.
- [28] J KITCHING, S KNAPPE, L LIEW, John MORELAND, PDD SCHWINDT, V SHAH, Vladislav GERGINOV et L HOLLBERG : Microfabricated atomic frequency references. *Metrologia*, 42(3):S100, 2005.
- [29] Rodolphe BOUDOT, Xiaochi LIU, Philippe ABBE, Ravinder CHUTANI, Nicolas PASSILLY, Serge GALLIOU, Christophe GORECKI et Vincent GIORDANO : A high-performance frequency stability compact CPT clock based on a Cs-Ne microcell. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 59(11):2584–2587, 2012.

-
- [30] Salman ABDULLAH, Christoph AFFOLDERBACH, Florian GRUET et Gaetano MILETI : Aging studies on micro-fabricated alkali buffer-gas cells for miniature atomic clocks. *Applied Physics Letters*, 106(16):163505, 2015.
- [31] Clement LACROUTE, Friedemann REINHARD, Fernando RAMIREZ-MARTINEZ, Christian DEUTSCH, Tobias SCHNEIDER, Jakob REICHEL et Peter ROSENBUSCH : Preliminary results of the trapped atom clock on a chip. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 57(1):106–110, 2009.
- [32] Ramon SZMUK, Vincent DUGRAIN, Wilfried MAINEULT, Jakob REICHEL et Peter ROSENBUSCH : Stability of a trapped-atom clock on a chip. *Physical Review A*, 92(1):012106, 2015.
- [33] MICROSEMI : CSAC. <https://www.microsemi.com/product-directory/clocks-frequencyreferences/3824-chip-scale-atomic-clock-csac>.
- [34] John KITCHING : Chip-scale atomic devices. *Applied Physics Reviews*, 5(3):031302, 2018.
- [35] Peter CASH, Will KRZEWICK, Paul MACHADO, K Richard OVERSTREET, Mike SILVEIRA, Matt STANCZYK, Dwayne TAYLOR et Xianli ZHANG : Microsemi chip scale atomic clock (CSAC) technical status, applications, and future plans. In *2018 European Frequency and Time Forum (EFTF)*, pages 65–71. IEEE, 2018.
- [36] SB KOLLER, J GROTTI, A AL-MASOUDI, S DÖRSCHER, S HÄFNER, U STERR, Ch LISDAT et al. : Transportable optical lattice clock with 7×10^{-17} uncertainty. *Physical review letters*, 118(7):073601, 2017.
- [37] John D PRESTAGE, Meirong TU, Sang K CHUNG et Paul MACNEAL : Compact microwave mercury ion clock for space applications. In *2008 IEEE International Frequency Control Symposium*, pages 651–654. IEEE, 2008.
- [38] Thai M HOANG, Sang K CHUNG, Thanh LE, John D PRESTAGE, Lin YI, Robert I TJOELKER et Nan YU : Performance of micro mercury trapped ion clock. In *2019 Joint Conference of the IEEE International Frequency Control Symposium and European Frequency and Time Forum (EFTF/IFC)*, pages 1–2. IEEE, 2019.
- [39] Clément LACROÛTE, Maël SOUIDI, Pierre-Yves BOURGEOIS, Jacques MILLO, Khaldoun SALEH, Emmanuel BIGLER, Rodolphe BOUDOT, Vincent GIORDANO et Yann KERSALÉ : Compact Yb+ optical atomic clock project : design principle and current status. In *Journal of Physics : Conference Series*, volume 723, page 012025. IOP Publishing, 2016.
- [40] Peter YUN, Francois TRICOT, Claudio Eligio CALOSSO, Salvatore MICALIZIO, Bruno FRANÇOIS, Rodolphe BOUDOT, Stephane GUERANDEL et Emeric DE CLERCQ : High-performance coherent population trapping clock with polarization modulation. *Physical Review Applied*, 7(1):014018, 2017.
- [41] Qiang HAO, Wenxiang XUE, Wenbing LI, Feng XU, Xin WANG, Wenge GUO, Peter YUN et Shougang ZHANG : Microwave pulse-coherent technique based clock with a novel magnetron-type cavity. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 2019.
- [42] SN LEA : Limits to time variation of fundamental constants from comparisons of atomic frequency standards. *Reports on Progress in Physics*, 70(9):1473, 2007.
- [43] Gerardo ALZETTA, L MOI et G ORRIOLS : Nonabsorption hyperfine resonances in a sodium vapour irradiated by a multimode dye-laser. *Il Nuovo Cimento B (1971-1996)*, 52(2):209–218, 1979.
- [44] R WYNANDS et A NAGEL : Precision spectroscopy with coherent dark states. *Applied Physics B : Lasers & Optics*, 68(1), 1999.

-
- [45] J VANIER : Atomic clocks based on coherent population trapping : a review. *Applied Physics B*, 81(4):421–442, 2005.
- [46] Jacques VANIER, Aldo GODONE et Filippo LEVI : Coherent population trapping in cesium : Dark lines and coherent microwave emission. *Physical review A*, 58(3):2345, 1998.
- [47] Xiaochi LIU, Jean-Marc MÉROLLA, Stéphane GUÉRANDEL, Christophe GORECKI, Emeric de CLERCQ et Rodolphe BOUDOT : Coherent-population-trapping resonances in buffer-gas-filled Cs-vapor cells with push-pull optical pumping. *Physical Review A*, 87(1):013416, 2013.
- [48] T ZANON, S GUERANDEL, E DE CLERCQ, D HOLLEVILLE, N DIMARCQ et A CLAIRON : High contrast ramsey fringes with coherent-population-trapping pulses in a double lambda atomic system. *Physical review letters*, 94(19):193002, 2005.
- [49] Peter YUN, Jean-Marie DANET, David HOLLEVILLE, Emeric de CLERCQ et Stéphane GUÉRANDEL : Constructive polarization modulation for coherent population trapping clock. *Applied physics letters*, 105(23):231106, 2014.
- [50] Daniel A STECK : Cesium D line data, 2003.
- [51] M HUANG et JC CAMPARO : Coherent population trapping under periodic polarization modulation : Appearance of the cpt doublet. *Physical Review A*, 85(1):012509, 2012.
- [52] Yoshiro OHMACHI et Naoya UCHIDA : Temperature dependence of elastic, dielectric, and piezoelectric constants in TeO₂ single crystals. *Journal of Applied Physics*, 41(6):2307–2311, 1970.
- [53] Moustafa ABDEL HAFIZ et Rodolphe BOUDOT : A coherent population trapping Cs vapor cell atomic clock based on push-pull optical pumping. *Journal of Applied Physics*, 118(12):124903, 2015.
- [54] F TRICOT, DH PHUNG, M LOURS, S GUÉRANDEL et E DE CLERCQ : Power stabilization of a diode laser with an acousto-optic modulator. *Review of Scientific Instruments*, 89(11):113112, 2018.
- [55] Moustafa Abdel HAFIZ, Grégoire COGET, Emeric DE CLERCQ et Rodolphe BOUDOT : Doppler-free spectroscopy on the Cs D1 line with a dual-frequency laser. *Optics letters*, 41(13):2982–2985, 2016.
- [56] B FRANÇOIS, CE CALOSSO, M ABDEL HAFIZ, Salvatore MICALIZIO et R BOUDOT : Simple-design ultra-low phase noise microwave frequency synthesizers for high-performing Cs and Rb vapor-cell atomic clocks. *Review of Scientific Instruments*, 86(9):094707, 2015.
- [57] Claude AUDOIN, Vincent CANDELIER et Noel DIMARCQ : A limit to the frequency stability of passive frequency standards. In *Conference on Precision Electromagnetic Measurements*, page 93. IEEE, 1990.
- [58] Moustafa ABDEL HAFIZ, Grégoire COGET, Peter YUN, Stéphane GUÉRANDEL, Emeric de CLERCQ et Rodolphe BOUDOT : A high-performance Raman-Ramsey Cs vapor cell atomic clock. *Journal of Applied Physics*, 121(10):104903, 2017.
- [59] RH DICKE : The effect of collisions upon the doppler width of spectral lines. *Physical Review*, 89(2):472, 1953.
- [60] M ARDITI et TR CARVER : Frequency shift of the zero-field hyperfine splitting of Cs 133 produced by various buffer gases. *Physical Review*, 112(2):449, 1958.
- [61] Olga KOZLOVA, Stephane GUERANDEL et Emeric de CLERCQ : Temperature and pressure shift of the Cs clock transition in the presence of buffer gases : Ne, N₂, Ar. *Physical Review A*, 83(6):062714, 2011.

- [62] Olga KOZLOVA : *Caractérisation d'une horloge à piégeage cohérent de population dans une vapeur thermique de césium. Principaux effets pouvant affecter la stabilité de fréquence à moyen-long terme.* Thèse de doctorat, Sorbonne Université, 2012.
- [63] Greg A PITZ, Douglas E WERTEPNY et Glen P PERRAM : Pressure broadening and shift of the cesium D 1 transition by the noble gases and N 2, H 2, HD, D 2, CH 4, C 2 H 6, CF 4, and H 3 e. *Physical Review A*, 80(6):062718, 2009.
- [64] Stanley H AUTLER et Charles H TOWNES : Stark effect in rapidly varying fields. *Physical Review*, 100(2):703, 1955.
- [65] Claudio Eligio CALOSSO, Michele GOZZELINO, Haixio LIN, Filippo LEVI, Aldo GODONE et Salvatore MICALIZIO : Novel techniques for locking the laser frequency to the clock cell in vapor cell standards. *In IFCS-EFTF joint conference.* IEEE, 2019.
- [66] M ABDEL HAFIZ, Grégoire COGET, Michael PETERSEN, CE CALOSSO, S GUÉRANDEL, Emeric de CLERCQ et Rodolphe BOUDOT : Symmetric autobalanced ramsey interrogation for high-performance coherent-population-trapping vapor-cell atomic clock. *Applied Physics Letters*, 112(24):244102, 2018.
- [67] M Abdel HAFIZ, R VICARINI, N PASSILLY, CE CALOSSO, V MAURICE, JW POLLOCK, AV TAICHENACHEV, VI YUDIN, J KITCHING et R BOUDOT : Advanced light-shift compensation protocol in a continuous-wave microcell atomic clock. *arXiv preprint arXiv :2005.05096*, 2020.
- [68] VI YUDIN, M Yu BASALAEV, AV TAICHENACHEV, JW POLLOCK, ZL NEWMAN, M SHUKER, Azure HANSEN, MT HUMMON, Rodolphe BOUDOT, Elizabeth A DONLEY *et al.* : General methods for suppressing the light shift in atomic clocks using power modulation. *Physical Review Applied*, 14(2):024001, 2020.
- [69] François VERNOTTE : Discussion privée.
- [70] Claudio CALOSSO, Bruno FRANCOIS, Rodolphe BOUDOT, Peter YUN, M GOZZELINO, E BERTACCO et Salvatore MICALIZIO : Local Oscillators and Digital Electronics for Compact Atomic Clocks. *In Microwave Technology and Technique Workshop*, Noordwijk, Netherlands, avril 2017.