



Horloge à réseau optique de mercure neutre : Détermination de la longueur d'onde magique.

Sinda Mejri

► **To cite this version:**

Sinda Mejri. Horloge à réseau optique de mercure neutre : Détermination de la longueur d'onde magique.. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2012. Français. <tel-00806792>

HAL Id: tel-00806792

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00806792>

Submitted on 2 Apr 2013

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.



Systemes de Référence Temps-Espace



**LABORATOIRE DES SYSTÈMES DE RÉFÉRENCE
TEMPS-ESPACE**
**DU LABORATOIRE NATIONAL DE MÉTROLOGIE ET
D'ESSAIS**

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI

présentée par
Sinda Mejri

pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université Pierre et Marie Curie, Paris VI

Sujet de thèse :

**Horloge à réseau optique de mercure : Détermination de la longueur
d'onde magique.**

Jury composé de :

Mme. Martina Knoop	Rapporteur
M. Gaetano Mileti	Rapporteur
M. Ekkehard Peik	Examineur
Mme. Lucile Julien	Examinatrice
M. Mourad Telmini	Membre Invité
M. Sébastien Bize	Membre Invité
M. Philip Tuckey	Directeur de thèse

Table des matières

1	Etat de l'art des horloges atomiques	9
1.1	Des horloges micro-ondes aux horloges optiques	9
1.2	Les horloges à ions piégés	12
1.2.1	Performances et limitations des horloges à ions	13
1.3	Les horloges à réseau optique	13
1.3.1	Piège dipolaire pour les atomes neutres	14
1.3.2	Solution pour le déplacement lumineux dans une horloge à réseau optique : longueur d'onde magique	14
1.3.3	Réseau optique : confinement dans le régime Lamb-Dicke	16
1.3.4	Dynamique des atomes dans le piège	18
1.3.5	Performances et limitations	21
1.4	Intérêts et motivations	22
1.4.1	Motivations et performances envisagées	22
1.5	Conclusion	27
2	Caractérisation du piège magnéto-optique et mise en évidence du refroidissement sub-Doppler des isotopes fermioniques du mercure	29
2.1	Refroidissement des atomes de mercure	30
2.1.1	Refroidissement Doppler	30
2.1.2	Refroidissement sub-Doppler	31
2.1.3	Structure du niveau 6^3P_1 de la raie de résonance 253.7nm	32
2.2	Piège magnéto-optique pour le mercure	32
2.2.1	Source laser à 253.7nm	33
2.2.2	Description de la chambre à vide	34
2.2.3	Performance du système à vide	35
2.2.4	Technique d'imagerie	36
2.3	Caractérisation du nuage atomique	40
2.3.1	Variation du nombre d'atomes en fonction du désaccord de fréquence	40
2.3.2	Evaluation de la température des différents isotopes de mercure	41
2.3.3	Dimensions du nuage atomique	47
2.4	Conclusion	50
3	Piège dipolaire pour les atomes de mercure	53
3.1	Réalisation d'une source à 724 nm	54
3.1.1	Mise en place du laser Ti-Saphir	54
3.1.2	Alignement et tunabilité du Ti-saphir	56
3.2	Doublement de fréquence	56

3.2.1	Choix du cristal et application au LBO	58
3.2.2	Efficacité de conversion	60
3.3	La cavité de surtension	61
3.3.1	Principe et choix de la cavité	61
3.3.2	Zone de stabilité	63
3.3.3	Compensation de l'astigmatisme	64
3.3.4	Adaptations de mode	65
3.3.5	Calcul de l'efficacité de la cavité de surtension	66
3.3.6	Adaptation d'impédance	66
3.4	Réalisation expérimentale et caractérisation de la source à 362 nm	67
3.4.1	Alignement pratique de la cavité	67
3.4.2	Asservissement de la cavité de doublage	68
3.5	Implementation du piège dipolaire à la longueur d'onde magique	72
3.6	Stabilité du piège dipolaire	76
3.6.1	Asservissement de la fréquence de la cavité de surtension	76
3.6.2	Asservissement de la puissance	76
3.6.3	Evaluation de la stabilité du piège	77
3.6.4	Fraction de chargement prévu dans le piège dipolaire	78
3.7	Refroidissement des atomes sur une raie étroite	79
3.7.1	Les lasers repompeurs	80
3.7.2	La référence optique pour les diodes lasers	86
4	Piégeage du mercure et détermination de la longueur d'onde magique	93
4.1	Introduction	93
4.2	Spectroscopie de la transition d'horloge dans le régime de chute libre (rappel)	93
4.2.1	Laser ultra-stable	94
4.2.2	Spectroscopie de la transition horloge	96
4.3	Piégeage des atomes de mercure dans le réseau optique	99
4.3.1	Détection des atomes dans le réseau	99
4.3.2	Premières indications du piégeage des atomes de mercure	101
4.4	Première mesure de la longueur d'onde magique pour ^{199}Hg	102
4.4.1	Méthode de spectroscopie	102
4.4.2	Mesure de la fréquence absolue pour deux profondeurs du piège	104
4.4.3	Détermination de la longueur d'onde magique à partir de la forme asymétrique de la raie	106
4.5	Observation des excitations des états de Wannier-Stark	107

Introduction

Le système international (SI) d'unités est le système d'unités le plus largement employé au monde. Il compte sept unités de base : le mètre, le kilogramme, la seconde, l'ampère, le kelvin, la mole et la candela. Ces unités sont censées quantifier des grandeurs physiques indépendantes.

En métrologie du temps, la seconde du système international évolue au cours du temps suivant le rythme des progrès de la science et des instruments dont nous disposons pour l'évaluer. De nos jours, l'unité de temps est définie par les propriétés propres aux atomes, puisqu'elle est définie comme "la durée de 9 192 631 770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de césium 133". Cette définition, qui a été adoptée en 1967 par la XIII^e Conférence Générale des Poids et Mesures, remplace la définition antérieure : la seconde était définie comme la fraction 1/86400 de la durée du jour solaire moyen, comme l'avaient légalisée en France la loi du 2 avril et le décret du 26 juillet 1919.

La réalisation de l'unité de temps aujourd'hui est assurée par les étalons atomiques de fréquences avec une incertitude relative de l'ordre de 10^{-16} [1, 2], ce qui en fait la grandeur physique dont la réalisation est la plus exacte. En tirant profit de cette exactitude il s'avère dès lors naturel de relier d'autres unités à la seconde c'est le cas du mètre, qui est, depuis 1983, défini comme "la longueur du trajet parcouru dans le vide par lumière pendant une durée de 1/299792458 de seconde".

Il est primordial de disposer des étalons primaires de fréquence à travers le monde servant à la réalisation des échelles de temps. Dans notre laboratoire, Systèmes de Référence Temps-Espace (SYRTE), les trois fontaines atomiques à césium (FO1, FO2 et FOM) calibrent le Temps Atomique Français (TAF) et participent à l'élaboration du Temps Atomique International (TAI).

Les performances des horloges atomiques ouvrent la porte à plusieurs applications techniques et plusieurs mesures et tests fondamentaux pour des théories de la physique. En effet les fréquences atomiques dépendent de plusieurs constantes dites fondamentales, comme la structure fine α [3, 4], la masse de l'électron et celle du proton [5]. En effet des scientifiques s'interrogent sur l'éventuelle dérive de leurs valeurs sur des échelles de temps très longues. Des mesures de grande précision de fréquences atomiques accumulées depuis plusieurs années peuvent permettre de donner une limite supérieure de ces variations. En effet les performances ultimes des étalons atomiques de fréquence sont mises à profit en physique fondamentale. La détermination expérimentale de nombreuses constantes fondamentales repose sur des mesures de fréquence telle que la constante de Rydberg [6], la masse de l'électron et celle du proton [5], la mesure de la constante de structure fine [3, 4]...

L'horloge atomique à micro-onde de césium (Cs) constitue un outil fiable pour la réalisation de la seconde dans le système international (SI) au cours des dernières décennies. L'avènement du refroidissement laser a motivé le développement des horloges à fontaine

de césium (Cs) froid, qui atteint maintenant un niveau d'exactitude de 4×10^{-16} [1]. Plutôt que l'amélioration des fontaines atomiques, la recherche s'est accélérée considérablement pour la réalisation des horloges optiques qui sont capables de défier les performances des fontaines à césium. En effet, un certain nombre de systèmes d'horloges optiques désormais atteint ou dépasse les performances des étalons primaires du temps, ce qui soulève la question concernant la redéfinition de la seconde.

Dans l'optique de la redéfinition de la seconde, une comparaison entre les différentes horloges optiques est primordiale. Ces comparaisons d'horloges, localisées dans le même laboratoire peuvent être facilement réalisées grâce aux peignes de fréquence, dont la précision de comparaison peut atteindre 10^{-19} [7], ce qui est bien en dessous des niveaux d'incertitude atteint par les meilleurs horloges optiques dans le monde de nos jours. La comparaison des horloges à grande distance sans perdre de leurs performances reste problématique. Un certain nombre de techniques existent pour permettre les comparaisons à grande distance, dont je vais parler brièvement. La méthode la plus développée et établie de nos jours c'est le transfert de fréquence micro-ondes "two-way" par GPS (Global Positioning System). Cette comparaison est limitée à environ de 10^{-15} d'incertitude par jour, et n'est pas capable d'atteindre les exactitudes des horloges atomiques. Les missions spatiales telle que ACES (The Atomic Clock Ensemble in Space) [8, 9], qui vise l'installation en 2013-2014 d'un ensemble d'horloges sur la station spatiale internationale pour améliorer les performances de comparaison, mais plusieurs jours d'intégration sont nécessaires pour atteindre un niveau de 10^{-17} d'incertitude [10]. Au cours des dernières années, il y a eu quelques démonstrations simples de transfert de temps sol-satellite par un lien laser (T2L2). L'agence spatiale européenne (ESA) finance plusieurs travaux de recherche pour le développement des méthodes de transfert de fréquences optiques. Une autre solution est envisageable pour la réalisation des comparaisons : c'est la réalisation des horloges optiques transportables. Mais il y aura inévitablement un compromis entre la précision de l'horloge transportable et les dimensions de l'horloge et sa robustesse. Il semble très clair que les performances des systèmes d'horloges réalisés au niveau de l'état de l'art en terme d'exactitude et d'incertitude seront très difficiles à reproduire. La technique de comparaison qui a montré des performances répondant aux exigences de transfert de fréquences optiques est le transfert par fibre optique. Durant la dernière décennie trois différentes modalités de transfert ont été démontré. Le transfert par modulation micro-onde [11] et le transfert par micro-ondes et par peigne de fréquence [12] ont montré une bonne performance, avec une modulation de la porteuse atteignant, des stabilités de l'ordre de 10^{-18} sur un jour d'intégration. Cependant la technique de transfert par porteuse optique peut être considérée comme la méthode la plus puissante en démontrant une stabilité en dessous de 10^{-18} pour plus de 250 km de fibre après un temps d'intégration de 100 s [13]. D'autres laboratoires tels que le SYRTE, PTB (The Physikalisch-Technische Bundesanstalt) et le NPL (The National Physical Laboratory) on atteint ou travaillent sur des performances similaires. Le SYRTE et le LPL (Laboratoire de Physiques des Lasers Villetaneuse, France) travaillent sur des liens fibrés de 100 km de distance comprenant à la fois une fibre noire et une fibre transportant un trafic d'internet [14]. En conclusion la technique de transfert par fibres optiques est une piste prometteuse pour le transfert de fréquence avec la plus grande exactitude et il est prévu, dans le cadre d'un projet européen, de relier différents laboratoires de métrologie par fibre optique pour réaliser des comparaisons d'horloges dans quelques années.

Parmi les applications techniques importantes des horloges atomiques citons la synchronisation des réseaux télécommunications ou encore la constellation des satellites "Global Positioning System" (GPS). En effet les satellites GPS possèdent des horloges atomiques

embarquées avec des stabilités de l'ordre de 10^{-14} . La nécessité d'avoir des horloges de haute stabilité au bord des satellite GPS découle du fait que la résolution spatiale d'une mesure par GPS est directement liée à la résolution temporelle et donc à la synchronisation des différents satellites.

Une autre application particulièrement intéressante des étalons de fréquence optique dans l'espace pourrait être leur participation à la détection des ondes gravitationnelles. En effet, les détecteurs type VIRGO et LIGO nécessitent des sensibilités telles que le bruit en fréquences des lasers utilisés doit être de l'ordre de $10^{-4} \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ pour des basses fréquences (de 10Hz à 1kHz). Afin de s'affranchir du bruit sismique aux basses fréquences la mise en place d'un détecteur d'onde gravitationnelles spatial LISA [15]. Ce genre de détecteur nécessite un bruit de fréquence du laser de l'ordre de $1 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ pour une fréquence entre 1mHz et 100 mHz, ce qui correspond à une stabilité de fréquence de quelques 10^{-16} à 100 s. Cette stabilité est atteinte avec les lasers ultra-stables des étalons de fréquence optique à atomes piégés.

Depuis les années 2000, les fontaines atomiques du laboratoire SYRTE sont les premiers étalons de fréquence à posséder une exactitude relative dans la gamme des 10^{-16} . Les fontaines atomiques sont désormais proches de leur limite ultime. En terme d'exactitude, plusieurs effets systématiques commencent à être difficiles à contrôler à un meilleur niveau : la meilleure solution pour améliorer les performances est d'utiliser des transitions de plus grande fréquence. C'est pour cette raison que les horloges optiques qui utilisent des transitions dans le domaine visible proche ou l'ultra-violet (400-1000THz) sont très largement étudiées actuellement. L'objectif de mon travail de thèse a été de travailler sur la dernière génération d'horloge optiques actuellement développées : Les horloges à réseau optique et en particulier l'horloge utilisant l'atome de mercure.

Le projet d'horloge optique à atomes de mercure piégés étant très récent, un certain nombre de points expérimentaux et théoriques sont encore à étudier. Les premières étapes vers la réalisation de cet étalon de fréquence consiste en premier temps à la réalisation du piège magnéto-optique ainsi que la réalisation de la source laser correspondant à la transition de refroidissement et celle de la transition horloge. La deuxième étape consistait à observer la transition d'horloge très faiblement permise [16].

Les limites imposées par les fontaines atomiques sont rappelées dans le premier chapitre de ce manuscrit, ce qui permettra par la suite d'établir l'intérêt général des horloges optiques en introduisant synthétiquement la théorie et le principe expérimental de fonctionnement des horloges à réseau optique à atomes piégés. Nous verrons également pourquoi le choix s'est porté sur l'atome de mercure et on présentera notamment les particularités de cet atome qui font de lui un candidat idéal pour la réalisation d'une horloge à réseau optique avec une exactitude de l'ordre de 10^{-17} voir même 10^{-18} .

Dans le chapitre 2, on rappellera le fonctionnement de notre piège magnéto-optique ainsi que le système laser mis en place pour le refroidissement des atomes de mercure. Dans ce même chapitre on présentera des résultats importants de caractérisation du nuage atomique ainsi que la première mise en évidence du refroidissement sub-Doppler pour les isotopes fermioniques du mercure.

Le chapitre 3 est entièrement consacré à la mise en place de la source ultra-violette pour la réalisation du réseau optique dans lequel les atomes sont transférés depuis le piège magnéto-optique et confinés par interaction dipolaire électrique.

Au chapitre 4 nous présentons la première évaluation expérimentale de la longueur d'onde magique pour le mercure ainsi que la première spectroscopie en régime Lamb-Dicke de la transition horloge de l'isotope ^{199}Hg .

Enfin en conclusion on résume les points développés au cours de la thèse. Les perspectives à long terme y seront également brièvement décrites.

Le manuscrit se termine par deux annexes. L'annexe A fournit quelques généralités utiles à propos de la variance d'Allan. L'annexe B résume quelques aspects généraux sur les peignes de fréquences.

Chapitre 1

Etat de l'art des horloges atomiques

Introduction

L'idée d'utiliser des atomes neutres piégés dans un réseau optique pour des applications de métrologie du temps date de l'année 2001, après une proposition d'utilisation d'un piège dipolaire dans une configuration capable d'annuler, au premier ordre du moins, le déplacement de fréquence induit par l'intensité du piège de confinement [17]. Ce qui a permis de combiner les avantages d'un confinement fort et un bon contrôle des effets de mouvement qu'offre les horloges à ions avec un plus grand nombre d'atomes. En effet le confinement de plusieurs milliers d'atomes neutres assure un rapport signal-à-bruit supérieur à celui des horloges à ions optique.

Dans ce chapitre on présentera les concepts généraux d'une horloge à réseau optique. La première section est consacrée à une comparaison des différents types d'horloges atomiques, en discutant à chaque fois les limitations actuelles et en expliquant pourquoi les horloges à réseau optique représentent un excellent choix comme référence de fréquence.

1.1 Des horloges micro-ondes aux horloges optiques

Les étalons de fréquence atomiques sont fondés sur l'observation des propriétés internes des atomes. La Figure 1.1 illustre la structure générale qu'on retrouve dans tous les étalons de fréquence atomique : une partie permet de manipuler les atomes et de sonder la transition de référence avec un oscillateur macroscopique. Une partie électronique qui permet de corriger la fréquence de l'oscillateur macroscopique et de tirer le signal utile [?].

La stabilité d'une horloge est déterminée par la fluctuation temporelle du signal utile que l'horloge délivre. D'une façon générale la stabilité d'un étalon s'exprime au moyen de la variance d'Allan (voir annexe A). Pour des échantillons du signal $y(t)$, on exprime la stabilité par [18] :

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{\eta}{Q(S/B)} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}}, \quad (1.1)$$

telle que T_c et τ représentent respectivement le temps de mesure du cycle et le temps d'intégration. Le rapport S/B est le rapport signal-à-bruit. η est un facteur de l'ordre de l'unité qui tient compte de la forme de la résonance. Q représente le facteur de qualité de la transition, égal au rapport de sa fréquence atomique ν_0 sur sa largeur à mi-hauteur $\delta\nu$.

La deuxième caractéristique essentielle et fondamentale pour connaître les performances d'une horloge est l'exactitude qui traduit l'erreur commise lors de la lecture du signal cor-

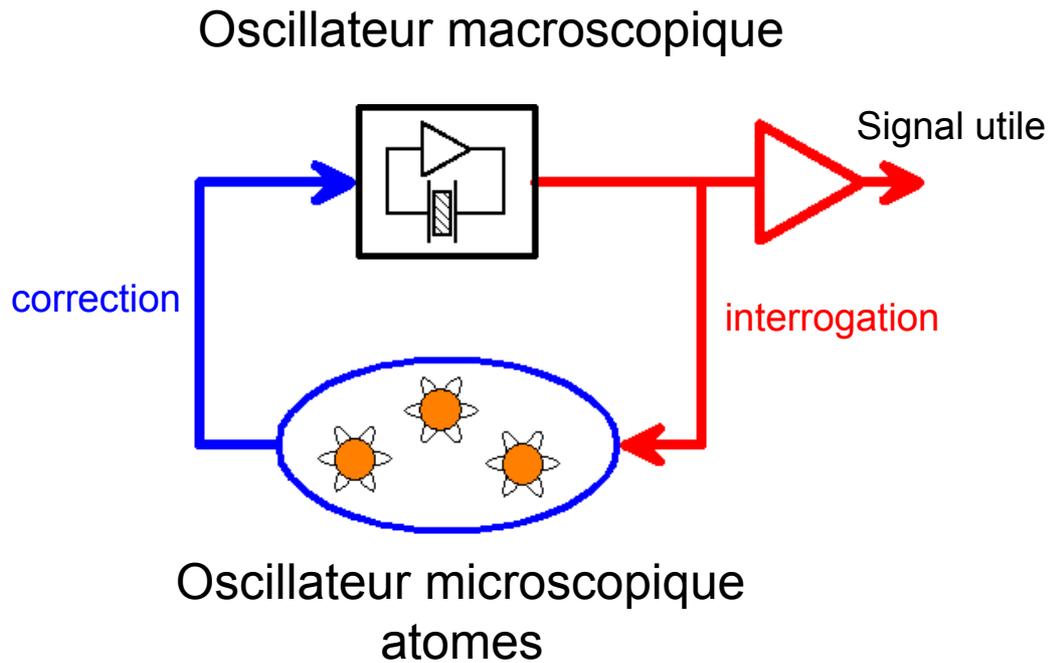


FIGURE 1.1 – Principe de fonctionnement d'un étalon de fréquence atomique.

rigé des erreurs systématiques. Donc pour évaluer les performances d'une horloge on détermine sa stabilité et son exactitude. Par ailleurs parfois on utilise les termes plus corrects d'instabilité et d'inexactitude. Pour augmenter la stabilité d'un étalon de fréquence deux solutions sont envisageables. Une première solution sera d'augmenter le temps d'interrogation des atomes. La deuxième sera de choisir une référence avec une transition dans le domaine optique ce qui correspond à un gain sur le facteur de qualité Q de plusieurs ordres de grandeur, autrement dit interroger des atomes présentant une transition étroite dans le domaine optique comme c'est le cas pour les atomes neutres (calcium, mercure, strontium, magnésium,...) ainsi que des ions (Hg^+ , In^+ ,...). Le passage au domaine optique n'influence pas les valeurs absolues de la plupart des effets systématiques, ceux qui sont indépendants de la fréquence de la transition horloge de référence. Depuis les début des années 1950, l'état de l'art des étalons de fréquence ont été construits en utilisant un jet atomique de Césium, (Cs) qui se propage à travers une cavité micro-onde [19]. Pendant 40 ans ces références ont présenté une amélioration d'un ordre de grandeur par décennie, comme le montre la Figure 1.2. Malgré l'amélioration de la stabilité, l'exactitude obtenue est encore limitée par plusieurs effets en particulier les effets de mouvement des atomes comme l'effet Doppler, l'effet Doppler du second ordre reste encore une grande incertitude. Avec l'introduction du refroidissement laser des atomes dans les années 1980, les effets de mouvement des atomes ont été fortement réduits [20]. La construction des fontaines atomiques au début des années 1990, a été réalisée avec les atomes froids à une température de quelques μK , avant l'interrogation micro-onde. L'introduction d'une telle technique de refroidissement laser a permis aussi l'augmentation d'un facteur 100 du facteur de qualité Q , vu que ce facteur est proportionnel au temps qui sépare les deux interrogations Ramsey.

Plusieurs effets limitent actuellement les fontaines. Ces effets sont reliés aux perturbations introduites par l'environnement expérimental et ils dépendent des caractéristiques

de l'échantillon atomique ainsi que la méthode d'interrogation. Au sein du LNE-SYRTE on dispose d'une fontaine atomique double de césium et de rubidium, FO2, qui affiche les meilleures performances parmi toutes les fontaines atomiques dans le monde. La meilleure stabilité établie pour cette fontaine est de l'ordre de $1.6 \times 10^{-14} / \sqrt{\tau}$ au cours de l'année 2006 [21, 22], son exactitude typique est de l'ordre de 4×10^{-16} [1] a tout récemment été amenée à 2.5×10^{-16} . Il semble très difficile d'aller au delà de ces performances. En effet la stabilité est limitée par le bruit de projection quantique.

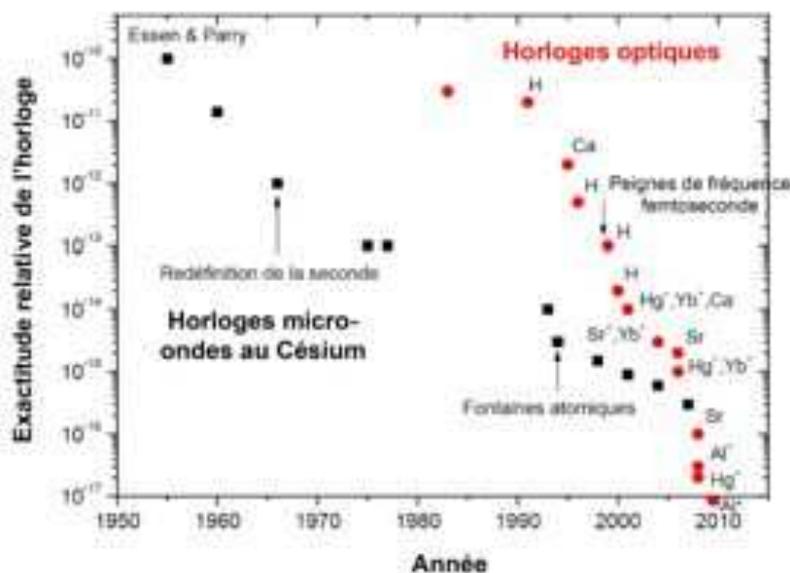


FIGURE 1.2 – Exactitude relative (incertitude induite par tous les effets systématiques perturbatifs connus) de différents étalons de fréquence au cours de ces 60 dernières années dans le monde : étalons de fréquence micro-onde (Cs), étalons de fréquence optique à atomes neutres (H, Ca et Sr) et à ions (Hg^+ , Yb^+ , Sr^+ et Al^+).

L'avenir des horloges atomiques réside actuellement dans les horloges dites optiques, qui utilisent une transition optique, et non plus micro-onde, comme transition atomique de référence. L'utilisation de ce type de transition est en effet le moyen le plus simple d'améliorer un certain nombre de caractéristiques des horloges. L'effet Doppler, qui est proportionnel à la fréquence du laser d'interrogation, n'est pas modifié en valeur relative dans le cas d'une transition optique, à moins de piéger les atomes. De plus, des bruits d'ordre technique quant à eux risquent de limiter la stabilité de l'horloge à un moins bon niveau que la limite quantique. Poussés par ces idées, les premiers projets d'horloges optiques ont commencé il y a plusieurs décennies, mais leurs développements ont pendant longtemps pâti de l'absence de moyens simples et robustes de comparaison de ces horloges soit à d'autres horloges optiques, soit à des horloges micro-ondes. L'avènement à la fin des années 1990 des peignes de fréquence (dont les principaux contributeurs, Theodor W. Hänsch et John L. Hall ont reçu le prix Nobel en 2005 [23]) grâce au développement des lasers femtosecondes a complètement résolu ce problème et a considérablement accéléré le développement des horloges optiques.

Les premières horloges optiques ont été développées selon deux concepts différents. D'une part les horloges à atomes neutres, ayant un fonctionnement proche des horloges micro-onde, où la fréquence de la transition est mesurée sur un ensemble d'atomes lâ-

chés dans le champ de gravité à l'aide d'une interrogation Ramsey. Ces horloges ont été essentiellement développées avec deux alcalino-terreux (Ca, Mg) et ont atteint un niveau d'exactitude de 10^{-15} limité par l'effet Doppler. Ayant bénéficié des techniques permettant de piéger des ions, comme les pièges de Paul connus depuis les années 1950, les horloges à ions piégés ont le mérite d'être insensible à l'effet Doppler limitant l'exactitude des horloges à atomes neutres.

1.2 Les horloges à ions piégés

Pour surmonter le problème des effets de mouvement, on peut employer un confinement fort des atomes. Une façon de le faire est d'utiliser les ions qui sont facilement piégés dans un potentiel radio-fréquence. Comme il est impossible de réaliser un piège à l'aide d'un seul potentiel électrostatique, les pièges utilisés pour confiner des particules chargées sont de deux types : (i) un piège utilisant un potentiel électrostatique associé à un champ magnétique (piège de Penning [24]), (ii) le deuxième utilise un potentiel électrique oscillant (piège de Paul [25]). Pour des raisons d'exactitude, les pièges de type Penning ne sont pas utilisés vu qu'ils introduisent un effet Zeeman considérable qui peut être difficile à contrôler. Le piège de Paul est donc le type de piège choisi pour toutes les horloges optiques de ce type.

En se plaçant dans le référentiel (x, y, z) où $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, le potentiel de confinement de ce type de piège est dans le cas idéal sous la forme :

$$\Phi(r, t) = \Phi_{rf}(r, t) + \Phi_s(r), \quad (1.2)$$

où Φ est le potentiel du piège qui est la somme d'une composante oscillante radio-fréquence Φ_{rf} et une composante statique Φ_s . La partie oscillante peut s'écrire sous la forme :

$$\Phi_{rf}(r, t) = A(x^2 + y^2 - 2z^2)\cos\omega t, \quad (1.3)$$

A est l'amplitude du champ radio-fréquence et de fréquence $\omega/2\pi$. Le mouvement des ions dans un tel potentiel est bien résolu grâce au formalisme de Mathieu. Il en résulte que le mouvement peut se décomposer en deux parties : le mouvement rapide, ou micromouvement à la fréquence de confinement $\omega/2\pi$, et le mouvement lent, dit mouvement séculaire, à une fréquence de l'ordre de qQ/ω , où q est la charge de la particule et Q le gradient du champ quadrupolaire. Une alternative au piège de Paul classique est le piège de Paul linéaire dont le potentiel radial est de la forme :

$$\Phi(r, t) = \frac{1}{2}m\Omega^2(x^2 - y^2)\cos\omega t. \quad (1.4)$$

Ce piège permet de piéger collectivement plusieurs particules chargées le long d'une chaîne, le piégeage longitudinal étant lui réalisé par un potentiel statique. Dans cette configuration le mouvement longitudinal des différents ions est couplé et possède donc des modes d'oscillations collectives. Cette technique est couramment utilisée en information quantique, où l'on peut, grâce à l'interaction coulombienne, transférer de l'information d'un ion à l'autre. Le piégeage des ions est associé à une étape de refroidissement afin de garder les ions dans l'état de confinement le plus bas du piège de Paul. Le confinement des ions dans ce type de piège est si efficace qu'un ion reste plusieurs jours piégé sans étape de refroidissement appliqué en permanence [26, 27]. Le refroidissement laser permet d'atteindre le régime de confinement Lamb-Dicke. En effet la condition pour atteindre ce régime est donnée par le

paramètre de Lamb-Dicke défini par $\eta = k_l \Delta x \leq 1$ où k_l est le vecteur d'onde laser et Δx représente l'extension spatiale de la particule. En travaillant dans l'approximation d'un piège harmonique présentant une fréquence d'oscillation de $\Omega/2\pi = 1\text{MHz}$, on peut définir l'extension spatiale de la particule à partir du niveau d'occupation $\langle n \rangle$ de l'ion dans le piège :

$$\Delta x = \Delta x_0 \sqrt{2\langle n \rangle + 1} \quad \text{où} \quad \Delta x_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\Omega}}.$$

Plusieurs ions sont des possibles candidats pour l'élaboration d'étalons de fréquence optique. Les ions utilisés pour la réalisation des étalons peuvent être classés en deux catégories : les ions présentant deux électrons périphériques comme In^+ [28] et Al^+ [29] qui utilisent une transition dipolaire électrique comme transition horloge et les ions ayant un électron périphérique comme Hg^+ [30], Yb^+ [31], Sr^+ [32] et Ca^+ [33] qui utilisent une transition quadripolaire comme transition horloge. Les espèces actuellement utilisées pour réaliser des références de fréquence sont par exemple l'ion $^{172}\text{Yb}^+$ [34], l'ion $^{171}\text{Yb}^+$ [35, 31, 36, 37], l'ion $^{199}\text{Hg}^+$ [38, 39, 40], l'ion $^{88}\text{Sr}^+$ [41, 42], l'ion $^{115}\text{In}^+$ [43] et l'ion $^{43}\text{Ca}^+$ [44].

1.2.1 Performances et limitations des horloges à ions

D'après l'expression 1.1 on voit que la limitation des horloges à ions sera le rapport signal-à-bruit (S/B) qui est seulement égal à 1 pour une mesure sur un ion unique. Le bruit de projection quantique limite alors la stabilité réalisable à un niveau de $10^{-15} \sqrt{\tau}$ pour une transition optique de facteur de qualité $Q = 10^{15}$.

Cependant, des campagnes de mesures de long terme ont été réalisées pour différentes horloges à ions et ont produit les mesures de fréquence les plus précises à ce jour. En effet une incertitude de l'ordre de 5.2×10^{-17} a été atteinte pour une comparaison entre une horloge à ions Al^+ et une horloge à ion Hg^+ [29]. Une autre comparaison entre deux horloges à ions Hg^+ a permis d'atteindre une exactitude de l'ordre de 8.6×10^{-18} [45]. La plus grande contribution à l'incertitude à ce niveau est associée à des effets de mouvement qui surviennent en raison de l'imperfection de la géométrie du piège et les collisions avec le gaz résiduel.

Malgré l'impressionnante exactitude obtenue avec ce type d'horloge, la limitation en stabilité à court terme des horloges à ions est certainement un inconvénient qui motive pour envisager d'autres possibilités.

1.3 Les horloges à réseau optique

Comme on l'a mentionné plus tôt, la limitation intrinsèque des horloges à ions repose fondamentalement sur le fait que seulement quelques ions peuvent contribuer au signal et le rapport signal-à-bruit est limité à \sqrt{N} ce qui affecte la limite quantique de la stabilité. La configuration idéale est de réaliser un régime de fort confinement, comme le régime Lamb-Dicke, comme dans les horloges à ions tout en travaillant avec un grand nombre d'atomes afin d'avoir un rapport signal à bruit important comme le cas des fontaines. Le but de cette manoeuvre serait d'obtenir des performances encore jamais atteintes au niveau de $10^{-16} \tau^{-1/2}$ en terme de stabilité et au niveau de 10^{-17} en terme d'exactitude. Un nombre élevé d'atomes neutres piégés permettra d'atteindre ces performances. Les pièges de type magnéto-optique ou magnétique ne sont pas adaptés pour des mesures de métrologie, ceci

est dû principalement aux éventuels déplacements de fréquence de la transition associés aux forts gradients de puissance lumineuse et de champ magnétique utilisés. D'autre part, il n'est pas possible d'atteindre le régime de Lamb-Dicke avec de tel pièges.

L'alternative serait d'utiliser un piège dipolaire en utilisant un laser de puissance focalisé fortement. Le faisceau laser rétro-réfléchi pour créer une onde stationnaire, et les atomes sont piégés dans les maxima d'intensité pour un piège désaccordé vers le rouge. Ce genre de piège permet de piéger 10^4 atomes.

1.3.1 Piège dipolaire pour les atomes neutres

L'utilisation d'un piège dipolaire est le point de départ pour un nouveau concept d'horloge. Les avancées expérimentales sur le refroidissement d'atomes neutres par laser permettent en 1986 [46] la réalisation du premier dispositif capable de piéger des atomes avec la force dipolaire [47]. Ce piège résulte de l'interaction du moment dipolaire atomique avec le gradient de champ électrique du laser, ce qui crée une force sur l'atome qui dépend du gradient d'intensité du laser de piégeage. Pour exprimer le potentiel dont dérive cette force, on considère un atome à deux niveaux f (fondamental) et e (excité) séparés par une énergie $\hbar\omega_0$. L'état excité e a une durée de vie finie Γ^{-1} . On note \vec{d} le dipôle réduit associé à la transition $f \rightarrow e$. L'atome est placé dans une onde de fréquence ω_l et de champ électrique :

$$\vec{E}(r, t) = \vec{e}_0(r)\cos(\omega_l t). \quad (1.5)$$

On note $\delta = \omega_l - \omega_0$ le désaccord à la résonance et $\Omega_R(r) = -\vec{d} \cdot \vec{e}_0(r)/\hbar$ la pulsation de Rabi associée à l'interaction entre l'atome et le champ. Dans l'approximation où le désaccord et la largeur Γ du niveau excité vérifiant $\Gamma \ll \delta \ll \omega_0$ et où le paramètre de saturation est faible, le potentiel dipolaire peut se mettre sous la forme :

$$U_{dip}(r) = \frac{\hbar\Omega_R^2(r)}{4\delta}. \quad (1.6)$$

La force dipolaire définie par $\vec{F} = -\vec{\nabla}U(r)$, est proportionnelle au gradient d'intensité du laser. En se plaçant dans la configuration où on a un désaccord vers le rouge ($\delta < 0$), les atomes sont attirés vers les régions d'intensité maximale qui minimisent l'énergie potentielle des atomes. Dans ce cas, on est capable de piéger des atomes au niveau du col d'un faisceau gaussien.

Une autre limitation que présente ce genre de piégeage c'est qu'il induit un déplacement de fréquence. En effet les pièges de type lumineux sont en effet responsables de déplacements de fréquence beaucoup plus importants. Pour espérer atteindre une exactitude de l'horloge au niveau de 10^{-17} , étant donnée la difficulté technique que cela représente, il est nécessaire de trouver un moyen de minimiser le déplacement de la fréquence d'horloge.

1.3.2 Solution pour le déplacement lumineux dans une horloge à réseau optique : longueur d'onde magique

Dans le cas des horloges à réseau optique le déplacement induit par le piège est assez conséquent contrairement au cas des horloges à ions. La valeur exacte du déplacement lumineux dépendra de l'état atomique et des propriétés de la lumière. Heureusement, il y a une façon pour limiter l'effet de ce déplacement lumineux sur la fréquence de la transition horloge. En 2001, H. Katori a proposé une méthode pour annuler le déplacement pour la transition $|f\rangle_{J=0} \rightarrow |e\rangle_{J=0}$ de l'horloge à ^{87}Sr [48].

Pour comprendre l'origine de ce genre de déplacement, on considère l'état $|a\rangle$ d'un atome placé dans un champ électromagnétique. On notera par la suite \vec{E} le champ électrique associé. L'énergie potentielle U de l'interaction dipolaire est proportionnel à E^2 telle que :

$$U = -\alpha_a E^2, \quad (1.7)$$

où α_a est la polarisabilité de l'état $|a\rangle$. Pour un désaccord négatif on a $\alpha_a \geq 0$. Le déplacement de fréquence de la transition entre l'état excité et l'état fondamental est telle que [49] :

$$\omega = \omega_e - \omega_f = -\frac{\Delta\alpha(\omega_l, \mathbf{e})|E(\omega_l, \mathbf{e})|^2}{4\hbar} + \theta(E^4), \quad (1.8)$$

où ω_l et \mathbf{e} sont respectivement la fréquence et la polarisation du laser du piège dipolaire. On a défini dans l'expression précédente $\Delta\alpha(\omega_l, \mathbf{e}) = \alpha_e - \alpha_f$ qui représente la polarisabilité différentielle entre l'état fondamental et l'état excité.

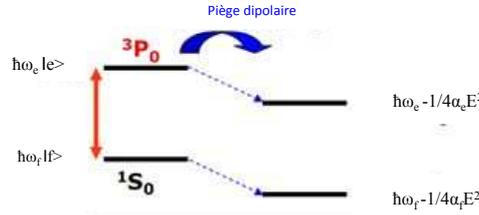


FIGURE 1.3 – Déplacement des niveaux de la transition horloge induit par la présence du champ du piège dipolaire : α_f et α_e représentent la polarisabilité de l'état fondamental et excité.

En première approximation, on considère que l'on a deux niveaux d'horloge avec un moment dipolaire $J=0$, ce qui permettra de considérer que les polarisabilités dynamiques sont parfaitement scalaires. On peut alors éliminer la dépendance en polarisation des états $|f\rangle = {}^1S_0$ et $|e\rangle = {}^3P_0$ s'écrivent simplement $\alpha_f(\omega_l)$ et $\alpha_e(\omega_l)$. Dans le cas d'un atome à plusieurs niveaux, il faut en fait considérer tous les couplages possibles entre niveau fondamental et niveau excité. Le calcul peut alors être mené de manière identique pour chacun des deux niveaux d'horloge. En tenant compte de la contribution de tous les états, la polarisabilité d'un niveau d'horloge $|i\rangle$ s'écrit :

$$\alpha_{|i\rangle}(\omega) = \frac{1}{\hbar} \sum_j |d_{ij}|^2 \left(\frac{1}{\omega_{ij} - \omega} + \frac{1}{\omega_{ij} + \omega} \right), \quad (1.9)$$

où la somme inclut tous les états, et les $d_{ij} = \langle i|d|j\rangle$ sont les éléments de matrice du couplage dipolaire et ω_{ij} est la fréquence de la transition $\omega_j \rightarrow \omega_i$. Pour le calcul du déplacement lumineux on est limité par la connaissance de la force d'oscillateur des transitions et on inclut les transitions de l'état fondamental 1S_0 vers les états 1P_1 et 3P_1 et l'état excité de la transition d'horloge 3P_0 vers les états 7S_0 , 3D_1 , 7S_1 et 8S_1 . Dans ce calcul on ne fait pas intervenir la transition d'horloge puisqu'elle est extrêmement faible. La Figure 1.4, montre le déplacement lumineux pour les deux niveaux intervenant dans la transition d'horloge du mercure en fonction de la longueur d'onde du laser du piège dipolaire. Les déplacements lumineux pour les deux états se croisent pour une certaine longueur d'onde appelé longueur d'onde "magique" noté λ_m . A cette longueur d'onde on est capable d'annuler le premier terme de l'expression 1.8.

où \hat{k} est l'opérateur impulsion pour un atome libre avec une masse m . x , y et z sont les opérateurs positions pour les directions radiale et longitudinale.

Ce type d'hamiltonien décrit une situation analogue connu de la physique de solide : le mouvement d'un électron dans un cristal périodique en physique de solide. En adoptant cette analogie les états propres de l'hamiltonien son obtenus à l'aide du théorème de Bloch. Les états propres sont une superposition linéaire des états propres d'ondes planes de l'atome libre. Ces états sont déterminés par deux nombres quantiques n et q qui représentent respectivement l'indice de bande et la quasi-impulsion de la particule qui est définie modulo $2k_l$ qui est exprimé dans la première zone de Brillouin $-k_l \leq q \leq k_l$.

Par conservation d'impulsion, lorsqu'on ajoute un laser de couplage (laser sonde) accordé sur la résonance atomique l'absorption d'un photon conduit au couplage entre un état fondamental $|f, n, q\rangle$ et un état excité $|e, n', q + k_s\rangle$ où k_s est l'impulsion d'un photon de la sonde.

On distingue deux cas différents suivant les valeurs de n et de n' et du quasi-moment q : (i) le premier cas, on considère $n \neq n'$, ce qui donne lieu à des bandes latérales par rapport à la fréquence porteuse [53]. Dans la référence [53] il a été démontré que le couplage à des bandes latérales ne dépend pas de q pour des profondeurs supérieures à $U_0 = 20E_r$, et que le couplage pour des profondeurs supérieures varie comme $U_0^{-|n'-n|/4}$. La fréquence des bandes latérales augmente rapidement et pour une profondeur $U_0 > 5E_r$, la fréquence est de l'ordre de 10kHz ce qui est bien résolu et ne présente pas un problème. (ii) le deuxième cas, $n = n'$ la transition est très proche de la résonance atomique mais est tout de même affecté d'un léger déplacement par rapport à la fréquence de la porteuse, correspondant à l'écart de fréquence entre les états $|e, n', q + k_s\rangle$ et $|g, n, q\rangle$ telle que $\Delta\Omega = \Omega_{n', q+k_s} - \Omega_{n, q}$. Ce déplacement de fréquence est du même ordre de grandeur que la largeur de la bande et constitue pour les atomes piégés l'analogie de l'effet Doppler pour les atomes libres [53]. En pratique, ce déplacement Doppler se manifeste de différentes manière selon l'état initial du système, c'est à dire avant l'interrogation de la transition d'horloge et la profondeur du piège. Les effets du mouvement se traduisent par un déplacement et un élargissement de la résonance.

La seule solution pour réduire ces effets est donc de travailler avec des profondeurs relativement importantes. Cependant cette solution se traduit aussi par une amplification du déplacement lumineux des niveaux d'horloge. Une solution alternative, permet de réduire les contraintes sur la profondeur de piégeage sans inconvénient véritable.

Cas d'un réseau optique vertical : les états de Wannier-Stark

Le déplacement de fréquence et l'élargissement de la raie décrits dans la section précédente sont dus à l'effet tunnel entre les puits du réseau optique, ce qui conduit à la délocalisation du paquet d'onde. La solution permettant d'utiliser des profondeurs de réseau plus faibles consiste à orienter le réseau dans la direction verticale afin d'utiliser le potentiel supplémentaire dû à la gravitation terrestre pour réduire l'effet tunnel [53]. Le hamiltonien externe prend alors la forme :

$$\hat{H}_{ext} = \frac{\hbar^2 \hat{k}^2}{2m} + \frac{U_0}{2} (1 - e^{-2(x^2+y^2)/w^2} \cos^2(k_l \hat{z})) + mg\hat{z}, \quad (1.12)$$

où g est l'accélération de la pesanteur de la terre.

En alignant le réseau optique verticalement, les puits de potentiel adjacents sont décalés d'une quantité qui correspond à la différence de potentiel gravitationnel entre les deux puits.

La rupture de dégénérescence conduit à une suppression de l'effet tunnel, ce qui permet de décrire le réseau comme une succession de puits uniques sans interaction. Dans le cas du mercure pour une longueur d'onde magique $\lambda_l=362$ nm, le décalage gravitationnel entre deux sites adjacents est tel que $mg\lambda_l/(2h)=885$ Hz.

Le potentiel correspondant à cette configuration est montré dans la Figure 1.5.

Les états propres de ce hamiltonien sont bien connus en physique de solide : ces sont les états de Wannier-Stark notés $|W_m\rangle$ [54] où m est le nombre quantique qui caractérise l'état. Chaque $|W_m\rangle$ est une superposition d'états de quasi impulsion définie, et l'énergie propre associée ne dépend que du nombre quantique m . Ces états ne présentent pas de structures de bande. La distribution spatiale de la fonction d'onde d'un atome dans un état de Wannier-Stark noté m , montre une localisation très forte dans le m -ième puits, qui contient le pic principal de la probabilité de présence, avec des rebonds dans les puits adjacents (voir Figure 1.5 (b)). L'amplitude de ces rebonds éteint de façon exponentielle avec la profondeur du potentiel de piégeage [53].

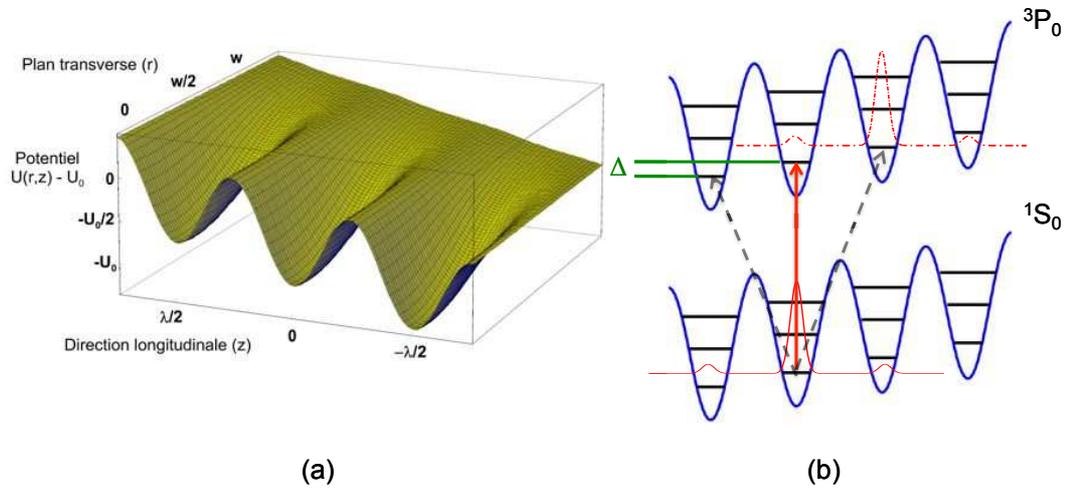


FIGURE 1.5 – (a) Potentiel correspondant à un réseau optique vertical. (b) Levée de dégénérescence des états dans le réseau optique par la gravité (Δ présente le décalage gravitationnel entre deux sites adjacents). Les courbes en rouge présentent la location d'une fonction d'onde de type Wannier-Stark .

1.3.4 Dynamique des atomes dans le piège

Dans le cadre de la configuration du réseau optique vertical, on étudiera la dynamique du piège des atomes dans ce type de confinement. Pour simplifier le problème, on peut écrire le potentiel de confinement en fonction de $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ où x et y représentent la direction transverse du piège et Z est la direction longitudinale. En se limitant aux mouvements de petite amplitude, on peut développer ce potentiel autour de l'origine et on obtient en se limitant aux termes d'ordre 4 :

$$U(r, z) = U_0(1 - e^{-\frac{2r^2}{w^2}} \cos^2(k_l Z)) + mgZ$$

$$\cong U_0(k_l^2 Z^2 + \frac{2r^2}{w^2} - \frac{2k_l^2}{w^2} Z^2 r^2 - \frac{k_l^4 Z^4}{3} - \frac{2r^4}{w^4}) + mgZ.$$

En utilisant le changement de variable $z = Z + \frac{mg}{2U_0k_l^2}$ on peut écrire le développement sous la forme :

$$U(r, z) \cong \left(\frac{1}{2}m\omega_z^2 z^2 + \frac{1}{2}m\omega_r^2 r^2 \right) - \frac{2U_0k_l^2}{w^2} r^2 z^2 - \left(\frac{k_l^4 U_0}{3} z^4 + \frac{2U_0}{w^4} r^4 \right) + \left(\frac{2mg}{w^2} r^2 z + \frac{2k_l^2 mg}{3} z^3 + \frac{m^3 g^3}{6U_0^2 k_l^2} z \right), \quad (1.13)$$

où on définit les pulsations d'oscillations ω_z selon l'axe longitudinal et ω_r dans le plan transverse :

$$\frac{1}{2}m\omega_z^2 = U_0k_l^2 \quad \text{et} \quad \frac{1}{2}m\omega_r^2 = \frac{2U_0}{w^2}.$$

Dans ce développement les deux premiers termes en z^2 et r^2 présentent le potentiel harmonique U_{har} . Le troisième terme en $r^2 z^2$ présente le couplage des degrés de libertés r et z . Le terme en z^4 et r^4 présente la distorsion quadratique U_q . Les trois derniers termes regroupent l'ensemble des termes impairs issus de la transformation. Les termes de U_{har} correspondent à l'approximation harmonique, tous les autres sont traités comme des perturbations.

Dans la plupart des cas le piège à réseau optique peut être considéré comme un oscillateur harmonique avec un certain couplage entre la direction verticale et radiale et la caractéristique des quantités sont les fréquences d'oscillation ω_r et ω_z dans la direction radiale et longitudinale. En utilisant l'expression de la profondeur de piège U_0 en fonction de l'énergie de recul $E_r = \hbar^2 k^2 / (2m)$, on établit les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \omega_z &= \sqrt{\frac{2U_0k^2}{m}} = \frac{2}{\hbar} \sqrt{U_0 E_r}; \\ \omega_r &= \frac{\lambda}{\sqrt{2\pi} w_0} \omega_z; \\ \frac{U_0}{E_r} &= \frac{\omega_z^2 m^2 \lambda^4}{16\pi^4 \hbar^2}. \end{aligned} \quad (1.14)$$

L'hamiltonien du système peut être exprimé comme un oscillateur à trois dimensions avec des fréquences d'oscillations données dans la direction longitudinale et transverse, qui sont modifiées par le couplage entre les deux directions. On a alors :

$$\hat{H} = \hat{H}_{har} + \hat{H}_{coup} + \hat{H}_q + \hat{H}_{imp}; \quad (1.15)$$

avec :

$$\begin{aligned} \hat{H}_{har} &= \frac{\hat{P}^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega_z^2 \hat{z}^2 + \frac{1}{2}m\omega_r^2 (\hat{x}^2 + \hat{y}^2); \\ \hat{H}_{coup} &= -\frac{2U_0k_l^2}{w^2} \hat{z}^2 (\hat{x}^2 + \hat{y}^2); \\ \hat{H}_q &= -\frac{k_l^4 U_0}{3} \hat{z}^4 - \frac{2U_0}{w^4} \hat{r}^4; \\ \hat{H}_{imp} &= \frac{2mg}{w^2} r^2 \hat{z} + \frac{2k_l^2 mg}{3} \hat{z}^3 + \frac{m^3 g^3}{6U_0^2 k_l^2} \hat{z}. \end{aligned}$$

En première approximation le mouvement est celui d'un oscillateur harmonique à 3 dimensions, dans l'approche quantique du problème de l'oscillateur harmonique [55] on introduit les opérateurs création et annihilation pour les trois directions :

$$\begin{aligned}\hat{x}^2 &= \frac{\hbar}{2m\omega_r}(\hat{a}_x + \hat{a}_x^+)^2, & \hat{p}_x^2 &= -\frac{\hbar m\omega_r}{2}(\hat{a}_x - \hat{a}_x^+)^2; \\ \hat{y}^2 &= \frac{\hbar}{2m\omega_r}(\hat{a}_y + \hat{a}_y^+)^2, & \hat{p}_y^2 &= -\frac{\hbar m\omega_r}{2}(\hat{a}_y - \hat{a}_y^+)^2; \\ \hat{z}^2 &= \frac{\hbar}{2m\omega_z}(\hat{a}_z + \hat{a}_z^+)^2, & \hat{p}_z^2 &= -\frac{\hbar m\omega_z}{2}(\hat{a}_z - \hat{a}_z^+)^2.\end{aligned}$$

En introduisant l'opérateur $\hat{n}_i = \hat{a}_i^+ \hat{a}_i$, l'hamiltonien harmonique peut s'écrire :

$$\hat{H}_{har} = \hbar\omega_r(\hat{n}_x + \hat{n}_y + 1) + \hbar\omega_z(\hat{n}_z + 1/2). \quad (1.16)$$

et l'énergie non perturbée :

$$E_0(n_x, n_y, n_z) = \hbar\omega_r(n_x + n_y + 1) + \hbar\omega_z(n_z + 1/2). \quad (1.17)$$

Le terme de couplage \hat{H}_{coup} entre les directions longitudinale et transverse peut s'écrire sous la forme :

$$\hat{H}_{coup} = -\frac{\hbar\omega_z\hbar\omega_r}{16U_0}(\hat{a}_z^+ - \hat{a}_z)^2[(\hat{a}_x^+ + \hat{a}_x)^2 + (\hat{a}_y^+ + \hat{a}_y)^2]. \quad (1.18)$$

La théorie des perturbations indique que la correction du premier ordre à l'énergie des états propres $|n\rangle = |n_x\rangle |n_y\rangle |n_z\rangle$ de l'expression de H_{har} est $\langle n | \hat{H}_{coup} | n \rangle$, ce qui permet d'explicitier le fait que la fréquence des bandes latérales obtenues lorsque l'on sonde selon l'axe z présente une correction qui dépend des nombres quantiques radiaux n_x et n_y . La correction au niveau de l'énergie est en appliquant la théorie des perturbation pour H_{coup} :

$$\epsilon(n_x, n_y, n_z) = -\frac{\hbar^2\omega_r\omega_z}{4u_0}(n_x + n_y + 1)(n_z + \frac{1}{2}). \quad (1.19)$$

Finalement l'énergie de l'état vibrationnel s'écrit :

$$E(n) = E(n_x, n_y, n_z) = \hbar\omega_z(n_z + \frac{1}{2}) + \hbar\omega_r(n_x + n_y + 1)(1 - \frac{\hbar\omega_z}{4U_0}(n_z + \frac{1}{2})). \quad (1.20)$$

Le terme en $(x^2 + y^2)z^2$ dans le développement du potentiel (voir équation 1.13) est responsable d'un déplacement des bandes latérales longitudinales en fonction de l'excitation transverse. En appelant ω_{\pm} la fréquence de la bande latérale $|n_z\rangle \rightarrow |n_z \pm 1\rangle$, la contribution des atomes situés dans les états (n_x, n_y) s'écrit :

$$\hbar\omega_{\pm}(n_x, n_y) = \pm\hbar\omega_z(1 - \frac{\hbar\omega_r}{4U_0}(n_x + n_y + 1)). \quad (1.21)$$

Sous cette forme on voit que l'excitation transverse des atomes vient modifier la fréquence de la bande latérale longitudinale. Cet effet peut s'interpréter par le fait que plus le niveau vibrationnel transverse est élevé, plus les atomes voient un potentiel de piégeage faible.

Température des atomes dans le piège

Il est possible de tirer des informations concernant la température des atomes piégés dans le réseau optique ainsi que sur la longueur d'onde du piège en regardant le spectre des bandes latérales de la transition horloge. Il est possible de modéliser le spectre des bandes latérales en supposant que la répartition des atomes sur différents niveaux vibrationnels suit une distribution classique de Maxwell-Boltzmann. Pour cela on distingue deux températures T_z et T_r qui correspondent respectivement aux excitations longitudinale et transverse. Le spectre est obtenu en interrogeant les atomes selon l'axe longitudinal et on s'arrange pour faire apparaître les bandes latérales rouge et bleue de fréquences respectives ν_+ et ν_- en balayant le désaccord sur plusieurs centaines de kHz de part et d'autre de la résonance porteuse. En supposant une distribution de Boltzmann la probabilité $p(n_i)$ pour qu'un atome soit dans l'état vibrationnel n_i s'écrit :

$$p(n_i) = e^{-n_i \frac{h\nu_i}{k_B T_i}} (1 - e^{-\frac{h\nu_i}{k_B T_i}}) \quad \text{pour } n_i \geq 0,$$

$$\langle n_i \rangle = \frac{1}{e^{\frac{h\nu_i}{k_B T_i}} - 1}. \quad (1.22)$$

En tenant compte du fait que si tous les états participent à la bande bleue, seuls ceux ayant $n_z \geq 1$ pour le niveau fondamental contribuent à la bande rouge, on peut écrire :

$$\begin{cases} P(\nu_+(n_r)) &= (n_r + 1) \sum_{n_z=0}^{\infty} p(n_r, n_z) \\ P(\nu_-(n_r)) &= (n_r + 1) \sum_{n_z=1}^{\infty} p(n_r, n_z) \end{cases}$$

Pour des températures suffisamment basses, le rapport r des hauteurs de la bande latérale bleue sur la bande rouge, peut s'écrire comme :

$$r = \frac{P(\nu_+(n_r))}{P(\nu_-(n_r))} = \frac{\sum_{n_z=0}^{\infty} p(n_z)}{\sum_{n_z=1}^{\infty} p(n_z)}. \quad (1.23)$$

En utilisant l'expression des énergies des états de confinement suivant z : $E_z(n_z) = (n_z + 1/2)\hbar\nu_z$, le rapport s'écrit simplement :

$$r = e^{\frac{h\nu_z}{k_B T_z}} = f_B; \quad (1.24)$$

où on nommera par la suite f_B le facteur de Boltzmann. A partir de cette expression on déduit la température longitudinale T_z défini par :

$$T_z = \frac{h\nu_z}{k_B \text{Log}(r)}. \quad (1.25)$$

1.3.5 Performances et limitations

Après la proposition de H. Katori, plusieurs projets d'horloges ont été développés dans le monde tel que : strontium, ytterbium et mercure. Ces trois éléments possèdent une longueur d'onde magique pour le confinement dans le piège dipolaire. Les horloges à réseau optique atteignent maintenant un niveau de performance dépassant les fontaines atomiques en exactitude et un ordre de grandeur meilleur en terme de stabilité. Ceci a été confirmé

expérimentalement par des horloges à strontium et ytterbium avec diverses formes isotopiques : (^{171}Yb , ^{173}Yb , ^{174}Yb) pour l'Ytterbium (University of Washington [56], et INRIM en Italie [57]) et (^{87}Sr et ^{88}Sr) pour le Strontium (PTB [58], au NIST[59]).

Le rayonnement du corps noir sera plus vraisemblablement l'effet qui limitera en terme d'exactitude l'horloge à strontium et probablement à ytterbium. En attendant les résultats des premiers systèmes cryogéniques, la meilleure manière de ne pas être limité par cet effet est de choisir des atomes moins sensibles au rayonnement du corps noir comme le mercure.

1.4 Intérêts et motivations d'une horloge à réseau optique au mercure

Le choix d'un atome pour la réalisation d'une horloge optique repose sur la structure des niveaux d'énergie. En effet l'atome choisi pour la réalisation d'une horloge optique doit comprendre un état fondamental, un état métastable avec une durée de vie supérieure à 1 s auquel l'état fondamental est faiblement couplé et un état de courte durée de vie de l'ordre de nanoseconde qui soit fortement couplé à l'état fondamental. L'ensemble des longueurs d'onde à mettre en oeuvre doivent être accessible facilement avec les technologies lasers et ces processus non linéaires. Plus récemment le mercure apparait comme un candidat pour la réalisation d'une horloge à réseau optique. Il s'agit de notre équipe au LNE-SYRTE (France)[16] et celle de H. Katori à l'université de Tokyo (Japon)[50]. L'un des principaux intérêts de l'utilisation du mercure pour la réalisation d'une horloge atomique, est le faible déplacement de fréquence de la transition d'horloge causé par le rayonnement du corps noir à température ambiante. Le projet d'horloge à réseau optique à atomes piégés de mercure du LNE-SYRTE a démarré en 2005. Une première étape a consisté à mettre au point la chambre à vide et le système laser de refroidissement ainsi que la réalisation de la source laser du laser horloge référencée sur une cavité Fabry-Perot ultrastable de grande finesse utilisée pour l'interrogation des atomes. La capture des atomes est réalisé suivant la transition $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_1$ à 253.7 nm. L'interrogation est réalisée sur la transition $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ à 265.6 nm. La spectroscopie laser de la transition horloge sur des atomes en chute libre a permis de faire la première mesure absolue de la fréquence de la transition d'horloge des fermions ^{199}Hg et ^{201}Hg pour des atomes en chute libre (thèse de Michael Petersen en 2008). L'étape suivante était de développer une source laser pour le réseau optique ainsi que le piégeage des atomes dans le régime de Lamb-Dicke et la mise en oeuvre des méthodes de refroidissement des atomes dans le piège dipolaire.

1.4.1 Motivations et performances envisagées

Niveaux d'énergie de l'atome de mercure Le mercure a un numéro atomique de 80 et une masse atomique moyenne de $200,59 m_u$ où m_u est l'unité de masse atomique. Le mercure possède 7 isotopes naturels : 2 fermions et 5 bosons (Figure 2.1). Au moins 6 d'entre eux ont une abondance naturelle supérieure à 5 % et sont donc pratiquement utilisables pour la réalisation de l'horloge à mercure. La structure atomique du mercure est similaire alcalineux-terreux comme Ca, Sr, Yb. Les deux fermions ^{199}Hg et ^{201}Hg ont une transition faiblement permise ($^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_0$). En effet dans l'approximation dipolaire, cette transition est interdite. Pour les isotopes fermioniques ^{199}Hg et ^{201}Hg avec un spin nucléaire non nul, cette transition devient faiblement permise grâce au mélange hyperfin comme c'est le cas pour les isotopes ^{87}Sr , ^{171}Yb et ^{173}Yb . Les coefficients de mélanges et la durée de vie de

l'état métastable 3P_0 ont été calculés et mesurés en 1967 [60]. La largeur naturelle de cette transition est de l'ordre de 100 mHz et la longueur d'onde correspondante est 265.6 nm. Dans le cas des bosons, un champ magnétique statique permettra de mélanger l'état métastable 3P_0 avec les niveaux 3P_1 et 1P_1 , afin d'utiliser la même transition comme transition d'horloge.

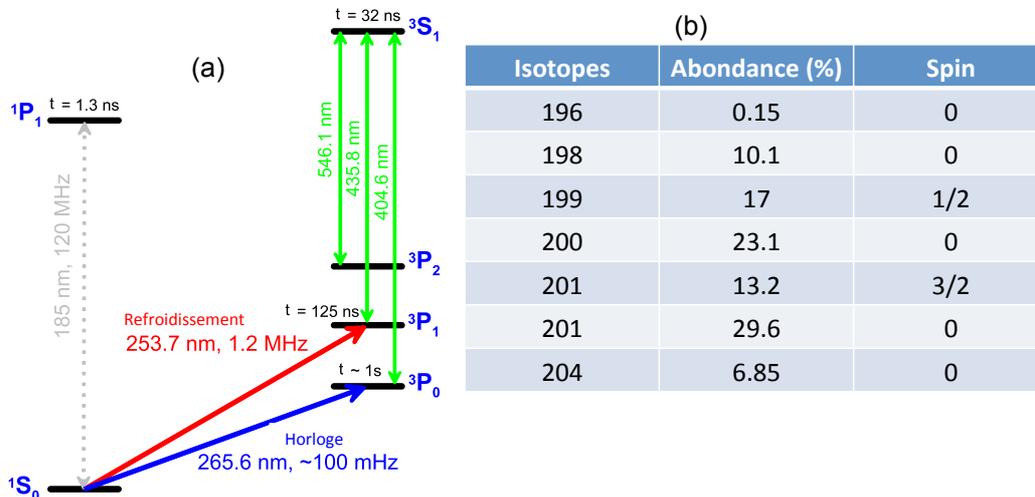


FIGURE 1.6 – (a) Niveaux d'énergie de l'atome de mercure et longueur d'onde des transitions associées. (b) Abondance des différents isotopes de mercure et spin nucléaire.

Déplacement du corps noir Un effet qui est important par valeur du déplacement de fréquence qu'il produit sur les atomes est le déplacement lié au rayonnement thermique ambiant. Pendant la préparation des atomes pour la spectroscopie de la transition horloge, les atomes sont en présence d'un champ électromagnétique en équilibre thermodynamique avec les parois de la chambre à vide. Pour une température T , le rayonnement thermique appelé aussi rayonnement du corps noir correspond à un champ électromagnétique fluctuant avec une densité spectrale volumique décrite par la loi de Planck [61] :

$$\rho(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^3 c^3} \frac{1}{e^{\hbar\omega/k_B T} - 1}, \quad (1.26)$$

où k_B est la constante de Boltzmann et c la célérité de la lumière. Cela conduit à un champ électrique fluctuant à une température T telle que :

$$\langle E^2 \rangle = K_E \left(\frac{T}{T_0} \right)^4; \quad (1.27)$$

avec $T_0 = 300$ K et $K_E = (831.9 \text{ V}\cdot\text{m}^{-1})^2$. Couplée à l'atome, la fluctuation du champ électrique induit un déplacement de type Stark entre les niveaux de la transition horloge, en effet la fréquence de la transition horloge est déplacée selon la loi :

$$\Delta\nu = K_{BB} \left(\frac{T}{T_0} \right)^4. \quad (1.28)$$

Espèces atomiques	Déplacement du corps noir
Cs (micro-onde)	-1.7×10^{-14}
Rb (micro-onde)	-1.3×10^{-14}
Sr	-5.5×10^{-15}
Ca, Yb	-2.6×10^{-15}
H	-4.2×10^{-16}
Mg	-3.9×10^{-16}
Hg	-1.6×10^{-16}
Hg ⁺	-1.0×10^{-16}
Al ⁺	-3.8×10^{-18}

FIGURE 1.7 – Déplacement lumineux dû au rayonnement du corps noir pour différentes espèces atomiques utilisées pour la réalisation des horloges atomiques.

Pour le strontium le déplacement de fréquence à une température de 300K est d'environ -2.35 Hz soit -5.5×10^{-15} en valeur relative, et la dépendance de cet effet est en T^4 . Sachant qu'il est difficile de contrôler la température de l'environnement à mieux que 0.1K pour ce genre d'expérience, on peut espérer un contrôle au niveau de 10^{-17} si l'on travaille à une température ambiante. Etant donnée la difficulté que représenterait le passage à un environnement cryogénique, c'est vraisemblablement l'effet qui limitera à terme l'exactitude de l'horloge. Pour ne pas être limité par cet effet, la solution serait de choisir des atomes moins sensible. C'est le cas du mercure. Dans le tableau de la Figure 1.7 on résume des valeurs du coefficient K_{BB} à une température ambiante de 300 K pour différents atomes. On déduit alors que la correction relative due au déplacement du corps noir pour le mercure à 300K est 34 fois plus petite que la correction du Sr (Tableau 1.7).

Pression de vapeur Par rapport aux autres atomes utilisés à ce jour pour les horloges optiques à réseau, le mercure a une pression de vapeur beaucoup plus élevée. En effet la pression de vapeur à 300 K est de l'ordre de 0,3 Pa (voir la figure 1.8). La pression de vapeur entre 10^{-5} et 10^{-4} Pa, est bien adaptée pour un piège magnéto-optique. Cette pression correspond à une température de l'ordre de -55°C , une température qui est facilement accessible sous vide avec des modules thermoélectriques à effet Peltier. Grâce à cette pression de vapeur on évite l'utilisation d'un four à très haute température (600°C pour le Sr) ce qui est favorable pour mieux contrôler l'effet du corps noir qui devait être à long terme l'effet limitant pour certaines horloges comme le strontium.

Dérive de la constante de structure fine En 1937, Dirac a suggéré qu'il était utile de vérifier si les constantes fondamentales de la physique ont effectivement été constantes dans le temps et beaucoup d'efforts ont été consacrés à cet objectif avec une précision croissante. Dans la relativité générale comme dans d'autre théories métriques une variation des constantes non gravitationnelles est interdite, ce qui est une conséquence directe du principe d'équivalence d' Einstein. Cependant un certain nombre de théories modernes

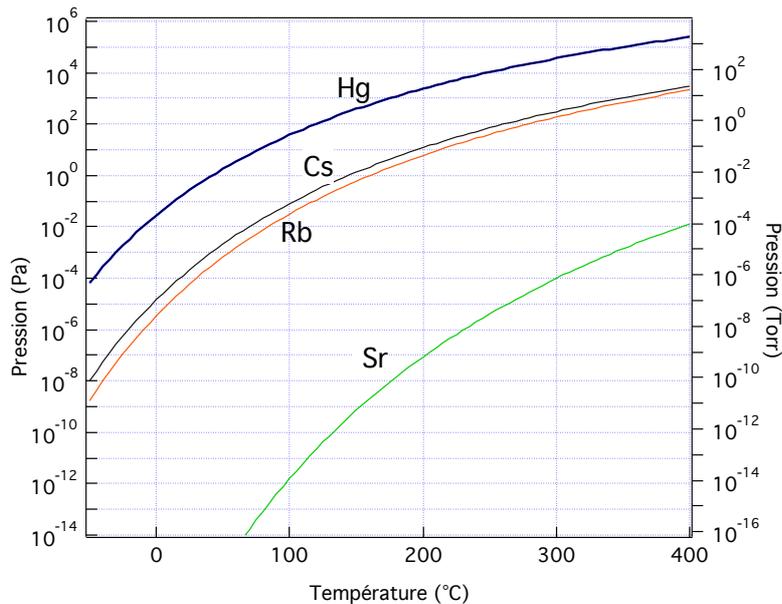


FIGURE 1.8 – Variation de la pression de vapeur saturante en fonction de la température pour le mercure et quelques espèces utilisées pour la réalisation des horloges atomiques.

prédissent l'existence de nouvelles interactions qui violent le principe d'équivalence d'Einstein. Damour et Polyakov [62] prévoient la variation des constantes fondamentales avec le temps en particulier la constante de structure fine. Jusqu'à récemment, seules des mesures astronomiques, présentant une faible résolution de mesure sur des grandes échelles de temps, étaient susceptibles de tester cette prévision. Avec les fontaines atomiques puis les horloges optiques, on dispose maintenant de mesures de très grande résolution mais sur des intervalles de temps beaucoup plus courts.

Le principe de ce test réside dans l'évaluation d'une éventuelle dérive des fréquences d'horloge, fonctionnant avec différentes espèces atomiques avec différents nombres atomiques Z . Cette dérive, si elle existe, peut alors être reliée à la dérive de constantes fondamentales, comme la constante de structure fine α .

Le principe de ces tests implique la comparaison des fréquences donnée par les horloges en utilisant différentes espèces atomiques avec différents nombres atomiques Z . En effet toute variation de la différence de fréquence entre deux horloges pourrait être attribué à un changement des constantes fondamentales ou à des imperfections dans le comportement à long terme des horloges. Donc pour faire un test convaincant il est obligatoire de faire participer un grand nombre d'horloges et de faire la corrélation croisée entre les mesures. ACES en tant que projet spatial donnera, en bénéficiant de la grande stabilité et précision des horloges, accès à un grand nombre d'horloges au sol à atomes froids de différents laboratoires mondiaux ce qui donnera accès à des horloges fonctionnant avec de nombreux atomes par exemple césium, rubidium, mercure, ytterbium, ion mercure etc...

Le calcul de Prestage et al [63] montre que les corrections relativistes à l'énergie hyperfine deviennent importantes pour des valeurs de Z élevées. En choisissant deux atomes de Z très différents on a avec un rapport entre les énergies hyperfines très précis du test de la constante α . Un des grands tests effectués porte notamment sur l'éventuelle dérive des "constantes" fondamentales, prévue par des théories alternatives à la théorie de la rela-

tivité. Une contrainte significative à $\dot{\alpha}/\alpha$ vient de la comparaison des transitions horloges des atomes de Rb et Cs avec les fontaines du SYRTE depuis 1998 [64, 1] La sensibilité d'une telle mesure sera améliorée par l'extension des comparaisons à d'autres étalons de fréquences comme les horloges optiques à ions. En effet une évaluation déduite du rapport entre la fréquence de la transition horloge de l'ion mercure (282 nm) et celle de l'état fondamental hyperfin de ^{133}Cs sur une période de six ans permet de déduire une variation de la constante de structure fine [65] :

$$\frac{\dot{\alpha}}{\alpha} = (-6.2 \pm 6.5) \times 10^{-17} / \text{an}. \quad (1.29)$$

Une autre comparaison entre les fréquences de transitions d'horloges de l'ion Yb^+ et de l'état fondamental hyperfin du ^{133}Cs [66] donne :

$$\frac{\dot{\alpha}}{\alpha} = (-0.3 \pm 2.0) \times 10^{-15} / \text{an}. \quad (1.30)$$

Une autre évaluation déduite du rapport des fréquences de transitions d'horloges des horloges optiques à ion Al^+ et Hg^+ mesuré sur une année a permis de déduire la variation temporelle de la constante de structure fine [45] :

$$\frac{\dot{\alpha}}{\alpha} = (1.6 \pm 2.3) \times 10^{-17} / \text{an}. \quad (1.31)$$

Dans le même contexte de comparaison, la fréquence de la transition d'horloge $^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_0$ pour l'isotope ^{87}Sr a été mesurée par rapport au standard Cs par trois laboratoires de métrologie indépendants à Boulder, Paris et Tokyo pendant trois ans. Cette mesure a permis de déduire la variation temporelle de α [67] :

$$\frac{\dot{\alpha}}{\alpha} = (-3.3 \pm 30) \times 10^{-16} / \text{an}. \quad (1.32)$$

L'avantage de l'utilisation du mercure neutre comme espèce atomiques dans cette logique de comparaison c'est qu'il a un nombre atomique assez élevé ($Z=80$) et qu'il possède la transition d'horloge $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$, à 265,6 nm assez sensible à la variation de la constante de structure fine (voir tableau 1.9) [68].

Espèces chimiques	$\frac{\delta\nu/\nu_0}{\delta\alpha/\alpha}$
Hg	0.81
Sr	0.06
Yb	0.31
Hg ⁺	-3.2
Al ⁺	0.008
Yb ⁺ (oct)	-5.2

FIGURE 1.9 – Rapport de variation de la fréquence de transition d'horloge et de la variation de la constante de structure fine pour quelques espèces atomiques utilisées pour la réalisation des horloges optiques.

1.5 Conclusion

Dans ce chapitre on a décrit les éléments théoriques à la base du fonctionnement des horloges à réseau optique. La motivation principale pour la construction de ces horloges à réseau est la haute stabilité à court terme qui est de quelques ordres de grandeurs meilleure que les horloges à ions et les horloges à micro-ondes. Dans ce contexte il a été démontré que lorsque la lumière du réseau optique est accordée à la longueur d'onde magique, les changements de la fréquence d'horloge du réseau optique doivent être contrôlés à un niveau de 10^{-18} . Toutefois aucune horloge à réseau n'a encore démontré une exactitude inférieure à 10^{-16} . Au-delà des arguments habituels fournis en introduction justifiant le passage des horloges micro-ondes aux horloges optiques ainsi que les avantages du fort confinement obtenu avec le réseau optique, le fait de disposer d'une horloge à réseau optique au mercure au LNE-SYRTE apporte des avantages particuliers.

Chapitre 2

Caractérisation du piège magnéto-optique et mise en évidence du refroidissement sub-Doppler des isotopes fermioniques du mercure

Introduction

Le développement des horloges atomiques a tiré profit du développement dans le domaine du refroidissement des atomes. Ce domaine a connu une évolution avec la mise en oeuvre des sources lasers. En effet les avancées réalisées les vingt dernières années des techniques de refroidissement d'atomes par laser ont conduit à des expériences spectaculaires de spectroscopie à très haute résolution pour la réalisation des étalons de fréquence et de temps où il est maintenant possible d'interroger les atomes pendant plusieurs millisecondes, jusqu'à plusieurs secondes. L'utilisation des atomes froids est maintenant très répandue en physique atomique, surtout pour les alcalins (groupe I). Cependant pour le mercure, qui a une structure électronique similaire à celle des alcalino-terreux (groupe II), cette technique est difficile à mettre en oeuvre à cause de la longueur d'onde utilisée pour le refroidissement pour laquelle on dispose pas de source laser commerciale malgré les avancées dans le domaine des systèmes lasers. Il a ainsi fallu attendre jusqu'à 2008 pour avoir le premier piège magnéto-optique de mercure.

Il faut mentionner aussi que la plupart des éléments alcalino-terreux (groupe II) ne parviennent pas à atteindre des températures de limite Doppler en une seule étape [69, 70]. Seuls dans des rares cas le refroidissement sub-Doppler des éléments alcalino-terreux fermioniques a été obtenu en utilisant une seule transition par exemple, le ^{87}Sr [71], ^{171}Yb et ^{173}Yb [72]. Dans ce deuxième chapitre, on rappelle le fonctionnement de notre piège magnéto-optique ainsi que le système laser mis en place pour effectuer le refroidissement des atomes de mercure. Nous présenterons des résultats importants de caractérisation du nuage atomique (nombres d'atomes piégés, température,...) ainsi que la mise en évidence du refroidissement sub-Doppler des isotopes fermioniques du mercure.

2.1 Refroidissement des atomes de mercure

Dans cette section on fait le rappel des mécanismes en jeu dans le refroidissement Doppler.

2.1.1 Refroidissement Doppler

Le refroidissement Doppler est souvent utilisé comme première étape dans le refroidissement d'atomes. Dans ce qui suit, on se contente d'un raisonnement simple à une dimension pour comprendre le principe de fonctionnement de ce mécanisme.

Considérons un atome résonant à la fréquence ν_0 avec une vitesse \vec{v}_a qui est soumis à deux ondes lasers contrapropageantes de mêmes amplitudes et de fréquence ν_L . La fréquence du laser est décalée vers le rouge par rapport à la fréquence de résonance de l'atome d'une quantité $\Delta\nu = \nu_L - \nu_0 < 0$. Dans le référentiel de l'atome en mouvement, une onde laser est décalée par effet Doppler de $\Delta\nu_D = \vec{k}_L \vec{v}_a$ avec \vec{k}_L le vecteur d'onde du laser.

Pour l'interaction entre l'onde et l'atome, il y a deux cas de figures : le premier cas c'est quand le laser a le même sens de propagation que la vitesse de l'atome. Dans ce cas l'atome voit une fréquence laser diminuée telle que $\nu_L = \nu_0 + \Delta\nu - k_L v_a$. Dans l'autre cas de figure, l'onde se propage dans le sens opposé du mouvement de l'atome. La fréquence vue par l'atome est donc $\nu_L = \nu_0 + \Delta\nu + k_L v_a$. Par conséquent, l'atome absorbe préférentiellement les photons provenant du laser opposé au mouvement de l'atome. En absorbant le photon, l'atome encaisse l'impulsion $\hbar \vec{k}_L$ du photon. Après une durée de l'ordre de durée de vie de l'état excité de l'atome celui-ci se désexcite en émettant un photon par émission spontanée. Du fait que sa direction de propagation, ainsi que sa phase, ont un caractère aléatoire, la moyenne de l'impulsion de recul associée est nulle en moyenne. En subissant un nombre important de cycles d'absorption et d'émissions spontanées, l'atome voit son énergie cinétique diminuer.

La force de pression de radiation exercée sur un atome par un faisceau laser contrapropageant, dans la limite des faibles intensités, est [73] :

$$F = \frac{1}{2} \hbar k_L \Gamma \left[\frac{\Omega^2/2}{(\delta - kv_a)^2 + \Gamma^2/4} - \frac{\Omega^2/2}{(\delta + kv_a)^2 + \Gamma^2/4} \right]. \quad (2.1)$$

Pour simplifier on a posé $\delta = \omega_L - \omega_a$ et $\hbar\Omega/2 = d\varepsilon_L$. A la limite des faibles vitesses $kv_a \ll |\delta|$, Γ la force varie linéairement en fonction de la vitesse :

$$F \simeq -4\hbar k^2 \frac{I}{I_0} \frac{2\delta\Gamma}{[1 + (2\delta/\Gamma)^2]^2} v_a. \quad (2.2)$$

Cette force, proportionnelle à la vitesse, est analogue à une force de friction où on définit α comme coefficient de friction [74] :

$$\alpha = -4\hbar k^2 \frac{I}{I_0} \frac{2\delta\Gamma}{[1 + (2\delta/\Gamma)^2]^2}. \quad (2.3)$$

La validité de l'approximation $k\Delta v \ll \Gamma$, peut s'écrire encore :

$$\left(\frac{\hbar k^2}{m\Gamma} \right) \ll 1. \quad (2.4)$$

Cette force de friction conduit à un taux de perte d'énergie cinétique des atomes telle que :

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{refroidissement} = F v_a = -\alpha v_a^2. \quad (2.5)$$

Il faudra noter que la force de friction telle qu'elle est défini dans 2.1, est une force moyenne. Les fluctuations de cette force produisent un effet de chauffage. La variation de cette énergie de chauffage est donné par [74] :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{chauffage}} = \frac{D}{m} = \frac{\hbar^2 k^2}{m} \Gamma \frac{I/I_0}{1 + (2|\delta|/\Gamma)^2}, \quad (2.6)$$

où D est la constante de diffusion défini par la relation d'Einstein [75] :

$$D = \frac{k_B T}{\alpha}, \quad (2.7)$$

où k_B est la constante de Boltzmann. Le mouvement des atomes dans le fluide visqueux de photons est analogue à la diffusion dans le mouvement brownien classique, d'où l'appellation de mélasse optique. La température est déterminée par l'égalisation du taux de refroidissement (déterminé par le coefficient de friction) et du taux de chauffage (déterminé par le coefficient de diffusion D). Le mécanisme de friction avait été identifié et étudié dans plusieurs références [76, 75]. Cette étude a été complétée par l'étude du coefficient de diffusion pour obtenir la température à partir de la relation d'Einstein. A l'équilibre on a alors :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{chauffage}} + \left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{refroidissement}} = 0. \quad (2.8)$$

En utilisant les expressions précédentes, on déduit l'expression de la vitesse quadratique moyenne à l'équilibre [74] :

$$v_a^2 = \frac{\hbar \Gamma}{4m} \frac{1 + (2\delta/\Gamma)^2}{2|\delta|/\Gamma}. \quad (2.9)$$

A partir du théorème d'équipartition de l'énergie, on obtient une évaluation de la température pour une mélasse optique 1D, telle qu'on a $\frac{1}{2}k_B T$ par degré de liberté d'où $1/2k_B T = 1/2mv_a^2$ où k_B [76] :

$$k_B T = \frac{D}{\alpha} = \frac{\hbar \Gamma}{4} \frac{I/I_0}{1 + (2|\delta|/\Gamma)^2}. \quad (2.10)$$

La température minimale est obtenue pour un désaccord de fréquence $\delta = -\Gamma/2$ qui correspond à :

$$k_B T_{\min} = \frac{\hbar \Gamma}{2}; \quad (2.11)$$

Donc cette limite théorique s'explique par la compétition entre force de friction et chauffage dû à la diffusion au sein de la mélasse. Cette température minimale vaut environ $30.6\mu\text{K}$ pour l'atome de mercure : on l'appelle la limite Doppler du refroidissement. En généralisant le refroidissement Doppler à 3D (en utilisant trois paires de faisceaux contrepropageants), l'atome subira alors une force de friction qui va le refroidir dans les trois directions de l'espace, et les atomes qui se trouvent à l'intersection des faisceaux sont ralentis et immobilisés [75, 74]. Les premières mesures de température sur des mélasses ont montré des valeurs inférieures à T_D [75]. En effet des processus de refroidissement dit sub-Doppler jouent alors un rôle essentiel pour expliquer ces températures plus basses que prévues.

2.1.2 Refroidissement sub-Doppler

Au cours de l'année 1988, des physiciens [76, 75] ont proposé un mécanisme pour expliquer les températures inattendues qu'ils ont observées avec la mélasse optique de sodium. Le point clé du mécanisme du refroidissement sub-Doppler est la multiplicité des

sous-niveaux atomiques dans le niveau fondamental et la variation spatiale de la polarisation des photons dans une mélasse optique [77, 76]. Cette variation peut avoir pour origine le gradient de polarisation suscité par les paires de faisceaux contre-propageants de la mélasse optique en configuration $\sigma^+ - \sigma^-$. Une explication quantitative et détaillée se trouve dans la référence [73].

Il est important de remarquer, que dans le cas de refroidissement à 1D avec un gradient de polarisation, le refroidissement sub-Doppler n'est pas attendu pour une configuration de l'état fondamental telle que $J_g = 1/2$ [76], ce qui sera le cas d'un isotope du mercure.

2.1.3 Structure du niveau 6^3P_1 de la raie de résonance 253.7nm

Les premiers niveaux de la transition de refroidissement de l'atome de mercure sont représentés sur la Figure 2.1. Le niveau fondamental 6^1S_0 a un moment angulaire $J = 0$; par suite les isotopes de masse atomique paire sans spin nucléaire n'ont pas de décomposition en sous-niveaux, alors que les isotopes impairs à spin nucléaire non nul ont des sous-niveaux dûs uniquement au moment magnétique du noyau. Le premier niveau excité est le niveau 6^3P_1 , de moment angulaire électronique $J = 1$, relié au niveau fondamental par la raie d'intercombinaison $6^1S_0 \rightarrow 6^3P_1$ (253.7 nm). Son facteur de Landé dans le cas des isotopes pairs vaut $g_J = 1.4830$.

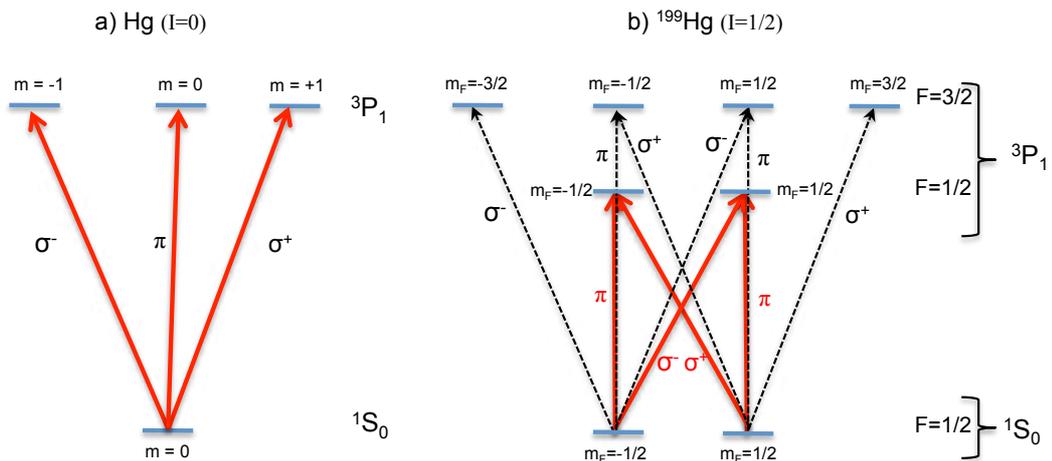


FIGURE 2.1 – Structure du niveau 6^3P_1 pour un isotope pair ($I = 0$) et un isotope impair $I \neq 0$.

Il en résulte une structure hyperfine complexe de la raie 253.7 nm. Pour un isotope impair le niveau excité 6^3P_1 est décomposé en niveaux hyperfins caractérisés par le nombre quantique F qui représente le moment cinétique total $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$ de l'atome.

2.2 Piège magnéto-optique pour le mercure

Le principe de fonctionnement général d'un piège magnéto-optique (PMO) est décrit dans [78]. Il repose sur la combinaison d'un gradient de champ magnétique et d'un faisceau laser rétro-réfléchi ayant une polarisation circulaire dans un sens, et circulaire opposée après réflexion. De cette manière, et en désaccordant la fréquence du laser dans le rouge de la transition, les atomes s'éloignent du centre du piège, où le champ magnétique est nul, se

retrouvent à résonance avec le laser contra-propagant et hors résonance avec le laser co-propagant. Il est ainsi possible de les confiner dans une direction de l'espace. En utilisant trois paires de faisceaux dans les trois directions de l'espace, on est capable de piéger les atomes autour de la zone de champ nul. Dans ce qui suit on détaillera notre système laser à $\lambda = 254$ nm avec une largeur de raie de l'ordre de $\Gamma/(2\pi) = 1.3$ MHz, suivant la transition $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$.

2.2.1 Source laser à 253.7nm

La source laser nécessaire pour la réalisation du piège magnéto-optique du mercure doit fournir la fréquence correspondant aux longueurs d'onde de la transition cyclante. Cette source doit aussi fournir une puissance suffisante pour créer les PMO-2D et 3D suffisamment efficaces avant l'étape de chargement du piège dipolaire.

La Figure (2.2) présente l'ensemble de la source de refroidissement de notre système : un laser à disque Yb :YAG dans l'infra-rouge à 1014.9 nm. Ce laser IR est suivi de deux cavités de doublage de fréquence via des cristaux non linéaires. Les niveaux de puissance nominaux pour les longueurs d'onde impliquées dans notre système laser de refroidissement sont 4W à 1014.9 nm, 2W après la première cavité de doublage à 507.4 nm et de 40 à 80 mW à la longueur d'onde 253.7 nm. Cette variation de puissance survient sur une durée de quelques mois. Pendant une journée d'opération cette variation reste au niveau de quelques milliwatts. Cette chute de puissance est due principalement à des dommages irréversibles au niveau du coupleur de sortie et au niveau du cristal non linéaire de BBO de la cavité.

Une réflexion résiduelle de la lumière UV de la deuxième cavité de doublage est utilisée pour la stabilisation de fréquence par absorption saturée dans une cellule de quartz de longueur 1mm contenant de la vapeur de mercure à une pression 0.25 Pa qui est la pression de vapeur saturante à température ambiante. Ce faisceau auxiliaire est décalé en fréquence par deux modulateurs acousto-optique (MAO-1 et MAO-2) avec un premier ordre de diffraction de Bragg de signe inversé, ce qui permet de décaler la fréquence du faisceau principal du PMO par rapport à la résonance de la cellule de stabilisation de mercure. La correction négative est créée par une boucle d'asservissement rapide avec un modulateur acousto-optique (MAO-2). Après une opération d'intégration, le signal de correction est par la suite envoyé vers la cale piézo-électrique dans le laser à disque Yb :YAG afin de contrôler la longueur de la cavité interne du laser. La bande passante du laser à disque est de l'ordre de 3 kHz et produit un faisceau avec une largeur spectrale d'environ 100 kHz dans l'UV. L'acousto-optique MAO-1 est utilisé pour décaler la fréquence du faisceau principal du PMO. La fréquence du faisceau envoyé pour refroidir les atomes est telle que $\delta = f_{MAO-2} - f_{MAO-1}$. Un faisceau supplémentaire à travers le troisième MAO-3 est utilisé pour surveiller la pression partielle du mercure dans la chambre à vide. Ce même faisceau est utilisé plus tard pour faire l'alignement du PMO avec le piège dipolaire.

Des modifications au niveau de la deuxième cavité de doublage ont été réalisées. La longueur est de 1.25 m (aller-retour) et un angle de compensation d'astigmatisme 9.4^0 C. Les deux miroirs de courbure concaves 100 mm, formant un waist de dimension $19.3 \mu\text{m}$ dans le plan sagittal et un waist de $31 \mu\text{m}$ dans le plan tangentiel, dans le centre du BBO coupé à l'angle Brewster. Le cristal est maintenu à 40^0 C afin de minimiser les effets de l'humidité. Un gaz de l'oxygène moléculaire O_2 est dirigé sur la face de sortie du cristal avec un flux de l'ordre de $10^{-6} \text{m}^3 \text{s}^{-1}$.

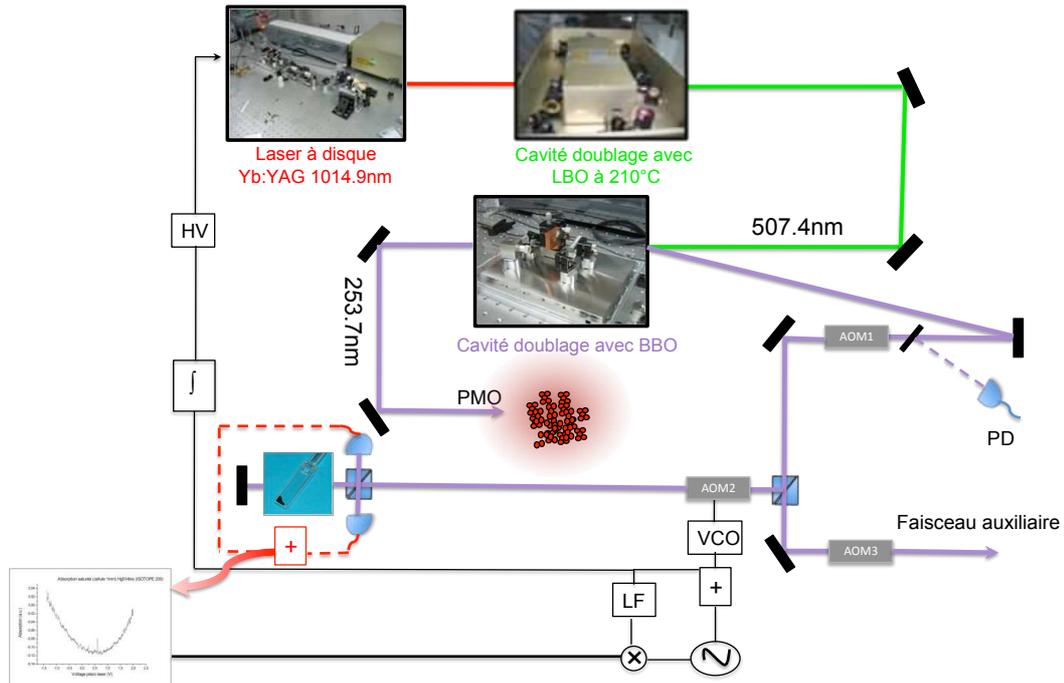


FIGURE 2.2 – Schéma du laser de refroidissement constitué de trois étages : un laser à disque Yb :YAG à 1014.9 nm, une première cavité de doublage avec un cristal LBO et une deuxième cavité de doublage avec un cristal BBO qui permet d’atteindre la longueur d’onde de refroidissement 253.7 nm. La stabilisation en fréquence est réalisée via une absorption saturée dans une cellule de mercure. Une correction via un asservissement rapide est envoyée vers la cale piézo-électrique de la cavité du laser à disque Yb :YAG.

2.2.2 Description de la chambre à vide

Le PMO-3D est produit par l’intersection de trois paires de faisceaux orthogonaux contra-propageants de diamètre 15 mm en configuration $\sigma^+ - \sigma^-$. Une paire de bobines en configuration anti-Helmholtz génère un gradient de champ magnétique de 0.1 T.m^{-1} (équivalent à 10 G.cm^{-1}) le long de l’axe des bobines. Le concept de la chambre à vide pour notre expérience doit satisfaire deux exigences : afin de réaliser le piège dipolaire on a besoin d’une pression basse pour réduire les pertes par collisions avec le gaz résiduel. D’autre part, on a besoin d’un taux de chargement élevé à partir du piège magnéto-optique à deux dimensions (PMO-2D) ce qui se traduit par une pression élevée dans la zone du PMO-2D. La Figure 2.3 représente une vue d’ensemble des deux chambres à vide du système à vide de l’horloge à mercure. Cette disposition présente l’avantage de séparer l’endroit où la source de mercure est utilisée de celui où nous voulons produire un gaz ultra-froid. L’utilisation du PMO-2D permet de charger dans le PMO-3D des atomes ayant une vitesse initialement supérieure à la vitesse de capture. La première chambre contient la source de mercure et un PMO-2D qu’on va appeler chambre source, tandis que la deuxième chambre est la chambre principale dans laquelle on produit le PMO-3D.

L’approvisionnement en atomes de mercure est assuré par une source de mercure qui est constituée de quelques grammes de mercure mis dans un réceptacle en cuivre refroidi à environ -40^0C avec un système de deux étages de Peltier sous vide qui consomme à peu près

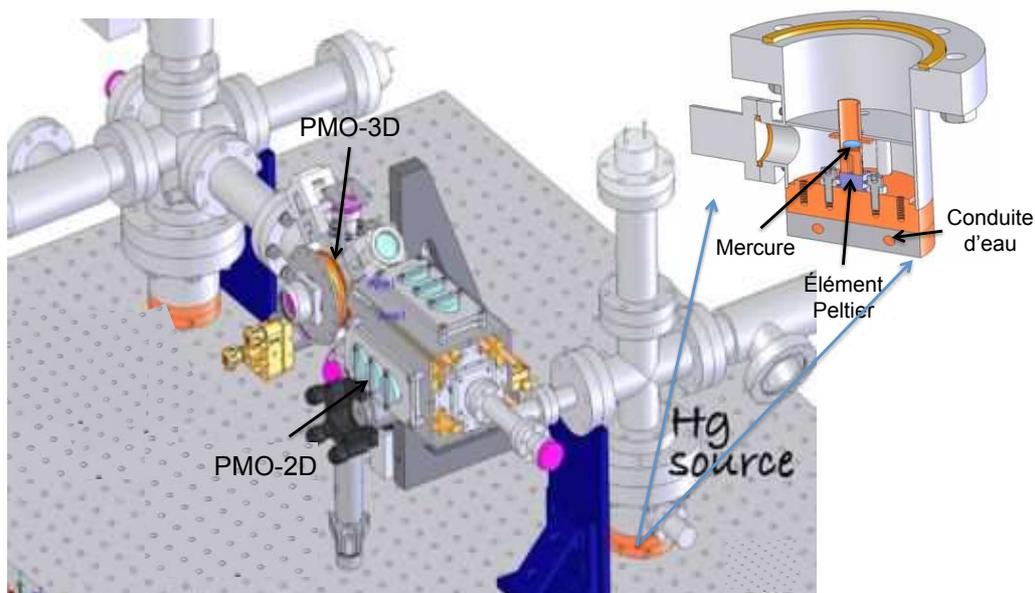


FIGURE 2.3 – Vu d’ensemble de la chambre à vide. Une première partie de cette chambre est la source de mercure qui est constituée d’un réceptacle en cuivre avec quelques grammes de mercure. Un système de deux étages de Peltier sous vide assure le refroidissement de l’ensemble pour atteindre la pression de vapeur saturante souhaitée (voir chapitre 1). Le PMO-2D permet le chargement à taux élevé de la chambre PMO-3D avec un jet puissant d’atomes lents.

1.6 W de puissance électrique. La vapeur de mercure ainsi produite par la source est collectée par le piège magnéto-optique bidimensionnel. Un jet collimaté d’atomes va alimenter le PMO-3D dans la deuxième chambre. Le PMO-2D permet de réaliser un jet d’atomes lents. Cette technique d’utilisation d’un PMO-2D offre une alternative au ralentissement Zeeman. L’avantage de l’utilisation du PMO-2D à la place du ralentisseur Zeeman est qu’avec le PMO-2D, on évite l’utilisation de large champ magnétique proche du nuage atomique afin de limiter l’effet Zeeman du second ordre qui engendre un déplacement proportionnel au carré du champ magnétique.

Un conduit de longueur 10 mm et de diamètre de 1.5 mm permet de créer une pression différentielle entre les deux chambres ce qui permet d’avoir une pression plus basse dans la chambre 3D quand la vapeur de mercure est produite dans la chambre 2D. Le pompage différentiel entre les deux chambres permet d’avoir un rapport de pression de l’ordre de 10^{-3} , la différence de pression permettant de créer une effusion d’atomes vers le PMO-3D. Le rapport entre les pressions des deux chambres s’estime par les caractéristiques de pompage et la géométrie de l’enceinte. Du côté de la chambre 3D, le pompage est assuré par une pompe ionique (vitesse de pompage 25 l/s) et une pompe getter (vitesse de pompage 50 l/s). Une autre pompe getter, de même vitesse de pompage, est installée du côté de la chambre 2D.

2.2.3 Performance du système à vide

La pression dans la chambre source est mesurée en comparant l’absorption à faible intensité d’un faisceau sonde à 253.7 nm sur la longueur de la chambre de 24 cm quand la lumière UV est en résonance et hors résonance. En effet la pression partielle d’un isotope

A dans la chambre se calcule par :

$$P_A = -k_B T \frac{\ln \frac{I}{I_0}}{\sigma l}, \quad (2.12)$$

où σ est la section efficace de diffusion pour la longueur d'onde 253.7 nm telle que $\frac{\sigma}{k_B T} = 1.39 \times 10^4 \text{Pa}^{-1} \text{m}^{-1}$, l est la longueur de la chambre, I et I_0 représentent respectivement l'intensité transmise à résonance et hors résonance.

Afin de tester l'efficacité du chargement du PMO et donc le bon fonctionnement du système à vide, nous avons étudié le nombre d'atomes piégés et la durée de chargement du PMO. En effet, l'évolution du nombre d'atomes N piégés dans le PMO est donnée en première approximation par l'équation :

$$\frac{dN(t)}{dt} = R - pN(t), \quad (2.13)$$

où R correspond au taux de chargement du PMO et N au nombre d'atomes dans le PMO. Le deuxième terme représente les pertes des atomes froids par collision avec les atomes chauds du gaz résiduel. La solution de cette équation est de la forme :

$$N(t) = N_{at}[1 - \exp(-t/\tau_{at})]; \quad (2.14)$$

N_{at} représente le nombre d'atomes dans le PMO en régime stationnaire. τ_{at} est le temps de chargement.

La Figure 2.4 présente un exemple de temps de chargement du PMO de l'isotope ^{200}Hg . En répétant les mesures pour différentes pressions, on dresse la variation de la constante de temps de chargement des atomes en fonction de la pression dans la chambre source (voir Figure 2.5). On remarque que la variation est linéaire jusqu'à une pression de l'ordre de 7×10^{-6} mbar. La non linéarité au-delà de cette pression est peut être due à l'incertitude de la mesure de la pression due aux fluctuations du niveau d'intensité transmis à travers la chambre à vide. La pression dans la chambre 3D peut être surveillée en se basant sur le courant de la pompe ionique agissant sur la chambre à vide ; la dépendance est approximativement linéaire jusqu'à environ 4×10^{-6} mbar. Au delà de cette pression le courant n'est pas considéré comme une mesure précise pour la pression dans la chambre principale. Pour l'étape de piégeage des atomes dans le réseau optique la pression de la chambre PMO-3D est maintenue à 3×10^{-9} mbar avec une pression dans la chambre source (source mercure+PMO-2D) de l'ordre de 3×10^{-6} mbar, ce qui correspond à un temps de vie du PMO de l'ordre 1.7 s.

2.2.4 Technique d'imagerie

Plusieurs techniques peuvent être utilisées pour obtenir des images représentatives du nuage atomique. La technique qui semble la plus simple à mettre en oeuvre est l'imagerie par fluorescence qui consiste simplement à éclairer le nuage atomique et recueillir les photons diffusés par les atomes. Pour réaliser cette opération nous avons utilisé une caméra amplifiée EMCCD¹.

1. CCD est l'acronyme anglais de Charge-Coupled Device qui signifie détecteurs à couplage de charge. Ce type de capteur fournit un signal électrique dont le courant est proportionnel à l'énergie lumineuse collectée pendant le temps d'exposition τ . Connaissant ce temps, l'efficacité de détection et la surface représentée par un pixel dans le plan objet, nous pouvons déduire l'intensité lumineuse de la lumière qui a atteint chaque pixel, pour la caractérisation du nuage atomique.

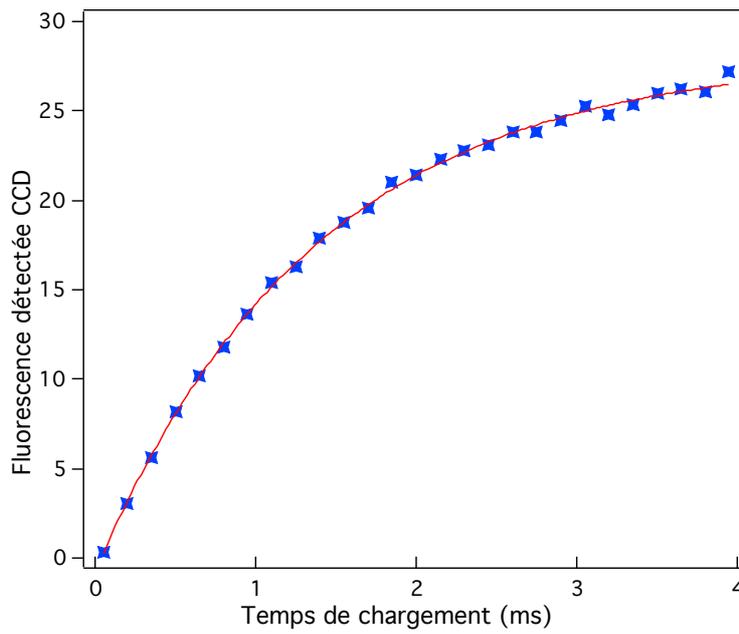


FIGURE 2.4 – Temps de chargement du PMO de l'isotope ^{200}Hg pour une pression dans le PMO-2D et PMO-3D respectivement de 2.3×10^{-6} mbar et 2.9×10^{-9} mbar . Pour la détection, 2 faisceaux ont été utilisés.

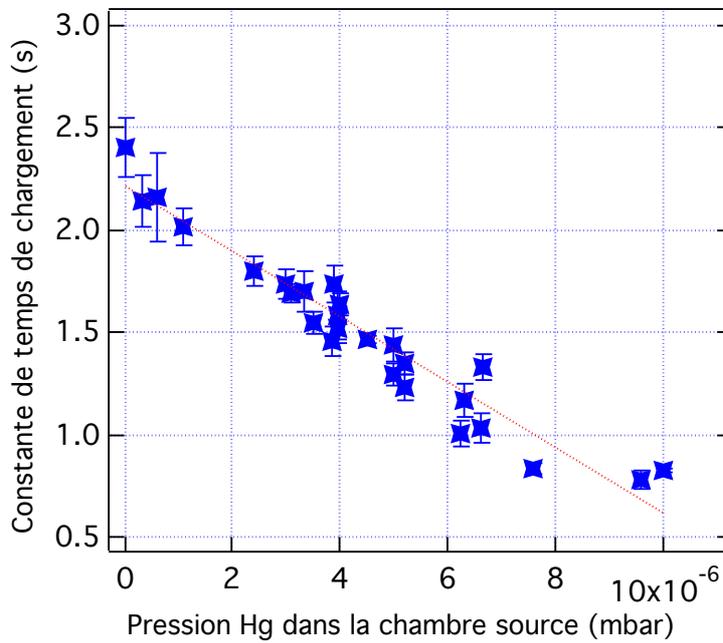


FIGURE 2.5 – Variation du temps de chargement du PMO en fonction de la pression de Hg dans la chambre source.

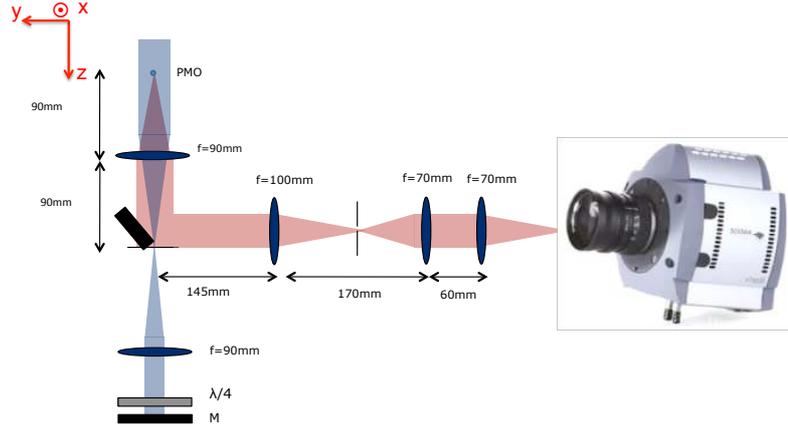


FIGURE 2.6 – Principe du système d'imagerie du PMO colinéaire à l'un des bras du PMO : le système d'imagerie est constitué d'un système de transport d'image et d'une caméra CCD.

Afin d'éviter toutes modifications sur notre système, on manipule l'un des bras du PMO à travers une fenêtre de la chambre 3D du PMO afin de parvenir à saisir la fluorescence le long d'un même axe, tout en opérant le PMO (Figure 2.6). Notre système d'imagerie est composé d'un système optique de transport d'image et de la caméra (Figure 2.6).

Le principe d'imagerie par fluorescence consiste à illuminer le nuage d'atomes avec un faisceau laser proche de la résonance de la transition 253.7 nm pendant un temps court. Nous imageons alors le nuage atomique sur une caméra CCD via un système optique, représenté sur la Figure 2.6. Le nuage atomique est placé au foyer objet de la lentille de focale $f = 90\text{mm}$. L'avantage de cette configuration est qu'on peut éviter l'encombrement de notre système en plaçant la caméra loin de la chambre à vide. Le grandissement du système optique est égal à 1 : 1. Un calcul permet d'évaluer l'aberration sphérique de l'ensemble des optiques. Le système induit une augmentation de la taille du nuage atomique de l'ordre de $10\ \mu\text{m}$.

Dans la suite nous considérons $n(x, y, z)$ la densité atomique dans le nuage atomique dans le PMO-3D. Ce nuage est situé au niveau du plan objet du système optique et nous supposons que chaque point (x, y, z) du nuage possède un point image en (x', y') sur la surface du capteur. Il faut noter que le système n'est pas sensible à la position z des atomes, mais uniquement à leur position (x, y) projetée sur le plan objet. En prenant (oz) comme axe d'observation, la densité surfacique d'atomes projetée sur le plan (x, y) est définie comme :

$$n_{2D}(x, y) = \int n(x, y, z) dz. \quad (2.15)$$

Le choix de la caméra CCD est important pour bien caractériser le nuage atomique obtenu à l'issue de chaque cycle expérimental. En effet il faut établir un choix de la caméra en fonction de l'efficacité quantique du capteur. Après avoir testé deux caméras, le choix était fait pour une caméra amplifiée EMCCD de la compagnie Andor modèle iXon^{EM} +897 qui permet de détecter de très faible intensité. Celle-ci est constituée d'une matrice de 512×512 pixels carrés de côté $8.2\ \mu\text{m}$ et d'efficacité quantique de 33% à 253.7 nm. Le signal détecté par chaque pixel de la caméra est amplifié avant lecture.

On détecte alors la lumière diffusée par le nuage atomique. L'émission spontanée de photons est isotrope et seule une fraction de la lumière diffusée est recueillie par le système

optique. L'intensité collectée au niveau du capteur CCD peut s'écrire comme :

$$I_{CCD}(x, y) = I_{bkg}(x, y) + \frac{1}{2} \frac{\Omega}{4\pi} \int \delta P_{dif}(x, y, z) dz; \quad (2.16)$$

où Ω est l'angle solide à travers lequel on arrive à voir le nuage atomique. δP_{dif} représente la puissance absorbée et diffusée dans un volume élémentaire $dx dy dz$ qui est donnée par :

$$\delta P_{dif} = \hbar \omega_0 \gamma_p n(x, y, z) dx dy dz, \quad (2.17)$$

où γ_p est le taux de diffusion défini par :

$$\gamma_p = \frac{s_0 \Gamma / 2}{1 + s_0 + (2\delta / \Gamma)^2}, \quad (2.18)$$

où s_0 est le paramètre de saturation global supposé constant. Dans l'expression du taux de diffusion, on a fait l'hypothèse que le nuage entier est soumis à la même intensité lumineuse. Le facteur 1/2 dans l'expression 2.16 est dû principalement au fait qu'avec notre système de transport d'image on ne récupère qu'une moitié de la fluorescence avec le demi-miroir de la Figure 2.6.

Afin de réduire la lumière parasite qui peut atteindre notre système de détection, seuls deux faisceaux du PMO sont utilisés pour la détection, le faisceau horizontal (suivant (oy)) restant bloqué. On estime la lumière collectée au niveau de la caméra CCD en utilisant l'équation 2.16 et l'équation 2.17 :

$$I_{CCD}(x, y) \cong I_{bkg}(x, y) + \frac{1}{2} \frac{\Omega}{4\pi} \hbar \omega_0 \gamma_p n_{2D}(x, y). \quad (2.19)$$

En pratique, on peut s'affranchir du terme I_{bkg} en prenant deux images. La première est une image du nuage atomique en présence de la lumière laser, la deuxième est une image prise dans les mêmes conditions mais en l'absence du nuage. Le signal mesuré est alors :

$$I_{CCD}(x, y) \cong I_{bkg}(x, y) \quad (2.20)$$

Une simple soustraction des deux images donne :

$$n_{2D}(x, y) = \frac{4\pi}{\Omega} \frac{2}{\hbar \omega_0 \gamma_p} (I_{CCD}(x, y)_{avecnuage} - I_{CCD}(x, y)_{sansnuage}). \quad (2.21)$$

Dans le calcul précédent, on fait une hypothèse qui consiste à considérer que tous les photons émis d'une façon spontanée au sein du nuage ne sont pas ré-absorbés dans le nuage par un autre atome. En réalité, il se peut qu'un photon diffusé par un atome soit immédiatement ré-absorbé. Pour avoir un critère de fiabilité, on considère le libre parcours moyen l d'un photon dans le nuage. On établit deux comportements limites en fonction de la taille du nuage atomique suivant la direction de détection (d_z), dans notre cas l'axe (oz) :

- si $l \gg d_z$, un photon aura peu de chance d'être ré-absorbé dans le nuage
- si $l \ll d_z$, un photon diffusé va subir des cycles de ré-absorption et d'émission avant de quitter le nuage, Dans un nuage de densité atomique n , le libre parcours moyen est défini par :

$$l \sigma_s n = 1, \quad (2.22)$$

où σ_s est la section efficace de la transition qui s'exprime en fonction du paramètre de saturation comme :

$$\sigma_s = \sigma_0 \frac{1}{1 + s}, \quad (2.23)$$

avec $\sigma_0 = \frac{3\lambda^2}{2\pi}$, pour la dimension suivant z on prendra $d_z=100 \mu\text{m}$ et comme densité du nuage $n=10^{11}$ atomes cm^{-3} . A partir de l'équation 2.22 on déduit pour le cas du mercure $l=7.704 \times 10^{-3} \text{m} \gg d_z$, ce qui signifie que le processus de ré-absorption va être négligeable par la suite.

Après un temps d'expansion du nuage atomique, une image de la fluorescence du nuage est prise à l'aide du laser sonde résonant ($\lambda=253.7 \text{ nm}$) et de la caméra CCD. Il est important de mentionner que le temps d'expansion du nuage atomique doit être court pour éviter que les atomes ne sortent du champ du système d'imagerie. On notera par la suite N le nombre d'atomes détecté par fluorescence, défini à partir de la densité surfacique par :

$$N = \iint n_{2D} dx dy \quad (2.24)$$

On notera par la suite f la fraction récoltée par la caméra définie par :

$$f = \frac{1}{2} \frac{\Omega}{4\pi}. \quad (2.25)$$

En utilisant les caractéristiques de la camera CCD, le nombre d'atomes est déterminé à partir de l'intensité récoltée au niveau de la camera qui s'écrit en fonction du taux de diffusion $\gamma_p(\delta)$ telle que :

$$N_a = \frac{\chi e}{\eta G f \gamma_p \Delta t}. \quad (2.26)$$

Dans cette expression χ est le nombre d'électrons récoltés au niveau de la CCD, e représente la sensibilité en terme d'électrons qui est de l'ordre de 22.4, (cette valeur est établie pour 1 MHz taux de conversion A/D et pour 16 bit) η est l'efficacité quantique qui est de l'ordre de 0.33 ± 0.05 pour $\lambda=254 \text{ nm}$, G représente le gain de multiplication d'électrons et Δt est le temps d'exposition.

Un ordinateur est utilisé pour l'acquisition des données provenant de la caméra CCD d'imagerie ; un programme récupère et traite les images envoyées par la caméra. Ces images sont transférées automatiquement vers une procédure qui permet l'analyse des images en temps réel (Figure 2.7).

Le programme permet de prédéfinir l'enchaînement des consignes données aux différents éléments de l'expérience (laser, champ magnétique...). La séquence opérationnelle des shutters électro-magnétiques, le désaccord de la lumière UV du PMO ainsi que le déclenchement de la camera CCD sont assurés par la carte d'acquisition et le logiciel adapté. Tout traitement d'image passe par la réduction des images à une zone d'intérêt centrée autour des atomes.

2.3 Caractérisation du nuage atomique

2.3.1 Variation du nombre d'atomes en fonction du désaccord de fréquence

En enregistrant la fluorescence du nuage atomique en fonction du désaccord de fréquence de la lumière du refroidissement, nous déterminons le désaccord optimal pour différents isotopes. La Figure 2.8 illustre la variation du nombre d'atomes calculée à partir de la fluorescence en fonction du désaccord de fréquence pour différents isotopes (^{199}Hg , ^{201}Hg et ^{202}Hg). Il faut mentionner que lors de ces mesures le PMO-3D est chargé à partir du jet d'atomes chauds issu du PMO-2D qui n'était pas fonctionnel. L'abondance naturelle des différents isotopes suggère des rapports isotopiques de ^{199}Hg , ^{200}Hg , ^{201}Hg , ^{202}Hg et

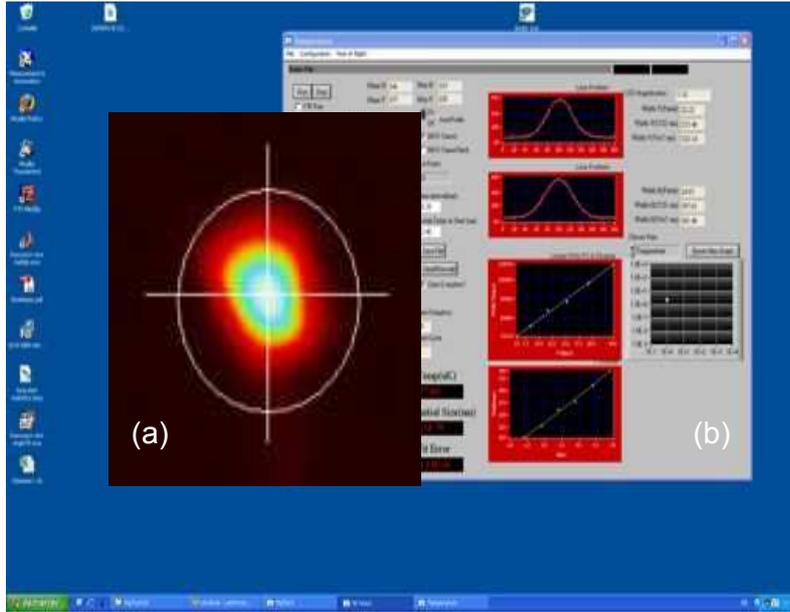


FIGURE 2.7 – (a) Imagerie par fluorescence du nuage atomique pour un désaccord de fréquence de $-\Gamma$ après un temps d’expansion du nuage atomique de 50 ms. (b) Programme Labwindows permet d’avoir le profil du PMO dans deux directions ainsi que la variation des dimensions du nuage en fonction du temps.

^{204}Hg : 0.59 : 0.78 : 0.45 : 1 : 0.23. A partir de la détermination expérimentale du nombre d’atomes dans le PMO pour différents isotopes ces rapports sont respectivement : 0.32 : 0.8 : 0.12 : 1 : 0.25. Ces résultats expérimentaux sont en bon accord avec l’abondance naturelle pour les bosons. Par contre pour les fermions ces rapports ne sont pas vérifiés. Cette différence peut être expliquée par la différence d’efficacité de capture dans le PMO entre les bosons et les fermions ainsi que par la différence des taux de fluorescence.

Dans le graphe 2.9 on présente la variation du nombre d’atomes pour différents isotopes (^{202}Hg , ^{199}Hg et ^{200}Hg) en fonction de I/I_s ou I_s est l’intensité de saturation de la transition de refroidissement ($I_s = 102\text{W/m}^2$). L’interprétation de ces résultats n’est pas simple car lorsqu’un des paramètres varie c’est à la fois le taux de chargement et les pertes qui varient. La dépendance du nombre d’atomes avec l’intensité montre un début d’effet de saturation pour les isotopes ^{200}Hg (pas montré ici) et ^{202}Hg . Pour des valeurs d’intensité plus faibles, les pertes très probablement diminuent. En contre partie, le taux de chargement diminue puisque la vitesse de capture est réduite. C’est clairement ce dernier effet qui domine. On estime le nombre d’atomes dans le PMO pour l’isotope ^{202}Hg à 2.4×10^6 atomes et pour ^{199}Hg de l’ordre de 0.83×10^6 atomes et ce pour une intensité totale des faisceaux du PMO de l’ordre de $13I_s$. Les rayons des nuages atomiques correspondants pour ^{202}Hg et ^{199}Hg sont respectivement de l’ordre de $105 \mu\text{m}$ et $110 \mu\text{m}$.

2.3.2 Evaluation de la température des différents isotopes de mercure

Afin d’évaluer la température des différents isotopes on a utilisé la technique du *Temps de vol*². Cette technique est très largement utilisée dans la communauté des atomes froids.

2. *Temps de vol* équivalent à *Time Of Flight* (TOF)

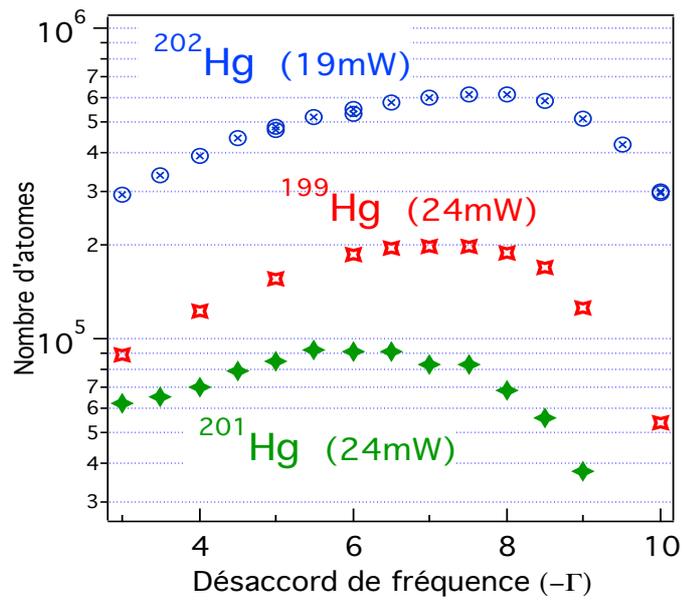


FIGURE 2.8 – Variation du nombre d’atomes en fonction du désaccord du faisceau de refroidissement. Les intensités indiquées sur le graphe représentent l’intensité totale des faisceaux du PMO.

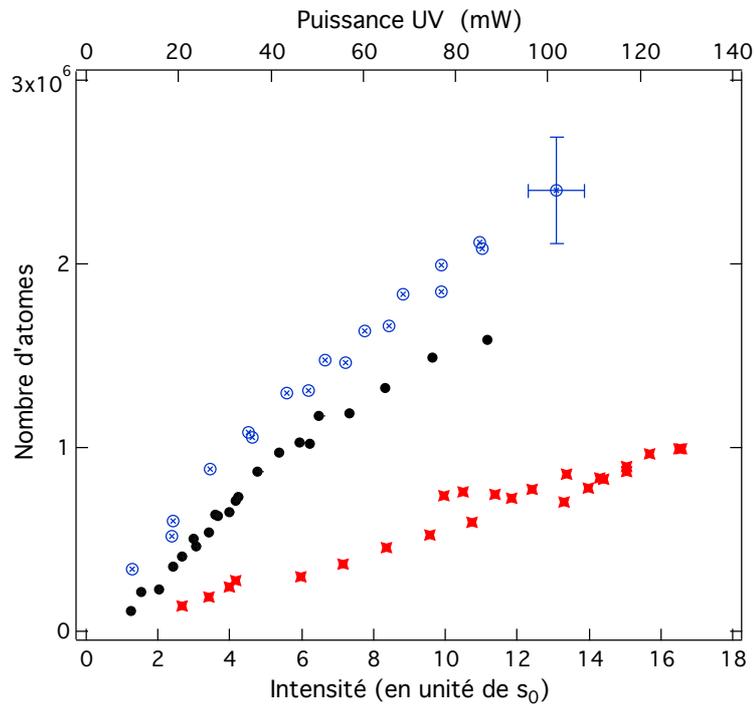


FIGURE 2.9 – Variation du nombre d’atomes dans le piège magnéto-optique en fonction de l’intensité UV du laser de refroidissement : bleu ²⁰⁰Hg, noir ²⁰²Hg, rouge ¹⁹⁹Hg.

Il s'agit tout simplement de mesurer l'expansion balistique du nuage d'atomes froids, les faisceaux et le champs magnétique du PMO étant éteints. En visualisant l'expansion balistique du nuage atomique et en supposant qu'il n'y a pas de corrélation entre la position et la vitesse des atomes, on peut évaluer la température et déterminer les désaccords de fréquence qui conduisent à des températures minimales. Par itération, on incrémente le temps de l'expansion balistique du nuage atomique avant l'exposition de la caméra CCD. La série d'images générées enregistre l'expansion balistique du nuage dans le plan (x, y) . L'incrémentement du temps de l'expansion balistique se fait avec un pas de 0.5 ms et elle est maintenue aussi longtemps que le rapport signal-à-bruit permet d'avoir une analyse correcte du profil du nuage atomique. Un ajustement du profil du nuage atomique illustré dans la Figure 2.10, est réalisé avec une fonction gaussienne de la forme :

$$f(x, t) = e^{-\left(\frac{x}{r_x(t)}\right)^2/2}; \quad (2.27)$$

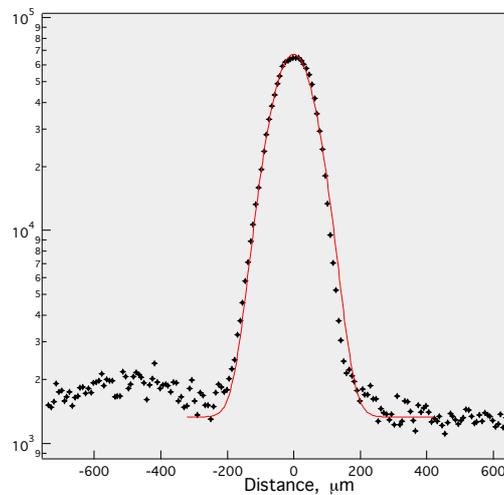


FIGURE 2.10 – Profil d'intensité du PMO de l'isotope ^{202}Hg avec un ajustement gaussien.

Ce qui permet de déterminer la valeur efficace du rayon du nuage atomique à un temps t . La détection pour notre système se fait dans le plan (x, y) du nuage. En prenant en compte la valeur efficace du rayon suivant la direction x et y , on détermine la valeur $r(t)$. Par temps de vol, nous mesurons la température du nuage atomique. Pour cela, nous coupons le piège magnéto-optique, laissons le nuage s'étendre pendant un temps t , et mesurons la taille transverse $r(t)$, du nuage supposé gaussien, qui, à l'équilibre thermodynamique est déterminée par :

$$r(t) = \sqrt{r_0^2 + \frac{k_B T t^2}{m}}, \quad (2.28)$$

où r_0 est la taille initiale du nuage atomique, k_B est la constante de Boltzmann, m est la masse atomique. La distribution en position du nuage est alors obtenue en rallumant pendant un court instant les faisceaux lasers du PMO après une période d'expansion. La Figure 2.11 présente un exemple d'expansion balistique du nuage atomique de l'isotope ^{202}Hg pour une intensité de faisceau de l'ordre de $10.5I_s$ et un désaccord la phase de refroidissement de l'ordre de $-\Gamma$. L'ajustement de ces données donne une valeur de température de l'ordre de $100 \mu\text{K}$ et un rayon initial de l'ordre de $110 \mu\text{m}$.

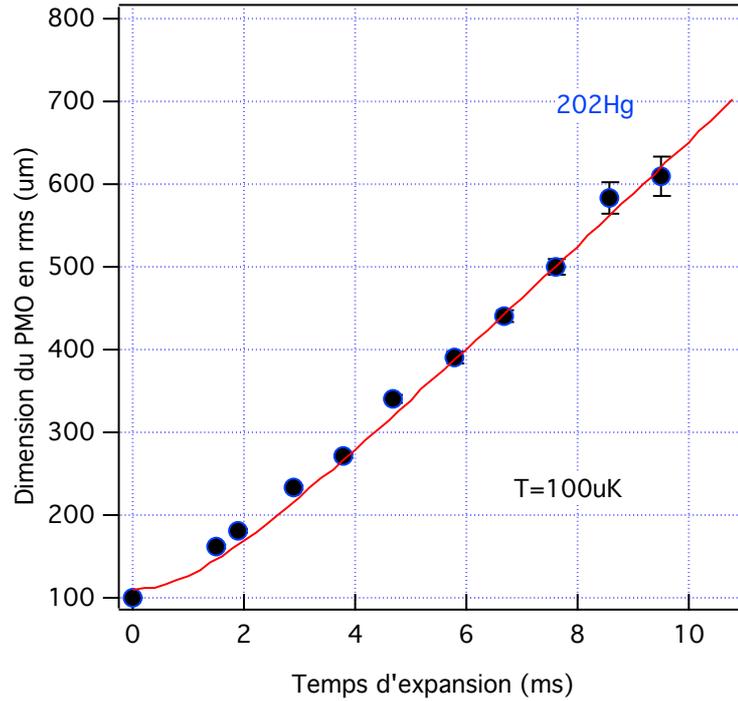


FIGURE 2.11 – Exemple d’une expansion balistique d’un nuage atomique de l’isotope ^{202}Hg avec une phase de refroidissement de 10 ms et un temps d’exposition de 10 ms. Le champ magnétique est éteint durant ces mesures.

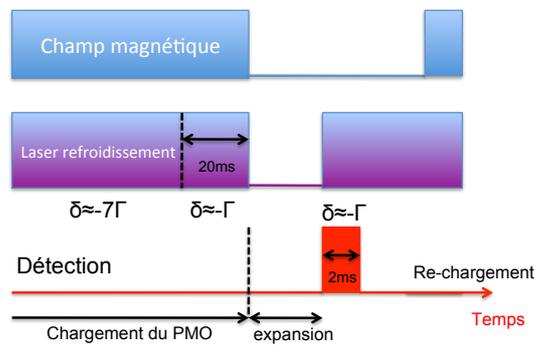


FIGURE 2.12 – Séquence temporelle pour l’expansion balistique du nuage du PMO du mercure. δ le désaccord de fréquence. La durée de la phase de refroidissement pour laquelle le désaccord vaut $\delta = -\Gamma$ est une phase de refroidissement "supplémentaire".

La séquence temporelle pour la mesure de la température des différents isotopes dans le PMO est montrée sur la Figure 2.12. A la fin de la phase de chargement de 2 s le désaccord de fréquence des faisceaux de refroidissement est balayé de (-6Γ) à $(-\Gamma)$ afin de réaliser une contraction et un refroidissement "supplémentaire" sur le nuage atomique. Cette phase de refroidissement supplémentaire où le désaccord de fréquence se rapproche du centre de la résonance de la transition ($\delta = -\Gamma$) a été particulièrement étudiée pour avoir la durée optimale pour l’obtention des plus basses températures. La courbe 2.13 présente une série de mesures de température des isotopes (^{202}Hg et ^{199}Hg) pour différentes durées de la phase

de refroidissement " supplémentaire ". La constante de temps exponentielle est de l'ordre de 3.2 ms pour ^{199}Hg et 1ms pour ^{202}Hg .

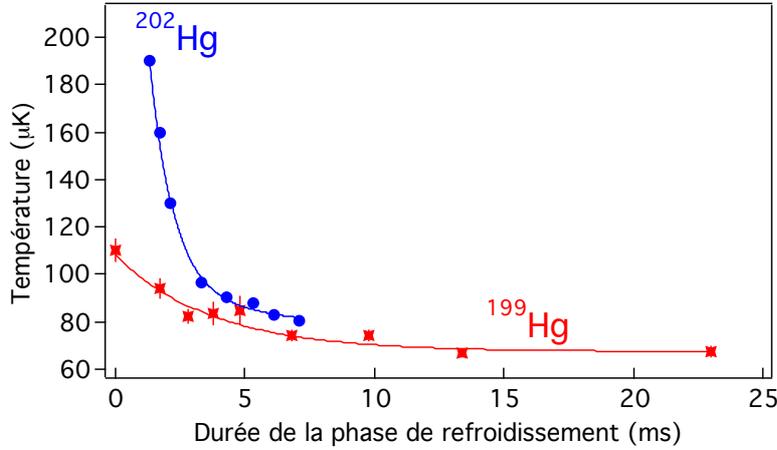


FIGURE 2.13 – Variation de la température en fonction de la durée de la phase "supplémentaire" de refroidissement pour les isotopes ^{202}Hg et ^{199}Hg pour un désaccord de fréquence $\delta = -\Gamma$.

L'effet de la durée de refroidissement "supplémentaire" sur le rayon du nuage est illustré sur la Figure 2.14. La décroissance est prévisible en se référant à l'expression exacte de la variation du rayon (expression 2.32). La constante de temps de la variation du rayon du nuage atomique est de nouveau plus rapide pour les bosons que les fermions. En effet, d'après la courbe de la Figure 2.14, ce temps de décroissance est de l'ordre de 3 ms et 7 ms pour respectivement ^{202}Hg et ^{201}Hg . Au cours de la spectroscopie dans le réseau optique, cette phase de refroidissement supplémentaire est maintenue pour une durée de 20 ms. Une autre manoeuvre qu'on a fait est de doubler le gradient du champ magnétique avant de libérer les atomes, ce qui permet de comprimer davantage le nuage atomique de presque 15 %. La constante de temps de cette phase est ≤ 3 ms.

Une série de mesures de la température et du rayon du nuage pour le même désaccord et la même intensité est présentée dans le graphe de la Figure 2.15. La valeur moyenne de la température et du rayon du nuage atomique sont respectivement $T=68.5\pm 2.0 \mu\text{K}$ et $108 \pm 5 \mu\text{m}$ pour la même intensité et le même désaccord de fréquence. Ce processus de mesure est utilisé pour évaluer la température et le rayon pour chaque isotope étudié par la suite.

Dans la Figure 2.16 on présente les mesures de température des différents isotopes présents dans le nuage atomique en fonction du désaccord de fréquence. Chaque point de mesure sur la courbe est la moyenne de typiquement 10 points de mesure. La température pour les deux bosons ^{202}Hg et ^{200}Hg est la même et montre à peu près la même dépendance en désaccord de fréquence. La courbe de variation de la température en fonction du désaccord de fréquence du fermion ^{199}Hg est presque semblable à celle des bosons mais avec des températures plus basses de presque $20 \mu\text{K}$. L'isotope ^{201}Hg montre un comportement assez différent. En effet, la température semble diminuer pour un désaccord compris entre $-\Gamma$ et -3Γ avant d'augmenter progressivement. A partir de la théorie Doppler 1D on peut établir la fonction de variation de la température en fonction du désaccord de fréquence [74] :

$$T = \frac{\hbar\Gamma^2}{8k_B|\delta|} \left[\left(1 + \frac{I_t}{I_s} + \frac{4\delta^2}{\Gamma^2} \right) \right], \quad (2.29)$$

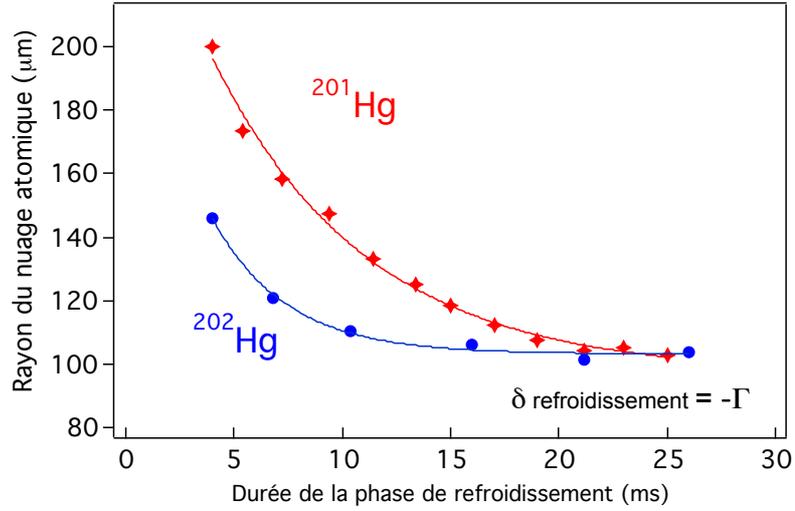


FIGURE 2.14 – Optimisation de la durée de la phase de refroidissement supplémentaire pour le rayon du nuage atomique.

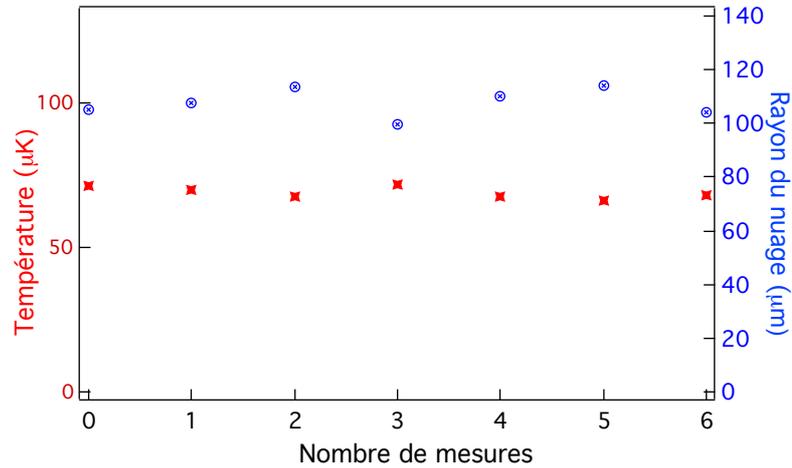


FIGURE 2.15 – Série de mesures du rayon du nuage et de la température en fonction du nombre de mesures pour un désaccord $\delta = -\Gamma$ et $I=10.5 I_s$.

où I_s est l'intensité de saturation pour la transition de refroidissement (102 W/m^2) et I_t l'intensité totale des différents six bras du PMO-3D. Pour mesurer l'intensité du rayonnement UV du PMO, nous avons placé un diaphragme de diamètre connu au centre de chaque faisceau PMO et avec une photodiode calibrée on mesure la puissance transmise. L'intensité totale mesurée au centre du PMO était de l'ordre de $I_t = (4.0 \pm 0.30)I_s$ pour les fermions et $I_t = (3.5 \pm 0.25)I_s$ pour les bosons. En se basant sur le niveau d'intensité pour les fermions on trace la courbe noire de la Figure 2.16 qui représente la variation de cette température à partir de la théorie du refroidissement Doppler. A titre indicatif, pour une intensité de $3.5I_s$ (le cas des bosons) la courbe chute de seulement $4 \mu\text{K}$ pour $\delta = -\Gamma$.

Cette courbe est en bon accord avec les courbes expérimentales des bosons tandis que les mesures pour les fermions sont plus basses que les valeurs prédites par la théorie. Il faut re-

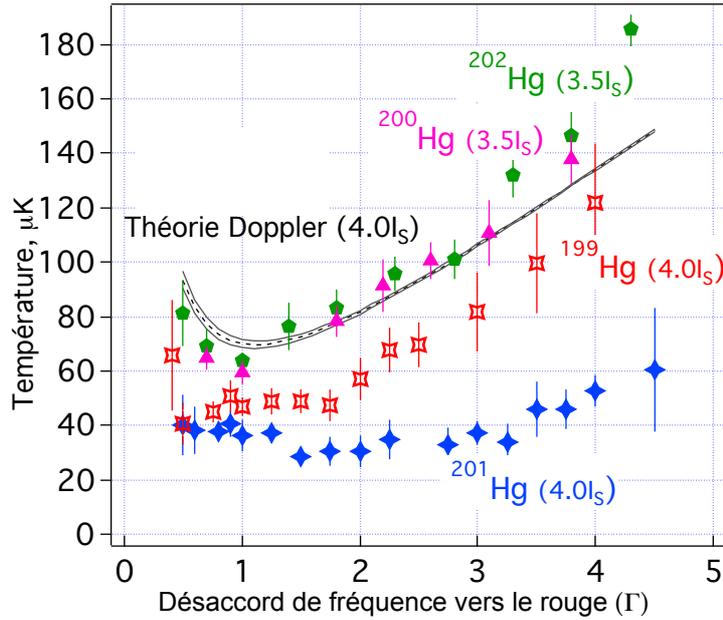


FIGURE 2.16 – Variation de la température en fonction du désaccord de fréquence pour différents isotopes : courbe noire représente la variation de la température à partir de la théorie Doppler avec $I_t=410\pm 30\text{Wm}^{-2}$.

marquer que pour la théorie de refroidissement sub-Doppler à 1D on ne s'attend pas à avoir des températures plus basses que la limite Doppler pour une configuration de l'état fondamental telle que $J_g = \frac{1}{2}$ [76], mais il semble que ces basses températures pour le fermion ^{199}Hg découlent de la nature 3D de notre expérience. Le fermion ^{201}Hg , vu la dégénérescence de son état fondamental, subit un mécanisme de refroidissement sub-Doppler plus efficace ce qui est en accord avec les températures expérimentales. Les températures pour les fermions déterminées en utilisant la techniques de temps de vol, sont en bon accord avec les températures déterminées en faisant la spectroscopie de la transition [16] $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ avec le laser ultra-stable où l'élargissement Doppler de 360 kHz correspond à une température de l'ordre de 39 μK [16].

La mesure de la température a été effectuée sur le PMO, où le refroidissement est tridimensionnel et en présence du champ magnétique de piégeage, alors que la prédiction de la théorie Doppler concerne le refroidissement unidimensionnel en absence de champ magnétique.

2.3.3 Dimensions du nuage atomique

Dans la section précédente nous avons discuté du nombre d'atomes dans le PMO ainsi que les différentes températures pour les isotopes présents. Nous allons dans cette section achever notre discussion sur la caractérisation des dimensions du nuage atomique. On a vu qu'il est possible de déterminer le rayon quadratique moyen du nuage atomique à partir de la méthode du temps de vol (expression 2.28). Cette détermination expérimentale peut être comparée avec la théorie en utilisant la théorie Doppler et ce en exploitant le théorème d'équipartition. En effet à partir de ce théorème pour chaque degré de liberté suivant la

direction i on a :

$$\frac{1}{2}\kappa_{ii}r_{i,rms}^2 = \frac{1}{2}k_B T, \quad (2.30)$$

où κ_{ii} est la constante de raideur et r_i le rayon du nuage suivant la direction $i = (x, y, z)$. Dans ce cas on considère une des directions radiales pour laquelle on peut écrire le coefficient de raideur comme :

$$\kappa_{ii} = g_J \frac{\mu_B \alpha}{\hbar k} \frac{\partial B}{\partial r_i}, \quad (2.31)$$

où $\frac{\partial B}{\partial r_i}$ est le gradient du champ magnétique suivant la direction $i = (x, y, z)$, $g_J = 3/2$ est le facteur de Landé pour l'état excité de la transition, μ_B est le magnéton du Bohr et α le coefficient de friction défini par l'équation 2.3. Dans la Figure 2.17 on présente la variation théorique et expérimentale de la constante de raideur κ . Les valeurs expérimentales de κ sont déterminées à partir des mesures de températures et de rayon en utilisant 2.30. La constante de friction α est ensuite déduite à partir de l'expression 2.31. On remarque une forte divergence observée pour des petites valeurs de désaccord ce qui suggère que la re-absorption des photons émis par les atomes est très dominante quand des larges densités sont expérimentées.

Des mesures précédentes plus directes pour des atomes alcalineux-terreux comme ^{88}Sr et ^{174}Yb montrent un bon accord entre la théorie et l'expérimentale.

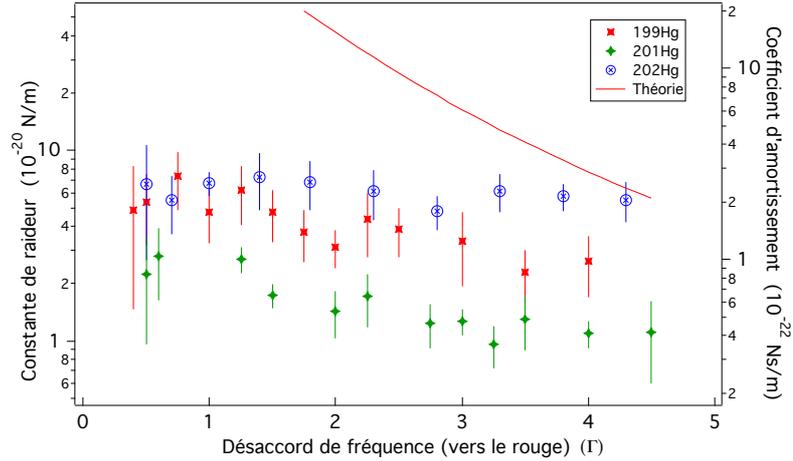


FIGURE 2.17 – Variation expérimentale de la constante de raideur κ et du coefficient de friction α en fonction du désaccord de fréquence de la lumière à 253.7 nm. La courbe rouge montre les valeurs attendues de la théorie Doppler de refroidissement à une dimension.

Sur la Figure 2.18 on illustre la variation du rayon du nuage atomique en fonction du désaccord de fréquence de refroidissement pour différents isotopes. En remplaçant les expressions du coefficient de raideur et de la température dans l'expression 2.30 on a :

$$r_{i,rms}^2 = \left(\frac{3\hbar\lambda\Gamma^3}{64\pi g_J \mu_B \delta^2} \right) \left(\frac{I_s}{I_t} \right) \left(1 + \frac{I_t}{I_s} + \frac{4\delta^2}{\Gamma^2} \right)^3 \left(\frac{\partial B}{\partial r_i} \right)^{-1}. \quad (2.32)$$

Sur la Figure 2.18 on illustre la variation du rayon du nuage atomique en fonction du désaccord de fréquence du refroidissement pour différents isotopes. La courbe (b) en tirets dans la Figure 2.18 présente la variation de ce rayon en fonction du désaccord de fréquence

à partir de l'expression 2.32. A partir de cette mesure, on constate que la taille du nuage atomique est nettement plus grande que la taille déduite à partir de la limite de température.

Une autre comparaison pour les dimensions du nuage atomique est possible en se basant sur la limitation de dimension imposée par l'absorption et la ré-émission des photons [79] en se basant sur la connaissance des nombres d'atomes. En supposant une gamme de valeurs probables pour la section efficace de re-absorption σ_R en se référant à des valeurs rapportées dans différentes études [80, 79], le rapport σ_R/σ_L est pris tel que $1.3 < \frac{\sigma_R}{\sigma_L} < 1.8$, où σ_L est la section efficace de diffusion des photons [80] .

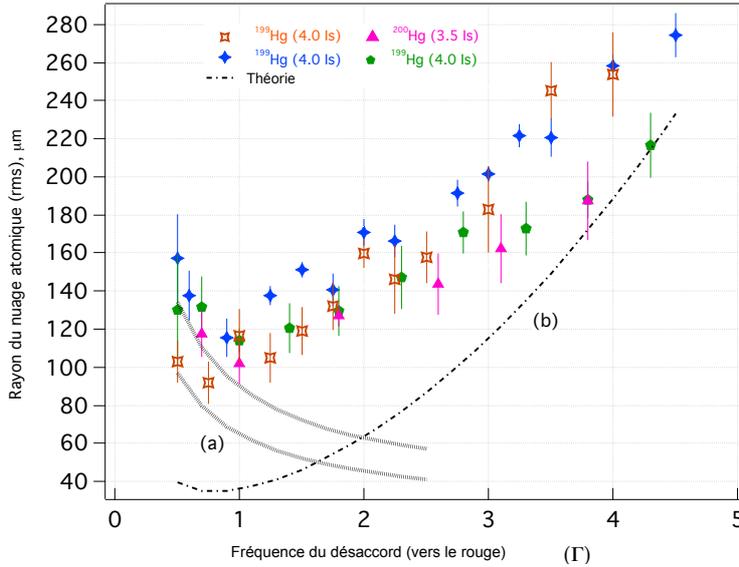


FIGURE 2.18 – Variation du rayon du nuage atomique pour différents isotopes du PMO en fonction du désaccord de fréquence des faisceaux de refroidissement.

Sur le graphe 2.18 on trace les deux lignes en pointillées (courbes (a)) qui délimitent la variation du rayon du nuage atomique en se basant sur la limitation imposée par la ré-absorption des photons. Ces valeurs sont en bon accord avec les valeurs des rayons mesurées pour les petites valeurs de désaccord ($\leq \Gamma$). Cette étude de la variation de rayon quadratique du nuage atomique moyen (coupe suivant un axe PMO) en fonction du désaccord de fréquence complète celle du nombre d'atomes afin de déduire le comportement de la densité. En supposant que la dimension dans la direction (oz) est deux fois plus grande que dans les deux autres directions, on estime la densité maximale correspondante qui est de l'ordre de $(1.5-4) \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$.

Sur la Figure 2.19, on montre la variation de la température pour l'isotope ¹⁹⁹Hg et ²⁰⁰Hg pour un désaccord de fréquence $\delta = -1.5\Gamma$ et $\delta = -\Gamma$ respectivement. On remarque la différence entre les pentes des deux isotopes à des intensités élevées ; en effet cette pente pour le cas de l'isotope bosonique est $0.062 \mu\text{K}(\text{Wm}^{-2})^{-1}$ et pour ¹⁹⁹Hg est $0.016 \mu\text{K}(\text{Wm}^{-2})^{-1}$. Cette différence de la dépendance d'intensité est une autre indication que le processus sub-Doppler se produise pour les isotopes de spin 1/2. La courbe rouge du graphe représente le comportement Doppler prédit d'après la théorie Doppler avec un désaccord de $\delta = -1.5\Gamma$. La pente de l'ordre $0.051 \mu\text{K}(\text{Wm}^{-2})^{-1}$ est proche de la pente pour l'isotope ²⁰⁰Hg ($0.062 \mu\text{K}(\text{Wm}^{-2})^{-1}$). Le décalage vertical entre la courbe théorique et la courbe expérimentale pour l'isotope ²⁰⁰Hg est dû en partie au champ magnétique uti-

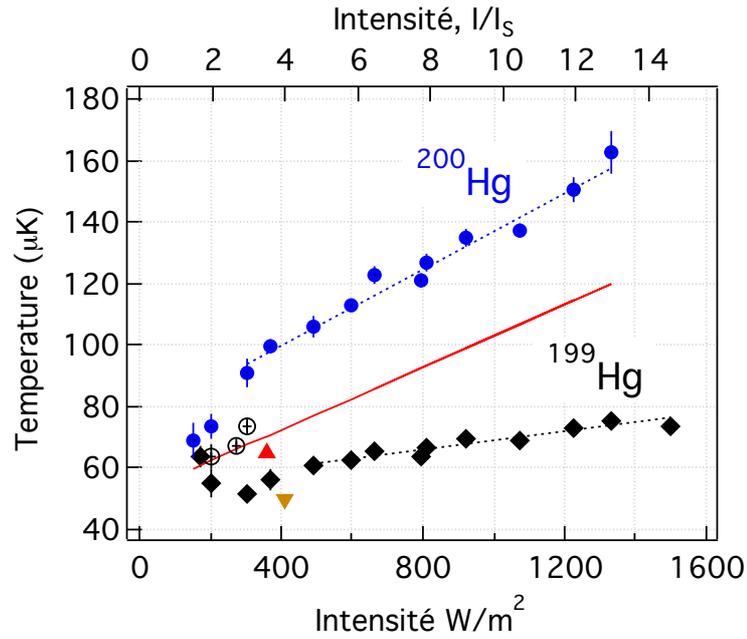


FIGURE 2.19 – Variation de la température en fonction de l’intensité totale du PMO pour l’isotope ^{199}Hg avec un désaccord de fréquence pour le faisceau de refroidissement de $\delta = -1.5\Gamma$. La courbe en rouge présente la prévision théorique à partir du refroidissement Doppler pour la même fréquence de désaccord. La courbe de l’isotope ^{200}Hg a été réalisée pour un désaccord de fréquence $\delta = -\Gamma$. Ces mesures ont été effectuées en présence d’un champ magnétique supplémentaire. Le triangle en rouge correspond à la température la plus basse pour l’isotope ^{200}Hg , le triangle orangé inversé correspond à la température la plus basse pour l’isotope ^{199}Hg , ces mesures en absence du champ magnétique supplémentaire.

lisé pour déplacer le PMO afin d’assurer un recouvrement maximal avec le réseau optique³, qui induit un chauffage du nuage atomique et une augmentation de la température de l’ordre de $20\ \mu\text{K}$ pour une intensité de l’ordre de $10.5\ I_s$. Pour le fermion ^{199}Hg , on remarque une faible dépendance de la température en fonction de l’intensité. On remarque que le nombre d’atomes piégés dans le PMO-3D change linéairement en fonction de l’intensité et ce pour des intensités comprises entre $2.5I_s$ et $15I_s$.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit une caractérisation du piège magnéto-optique de mercure et ce en utilisant un nouveau système de détection mis en place. Grâce à ce système de détection, on a évalué les températures de différents isotopes présents dans le PMO, et on a étudié la variation des dimensions du nuage atomique en fonction du désaccord de la fréquence de la lumière du PMO. Cette évaluation de température pour les fermions, s’avère en accord avec une autre évaluation effectuée avec la spectroscopie de la transition d’horloge en régime de chute libre [16]. On trouve aussi un très bon accord pour les bosons

3. Il faut signaler que ces mesures ont été effectuées lorsque le piège dipolaire est mis en place. Un champ magnétique supplémentaire nous permettait le déplacement du nuage atomique afin d’assurer un recouvrement maximal avec le piège dipolaire.

entre les température mesurées avec la méthode de temps de vol et les températures des isotopes à partir de la théorie Doppler.

Dans le cas du mercure le nuage est nettement plus petit que les faisceaux du piège magnéto-optique ce qui nous épargne le fait de prendre en considération les inhomogénéités d'intensité des faisceaux. D'autre part, on a montré aussi la présence de refroidissement sub-Doppler pour les fermions, mais une faible dépendance de la température en fonction de l'intensité représente un obstacle pour l'obtention de températures plus faibles que $50\mu\text{K}$. Il est important de mentionner que le résultat obtenu dans ce chapitre est l'un des rares cas de refroidissement sub-Doppler d'alcalino-terreux utilisant une seule étape de refroidissement.

Chapitre 3

Réalisation d'une source à 362 nm et piège dipolaire pour les atomes de mercure

Introduction

L'originalité des horloges optiques à réseau repose principalement sur la technique de piégeage des atomes. En effet, afin de faire face à l'obstacle que représente l'effet du mouvement des atomes, on adopte une configuration de piégeage où la longueur d'onde de piégeage est à la longueur d'onde magique. Ce qui nous permet, au premier ordre, du moins, d'obtenir une situation de piégeage équivalente à celle des ions piégés, à savoir atteindre le régime Lamb-Dicke. Ce qui nous permettra d'éliminer presque tout élargissement de la fréquence d'horloge. Dans notre expérience, nous utilisons un piège dipolaire à la longueur d'onde $\lambda_l=362$ nm qui est l'une des longueurs d'onde magiques prédites pour le mercure [50, 51]. Comme on l'a déjà expliqué au chapitre 1, un des principaux avantages de l'utilisation du mercure est sa faible sensibilité au rayonnement de corps noir. Le revers de la médaille de cette propriété est la faible polarisation de l'état fondamental, ce qui nécessite une grande puissance intracavité pour le piège dipolaire, à une longueur d'onde assez difficile.

Dans le cas du mercure, et en absence de source commerciale pratique produisant directement une puissance de plusieurs centaines de milliwatt à la longueur d'onde magique prédite, l'alternative pour nous était d'utiliser l'approche communément utilisée, de faire appel à un processus d'optique non linéaire. Une condition non négligeable à laquelle doit répondre notre source laser est d'être accordable en longueur d'onde, vu l'incertitude des valeurs établies théoriquement (± 5 nm) pour la longueur d'onde magique. Au vu de notre méthode de chargement du piège, qui consiste à garder dans le piège dipolaire les atomes les plus froids présents dans le PMO, on a besoin d'un piège le plus profond possible pour avoir la meilleure efficacité de piégeage. Ce besoin est satisfait grâce à une cavité de surtension permettant d'obtenir une puissance de plusieurs watts au centre du piège.

Ce chapitre est entièrement consacré à la réalisation du réseau optique (aussi appelé piège dipolaire de manière équivalente) et la mise en place du système de diodes laser pour manipuler les atomes piégés dans le réseau. Au début de ma thèse on ne disposait ni de la source laser continue mono-fréquence pour le piège, ni de la cavité de surtension pour le réseau optique. La première section, dédiée à la réalisation et à la caractérisation de notre

source laser à partir d'un laser Titane-Saphir (Ti-saphir) à 724 nm et l'utilisation d'un cristal lithium triborate (LBO) dans un processus non linéaire. La deuxième section, sera consacré à la description de la cavité du piège dipolaire. Dans une dernière partie on décrit la mise en place d'un système de diodes lasers pour la réalisation du refroidissement par bande latérale.

3.1 Réalisation d'une source à 724 nm

La solution retenue pour la réalisation de la source laser nécessaire pour le piège dipolaire, en tenant compte des valeurs théoriques établies, est de mettre en place un système laser dans la gamme de radiation de 724 nm, suivi par un processus non-linéaire via un cristal de doublage de fréquence (Figure 3.1).

Dans la gamme de radiation de 724 nm il existe des lasers à colorants disponibles mais ils sont peu pratiques d'utilisation, il est nécessaire notamment de les stabiliser en fréquence et de changer le colorant assez souvent. Dans la même gamme de longueur d'onde il existe aussi le laser Titane Saphir (Ti-saphir), un laser à solide caractérisé pour une large bande de radiation centré à 800 nm. Les avantages du Ti-saphir par rapport au laser à colorant c'est qu'il a une meilleurs pureté spectrale et une plus grande facilité d'emploi.



FIGURE 3.1 – Principe de réalisation de la source laser pour le piège dipolaire à partir d'un laser dans la gamme de radiation de 724 nm suivi par un processus non-linéaire (NL) via un cristal pour la réalisation du second harmonique (SH).

3.1.1 Mise en place du laser Ti-Saphir

Dans la Figure 3.2 on présente le schéma de fonctionnement et les optiques inclus est dans le laser Ti-saphir. On détaille par la suite le rôle de chaque élément.

Le cristal saphir dopé du titane est l'élément qui permet de réaliser l'inversion de population nécessaire à l'émission stimulée dans le laser. Ce cristal possède une absorption entre 488 nm et 560 nm et il possède un large spectre d'émission centré à 800 nm. Dans notre montage le cristal Ti-saphir est pompé par un laser commercial (Verdi) à 532 nm et de puissance maximale de 18 W (laser classe IV). Ce cristal est collé avec de la graisse à vide sur une monture en cuivre. La dissipation de l'échauffement du cristal est assurée par un tuyau de refroidissement connecté à la base de la monture en cuivre. L'angle de la surface du cristal par rapport à la direction du faisceau est réglé à Brewster afin de minimiser les pertes dues à la réflexion.

La cavité laser proprement dite est une cavité en anneaux composé de 7 miroirs : 3 miroirs sphériques (M1, M2 et M3) et 4 miroirs plans (M4, M5, M6, M7). Le miroir M1 de pompe, monté sur une monture à translation micrométrique, permet dans un premier temps de régler la focalisation du faisceau pompe dans le cristal. Les deux miroirs M2 et M3 de rayon de courbure 150 mm, permettent de régler la taille du waist du faisceau de pompe dans le cristal. Ces deux miroirs sont dichroïques (532 nm / 724 nm). La cavité optique est de

longueur 1.5 m ce qui correspond à un intervalle spectrale libre de 199.8 MHz. Les miroirs M1, M2, M3, M4, M6 et M7 ont un coefficient de réflexion maximum à 532 nm alors que M5 (le coupleur de sortie) a une transmission de 4%.

Toutes les optiques de la cavité laser ainsi que le cristal et les éléments sélectifs sont montés sur un marbre indépendant du laser de pompe (on utilise un périscope afin de ramener le faisceau de pompe à la hauteur standard des optiques montées sur le marbre). Le miroir M4 de petit diamètre, est collé sur une petite cale piézo-électrique, afin de pouvoir apporter des corrections relativement rapides à la fréquence du laser.

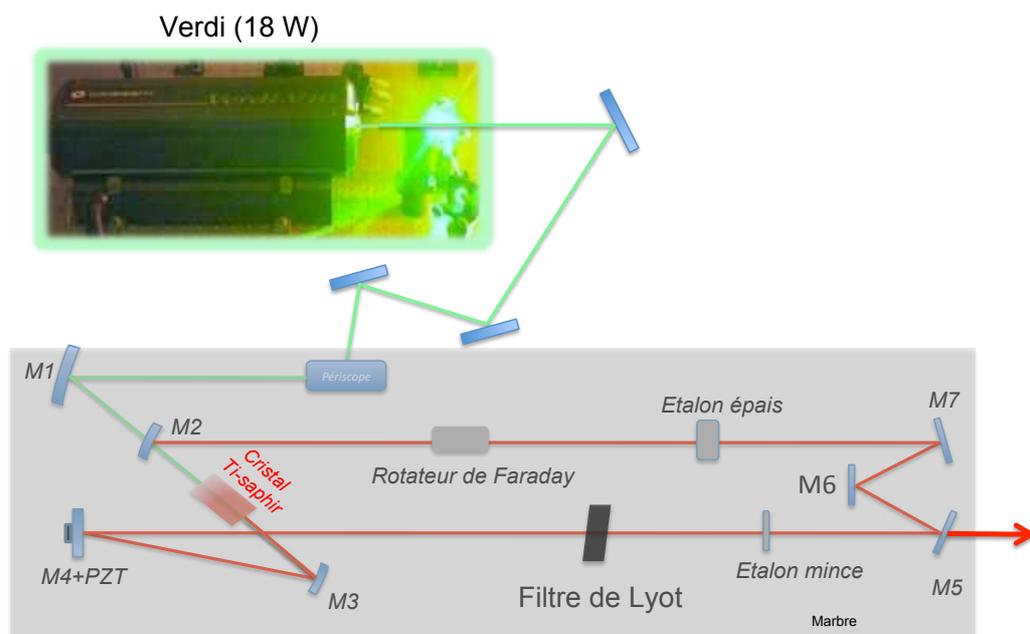


FIGURE 3.2 – Schéma du laser Titane saphir : cavité en anneau composé de 7 miroirs : 3 miroirs sphériques (M1, M2 et M3) et 4 miroirs plans (M4, M5, M6, M7). Le cristal Ti-saphir est pompé avec un Verdi à 532 nm de puissance maximale de 18 W.

Dans une cavité en anneau, deux sens de propagations sont possibles. L'unidirectionnalité du laser est assurée par le rotateur de Faraday et les trois miroirs non planaires (M5, M6, M7). En effet le miroir M6 n'est pas dans le même plan horizontal que les autres miroirs et les normales aux miroirs M5 et M7 sont inclinées par rapport à ce plan. Cette configuration fait tourner la polarisation de la lumière d'un angle dont le signe dépend du sens de propagation de la lumière dans la cavité. Le rotateur de Faraday est constitué d'un cristal ayant une forte constante de Verdet¹. Ce cristal, placé à l'incidence de Brewster et baignant dans un champ magnétique intense, induit un effet Faraday qui lui est indépendant du sens de propagation.

La sélectivité spectrale du laser Ti-saphir se fait en plusieurs étapes. En effet, le fonctionnement monomode du laser est obtenu grâce à différents éléments sélectifs :

(i) un filtre de Lyot, qui permet de sélectionner la longueur d'onde du laser, le filtre est placé sous angle de Brewster. La largeur de la zone sélectionnée en longueur d'onde est d'environ 0.05 nm.

1. La constante de Verdet est définie par la rotation de l'angle de rotation α de la polarisation après avoir traversé une distance d dans le milieu $\alpha = VdB$.

(ii) un étalon mince constitué d'une lame mince joue le rôle d'une cavité Fabry-Perot d'épaisseur 0.8 mm.

(iii) un étalon épais qui assure une sélection en fréquence plus fine.

A long terme, pour le fonctionnement de l'horloge et afin d'éliminer et de corriger les dérives lentes de la fréquence du laser Ti-saphir, ce dernier sera asservi sur la cavité Fabry-Perot qui sert comme référence pour les diodes lasers du refroidissement par bandes latérales (voir section 1.7).².

3.1.2 Alignement et tunabilité du Ti-saphir

Le protocole d'alignement du Ti-saphir consiste à réaliser, dans un premier temps, la cavité laser en configuration linéaire, qui est plus simple à mettre en place. A ce niveau là on a pu remarquer une sévère diminution de la puissance de sortie causée par le coating des optiques lorsqu'on passait d'une longueur d'onde de 730 nm à 720 nm.

Une fois l'alignement en configuration linéaire fait, le passage en configuration en anneau est assez simple, et on s'attendait à avoir un comportement meilleur, mais le rallongement du chemin optique à rendu le faisceau sensible aux courants d'air d'où la nécessité d'isoler le laser avec une boîte en mousse de PVC³. Sans éléments sélectifs et avec un coupleur de sortie de transmission 4% on a obtenu en configuration en anneau une puissance de l'ordre de 1.2 W à la sortie du laser pour une puissance de pompe de 18 W. Le seuil de pompe à ce niveau est de l'ordre de 5 W. En mettant en place un par un les éléments sélectifs à l'angle de Brewster, on arrive, après plusieurs itérations d'optimisations à avoir un comportement fiable et satisfaisant. En effet le niveau de puissance à la sortie du laser est resté stable pendant plusieurs mois. A puissance de pompage élevée (typiquement pour une puissance de 17-18 W pour le Verdi), des effets de lentille thermique dégradent la stabilité et le comportement du laser Ti-saphir. Pour le fonctionnement qui suit on a maintenu la puissance de pompage à 16.5 W.

Comme on l'a mentionné plus tôt, l'accordabilité est une caractéristique cruciale pour notre source laser de piège dipolaire, surtout lors de notre première recherche de la longueur d'onde magique. L'incertitude sur la valeur de la longueur d'onde magique établie théoriquement est au connue pour un intervalle d'incertitude ± 5 nm à 362 nm. La courbe 3.3 illustre la variation de la puissance du laser Ti-saphir en fonction de la puissance de pompe et cela pour différentes longueurs d'onde sélectionnées avec le filtre de Lyot. A la fin on a pu avoir une puissance maximale de l'ordre de 800 mW pour une gamme de longueur d'onde utile de 724-750 nm et le comportement à long terme du laser en puissance est assez satisfaisant.

3.2 Doublage de fréquence

Dans cette section nous allons donner quelques éléments de théorie qui permettront par la suite de discuter des aspects pratiques du doublage de fréquence. Le doublage de fréquence est un processus non linéaire où une onde électromagnétique à la fréquence ω

2. On a aussi testé plus tard la faisabilité d'asservir le laser Ti-saphir sur la cavité de surtension du piège dipolaire, ce en supposant que les dérives de fréquences de cette dernière sont plus lentes que celles du laser Ti-saphir

3. La mousse de PVC a des propriétés d'isolation saine et peut être utilisé sans risque vu ses propriétés de résistance au feu.

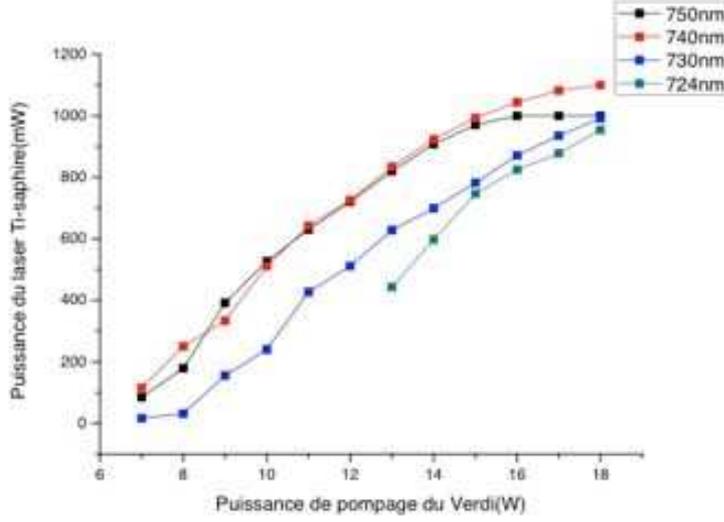


FIGURE 3.3 – Variation de la puissance du Ti-saphir en fonction de la puissance de pompe (laser Verdi) pour différentes longueurs d’onde sélectionnées avec le filtre de Lyot.

génère une onde électromagnétique à la fréquence 2ω . Par raison de symétrie, ce processus ne peut avoir lieu que dans des milieux non centro-symétriques (quartz, LBO, KNbO₃). Dans ces milieux, le champ électrique obéit aux équations de propagation en régime non linéaire :

$$\nabla \vec{E} - \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}^{nl}}{\partial t^2}, \quad (3.1)$$

où $\epsilon = \epsilon_0(\xi^{(2)} + 1)$ et σ sont respectivement les tenseurs de permittivité et de conductivité du milieu. Pour simplifier le problème, on se place dans le cas où l’on a un accord de phase colinéaire, et où le cristal absorbe peu aux longueurs d’onde considérées. On se restreint au cas des ondes planes se propagent selon (oz), la composante du champ électrique et la polarisation non-linéaire oscillent à la pulsation respective ω et 2ω . La relation entre le champ électromagnétique et la polarisation non linéaire \vec{P}^{nl} est exprimée via le tenseur de susceptibilité non linéaire d’ordre 2 :

$$P_i^{nl} = \epsilon_0 \sum_{j,k} \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k, \quad (3.2)$$

avec $\vec{P}^{nl} = (P_1^{nl}, P_2^{nl}, P_3^{nl})$ et $\vec{E} = (E_1, E_2, E_3)$. En utilisant la relation précédente, on peut montrer qu’une onde monochromatique à la fréquence ω qui se propage dans le milieu crée une polarisation de ce milieu à la fréquence 2ω . L’amplitude complexe de la polarisation non linéaire ($\vec{P}^{2\omega}$) à la fréquence 2ω est alors reliée à l’amplitude complexe du champ électrique à la fréquence ω (ξ^ω) par la relation :

$$P_i^{2\omega} = \frac{\epsilon_0}{2} \sum_{j,k} \chi_{ijk}^{(2)} \xi_j^\omega(r) \xi_k^\omega(r), \quad (3.3)$$

avec $E_i^\omega(r, t) = \frac{\xi_i^\omega(r) e^{-i\omega t} + cc}{2}$ et $P_i^{2\omega}(r, t) = \frac{P_i^{2\omega}(r) e^{-2i\omega t} + cc}{2}$.

Dans la littérature, on utilise généralement les coefficients $d_{ijk} = \frac{\chi_{ijk}^{(2)}}{2}$ pour caractériser les matériaux servant au doublage de fréquence :

$$P_i^{2\omega}(r) = \epsilon_0 \sum_{j,k} d_{ijk}^{(2)} \xi_j^\omega(r) \xi_k^\omega(r). \quad (3.4)$$

La polarisation du milieu à la fréquence 2ω conduit à la formation d'une onde électromagnétique à la fréquence 2ω . Pour une géométrie fixée, il est possible de caractériser la génération de second harmonique par un unique coefficient d_{eff} tel que :

$$P^{2\omega}(r) = \epsilon_0 d_{eff} \xi_j^\omega(r)^2, \quad (3.5)$$

où $\xi_j^\omega(r)$ est la norme du vecteur $\vec{\xi}_j^\omega(r)$ représentant l'amplitude complexe du champ électrique et $P^{2\omega}(r)$ est la projection non linéaire induite à la fréquence 2ω ($\vec{P}^{2\omega}(r)$) sur la direction de la polarisation de l'onde émise à la fréquence 2ω . Ce processus étant cohérent, il faut, pour avoir une conversion de fréquence maximum, que la vitesse de phase à la fréquence ω soit égale à la vitesse de phase à la fréquence 2ω .

3.2.1 Choix du cristal et application au LBO

Pour obtenir un doublage de fréquence efficace, trois critères interviennent dans le choix du cristal de doublage : (i) il doit posséder une susceptibilité non linéaire la plus grande possible. (ii) il doit permettre de réaliser l'accord de phase. (iii) Enfin l'absorption du cristal à la fréquence laser ω et à son harmonique 2ω doit être la plus faible possible.

Dans notre cas un cristal de Lithium Triborate (LiB_3O_5 ou encore LBO) a été choisi pour doubler la fréquence de notre laser Ti-saphir. Un des principaux avantages du LBO est sa large bande spectrale transparente allant dans l'UV (jusqu'à $0,16 \mu\text{m}$) [81]. Il est utilisé pour la génération de second harmonique à des longueurs d'onde du fondamental entre $0,6$ et $1,3 \mu\text{m}$. Un des avantages non négligeable de l'utilisation du LBO est son seuil d'endommagement très élevé ce qui fait de lui le matériau de choix pour produire une source UV avec la puissance requise pour notre piégeage.

Cristallographiquement, le LBO est un cristal biaxe, son indice de réfraction dépend de l'orientation du champ électrique de l'onde se propageant avec une polarisation parallèle à l'un des axes propres du cristal. On notera (a,b,c) la base des axes propres du cristal et n_a , n_b , et n_c les indices respectifs [82]. Les valeurs des indices de réfraction sont déterminées par les équations de Sellmeier [83, 82, 84]. Pour le LBO, ces équations s'écrivent [84] :

$$n_i^2(\lambda) = A + \frac{B}{1 - \frac{C}{\lambda^2}} + \frac{D}{1 - \frac{E}{\lambda^2}}, \quad (3.6)$$

où les longueurs d'onde λ sont exprimées en micromètres, et A,B,C,D,et E sont des coefficients de Sellmeier donnés dans la Table 3.1. Dans le tableau 3.2 on résume les valeurs principales de l'indice de réfraction pour les deux longueurs d'ondes qui nous intéressent : Pour le doublage où une onde incidente (ou onde fondamentale), de vecteur d'onde k_ω (indice $n(\omega)$), donne naissance à une onde harmonique de vecteur d'onde $k_{2\omega}$ (indice $n(2\omega)$) la condition d'accord de phase s'écrit :

$$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_\omega = 0 \quad \text{ou} \quad n_o(\varphi, \omega) = n_e(\varphi, 2\omega). \quad (3.7)$$

Deux types d'accord de phase par réfringence peuvent être distingués :

Polarisation	A	B	C	D	E
a	1.4426279	1.0109932	1.1210197×10^{-2}	1.2363218	91
b	1.5014015	1.0388217	1.1215710×10^{-2}	1.7567133	91
c	1.4489240	1.1365228	1.1676746×10^{-2}	1.5830069	91

TABLE 3.1 – Coefficients de Sellmeier pour le LBO pour une température de 20°C.

$\lambda(\mu\text{m})$	n_a	n_b	n_c
0.724	1.56949	1.59637	1.61116
0.362	1.59025	1.61988	1.63513

TABLE 3.2 – Valeurs principales de l'indice de réfraction du LBO aux longueurs d'onde fondamentale et second harmonique.

Accord de phase non critique C'est le cas où l'angle d'accord de phase est égal à 90° , c'est à dire lorsque les ondes fondamentale et harmonique se propagent parallèlement à un axe propre du cristal. L'avantage de ce type d'accord de phase est que l'angle de double réfraction ρ est nul. Les faisceaux en interaction se recouvrent toujours à l'intérieur du cristal quelle que soit la longueur du cristal.

Accord de phase critique C'est le cas lorsque l'angle d'accord de phase est différent de 90° . L'angle de double réfraction ρ n'est plus nul et le recouvrement imparfait limite la longueur utile du cristal et donc limite aussi le taux de conversion du processus non-linéaire. Les différents types d'accord de phase pour le doublage dans le LBO dépendent aussi de la gamme de la longueur d'onde fondamentale. En effet pour un accord de phase de type I la plage de longueur d'onde est 551-2600 nm et pour un d'accord de phase de type II 790-2150 nm. Pour le cas de notre système la longueur d'onde fondamentale nous place dans le cas d'accord de phase de type I pour lequel l'angle de double réfraction ou walk-off n'est pas nul. Pour cette configuration (Figure 3.4) le vecteur d'onde et le champ électrique laser à la fréquence fondamentale sont dans le plan des axes propres du cristal (a) et (b). Suivant l'angle ϕ entre le vecteur d'onde du laser et l'axe (a), l'indice de l'onde à la fréquence ω varie entre n_a et n_b [85] :

$$\frac{1}{n(\omega)^2} = \frac{\cos^2 \phi}{n_b(\omega)^2} + \frac{\sin^2 \phi}{n_a(\omega)^2}. \quad (3.8)$$

Le champ électrique à la fréquence 2ω est parallèle à l'axe (c) et l'indice vu par l'onde à la fréquence 2ω est donc égal à :

$$n(2\omega) = n_c(2\omega). \quad (3.9)$$

En utilisant la convention pour les cristaux biaxes $n_a < n_b < n_c$, on peut trouver un angle ϕ entre le vecteur d'onde et l'axe (a) du cristal pour lequel l'indice à la fréquence ω est égal à l'indice à la fréquence 2ω . En utilisant l'expression de l'indice extraordinaire, on a l'expression de l'angle d'accord de phase [85] :

$$\phi = \arcsin \sqrt{\frac{n_a^2(2\omega)n_b^2(2\omega) - n_a^2(2\omega)n_c^2(\omega)}{n_c^2(\omega).(n_b^2(2\omega) - n_a^2(2\omega))}}. \quad (3.10)$$

On en déduit la valeur de l'angle interne d'accord de phase pour le LBO $\phi=40.7^\circ$. Comme on l'a mentionné plus tôt, pour ce type d'accord de phase, le faisceau infrarouge

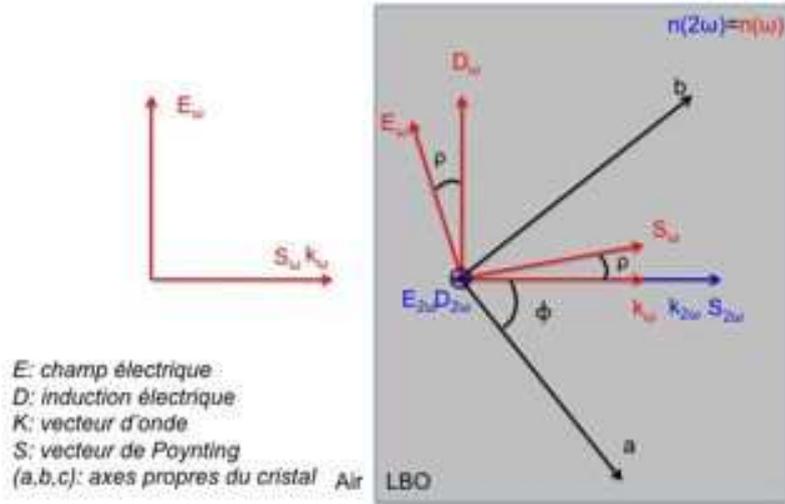


FIGURE 3.4 – Configuration de l'accord de phase critique de type I dans le LBO.

n'étant pas parallèle aux axes propres du cristal, la propagation à notre longueur d'onde 2ω est soumise au phénomène de "walk-off", pour laquelle l'énergie et la phase de l'onde ne se propagent pas dans la même direction. Pour un angle de 40.7° entre l'axe du cristal (a) et le vecteur d'onde du faisceau de l'harmonique fondamentale, l'angle de walk-off est exprimé par [85] :

$$\rho = \arccos \left(\frac{\frac{\cos^2 \phi}{n_b^2(2\omega)} + \frac{\sin^2 \phi}{n_a^2(2\omega)}}{\sqrt{\frac{\cos^4 \phi}{n_b^4(2\omega)} + \frac{\sin^4 \phi}{n_a^4(2\omega)}}} \right). \quad (3.11)$$

Pour le doublage dans le LBO et pour la valeur établie de l'angle ϕ on a $\rho = 1$ mrad.

3.2.2 Efficacité de conversion

L'efficacité de conversion d'un processus non-linéaire est défini par le facteur de conversion Γ . A la sortie du cristal ($z=l_c$), ce facteur est défini par la relation :

$$\Gamma = \frac{P_{2\omega}(l_c)}{P_\omega^2(0)}. \quad (3.12)$$

C'est une relation de proportionnalité entre la puissance de l'onde harmonique $P_{2\omega}$ et la puissance au carré de l'onde fondamentale P_ω .

Cette définition donne au facteur de conversion une unité qui est W/W^2 ou encore W^{-1} . La puissance P_j ($j = \omega, 2\omega$) est reliée à l'intensité du champ électrique par l'intégrale :

$$P_j = \int_A I_j dA, \quad (3.13)$$

où A est la section du faisceau et I_j l'intensité en W/cm^2 d'une onde plane liée à l'amplitude du champ électrique par la relation :

$$I_j = \frac{1}{2} \epsilon_0 c n_j |E_j|. \quad (3.14)$$

L'amplitude du champ harmonique généré obéit à l'équation de propagation (3.1) ce qui donne en appliquant l'approximation de l'enveloppe lentement variable :

$$\frac{dE_{2\omega}(z)}{dz} = -i \left(\frac{2\omega d_{eff}}{n_{2\omega}c} \right) E_{\omega}^2(0) e^{i\Delta kz}. \quad (3.15)$$

En intégrant, on obtient alors l'expression de l'amplitude :

$$E_{2\omega}(z) = - \left(\frac{2\omega d_{eff}}{n_{2\omega}c} \right) E_{\omega}^2(0) \frac{e^{i\Delta kz} - 1}{\Delta k}; \quad (3.16)$$

d'où

$$|E_{2\omega}(z)|^2 = \left(\frac{2\omega d_{eff}}{n_{2\omega}c} \right)^2 |E_{\omega}(0)E_{\omega}^*(0)|^2 z^2 \left(\frac{\sin(\Delta kz/2)}{\Delta kz/2} \right)^2. \quad (3.17)$$

En considérant un champ gaussien circulaire de waist w_0 , c'est à dire un champ de la forme :

$$E_{\omega}(z=0) = E_{0,\omega}(z=0) e^{-\frac{x^2+y^2}{w_0^2}} = E_{0,\omega}(z=0) e^{-\frac{r^2}{w_0^2}}. \quad (3.18)$$

A partir des relations 3.13, 3.14, 3.17 et 3.18 on calcule les expressions des puissances $P_{\omega}(0)$ et $P_{2\omega}(l_c)$:

$$P_{\omega}(0) = \frac{1}{2} \epsilon_0 c n_{\omega} |E_{0,\omega}|^2 \left(\frac{\pi w_0^2}{2} \right) = \frac{\pi w_0^2}{2} I_0, \quad (3.19)$$

$$P_{2\omega}(l_c) = \frac{2\omega^2 d_{eff}^2 l_c^2}{\epsilon_0 c^3 n_{2\omega} n_{\omega}^2} \left(\frac{\sin(\Delta k l_c/2)}{\Delta k l_c/2} \right)^2 \pi w_0^2 I_0^2, \quad (3.20)$$

où $I_0 = \frac{1}{2} \epsilon_0 c n_{\omega} |E_{0,\omega}|^2$ est l'intensité sur l'axe de propagation z du faisceau. Il est important de noter que le facteur de conversion d'un processus de doublage défini par la relation 3.12 devient alors :

$$\Gamma_{SHG} = \frac{8\omega^2 d_{eff}^2}{\pi \epsilon_0 c^3 n_{2\omega} n_{\omega}^2} \left(\frac{l_c}{w_0} \right)^2 \left(\frac{\sin(\Delta k l_c/2)}{\Delta k l_c/2} \right)^2. \quad (3.21)$$

On remarque que le maximum de conversion correspond à la condition d'accord de phase ($\Delta k = 0$). Le facteur de conversion calculé dans l'expression 3.21 n'est qu'approché, vu qu'on suppose que les ondes sont planes. En fait expérimentalement, pour obtenir un bon rendement du processus non linéaire, on est amené à focaliser le faisceau dans le cristal. Cependant, une forte focalisation entraîne un désaccord de phase des ondes qui sont en interaction. Par contre une faible focalisation favorise le recouvrement des faisceaux dans le cristal mais le processus non- linéaire est moins bon. Chercher un compromis entre la focalisation et le recouvrement, consiste à trouver une valeur optimale de focalisation qui maximise le processus non-linéaire. Cette valeur a été traitée et calculée numériquement par Boyd-Kleinman [86].

3.3 La cavité de surtension

3.3.1 Principe et choix de la cavité

L'utilisation d'une cavité externe dans le processus de doublage a un large champ d'application dans plusieurs domaines et différentes formes de cavité ont été développées et

utilisées dans le processus non linéaire. Le but d'une cavité résonnante est d'augmenter l'intensité du champ présent dans un cristal non linéaire. Il s'ensuit alors l'augmentation importante de la puissance de l'onde générée, puisque celle-ci est proportionnelle au carré de la puissance incidente de l'onde fondamentale (voir équation 3.14). Différents types de cavité de surtension existent. Pour la réalisation de notre doublage de fréquence, notre choix s'est porté sur une cavité en anneau. L'avantage de cette configuration en anneau est double : (i) la seconde harmonique générée n'est pas rétro-réfléchi sur elle-même ce qui évite les interférences dans le cristal ce qui risque d'induire des fluctuations de puissance. (ii) la seconde harmonique se propage uniquement dans une direction au sein de la cavité en anneau, ce qui permet d'éviter les fortes absorptions. Sur la Figure 3.5 on montre un schéma de la cavité de surtension en anneau. La longueur de la cavité est accordable à l'aide d'une cale piézo-électrique (PZT) sur laquelle est monté un des miroirs de la cavité. L'onde incidente est couplée à la cavité par le miroir M1 dont la transmission T1 est choisie en tenant compte des pertes totales dans la cavité. Les autres miroirs sont traités pour une réflectivité maximale pour l'onde incidente à 724 nm. Les miroirs M1 et M2 sont plans alors que M3 et M4 sont sphériques concaves et focalisent la lumière au centre du cristal. Leurs rayons de courbure sont identiques ($R_c=100$ mm).

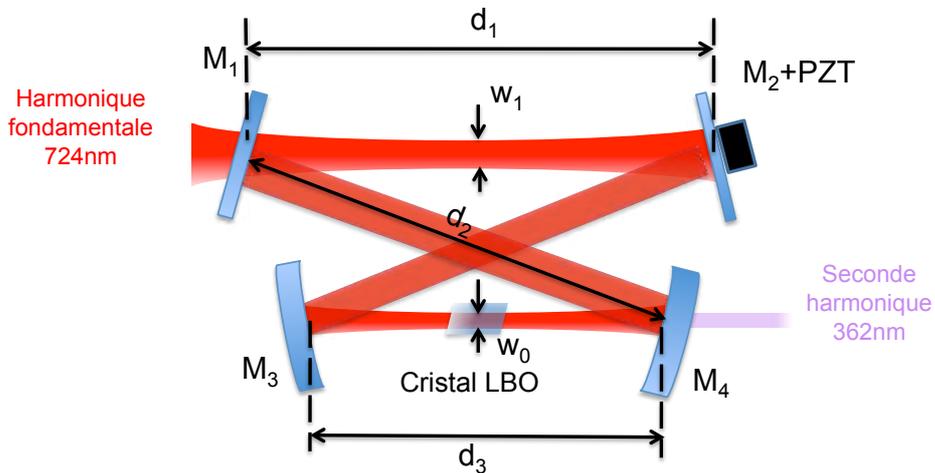


FIGURE 3.5 – Schéma expérimental de la cavité de doublage. Le faisceau d'entrée de l'harmonique fondamentale à 724 nm est doublé en fréquence via un cristal LBO.

En plus, le miroir M4 est un miroir dichroïque de sortie : il réfléchit totalement l'onde fondamentale et transmet 95% de l'onde harmonique qui contrairement à l'onde fondamentale, n'est pas stockée dans la cavité. En effet, ce miroir dichroïque est placé juste après le cristal de telle manière à extraire la radiation harmonique de la cavité. Cette radiation n'effectue donc pas d'aller retour dans la cavité. Le miroir M2 de coefficient de réflexion presque égal à 1 est solidaire d'une céramique piézo-électrique. Il permet d'asservir la longueur de la cavité pour qu'elle reste de manière permanente en résonance avec la fréquence du laser incident. L'onde fondamentale provenant du laser Ti-saphir a une polarisation horizontale, et le cristal utilisé dans le processus de génération du second harmonique est taillé à l'angle de Brewster dans ce plan pour la fréquence fondamentale.

Le cristal est monté sur un support qui permet une translation en trois directions et deux rotations. Une rotation dans le plan horizontal permet de modifier l'angle d'incidence sur le cristal de manière à obtenir l'incidence de Brewster pour minimiser les pertes par réflexion

et une rotation dans le plan vertical qui permet le réglage de l'angle d'accord de phase et d'optimiser ainsi la puissance générée.

Cette stabilité dépend de la longueur l entre les deux miroirs courbes M3 et M4. Elle doit être étudiée pour la valeur optimale de waist qu'on a déterminée w_0 pour une efficacité de génération du second harmonique optimale.

3.3.2 Zone de stabilité

La stabilité d'une cavité traduit l'écart entre les deux miroirs sphériques M3 et M4 pour lequel il existe une valeur stable du waist w_0 . En effet, en dehors de la zone de stabilité, le faisceau diverge au fur et à mesure de sa propagation dans la cavité. La plage d'écartement entre les deux miroirs permettra de modifier la taille du waist dans le cristal et optimiser la puissance de l'onde doublée. Si on ne tient pas compte de l'astigmatisme, le calcul du waist s'appuie sur les matrices transfert [ABCD] des faisceaux gaussiens, où A, B, C, D sont les éléments de matrice [ABCD] caractérisant le faisceau après un tour dans la cavité. Nous avons avec le formalisme de matrice de transfert :

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d_1 + 2d_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

A partir de la Figure 3.5 il y a deux grandeurs importantes : le parcours optique $L = d_1 + 2d_2$ et la distance d_3 qui traduit l'écartement entre les deux miroirs courbes. Pour simplifier le traitement, on introduit deux grandeurs g_1 et g_2 tel que :

$$g_1 = 1 - \frac{d_1 + 2d_2}{R} \quad \text{et} \quad g_2 = 1 - \frac{d_3}{R}, \quad (3.22)$$

La condition de stabilité de la cavité s'écrit comme [85] :

$$0 < g_1 g_2 < 1. \quad (3.23)$$

D'après [85] on peut en déduire l'expression suivante pour les waists :

$$w_0^2 = \frac{\lambda R}{2\pi} \frac{\sqrt{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}}{g_1}, \quad (3.24)$$

$$w_1^2 = \frac{\lambda R}{2\pi} \frac{\sqrt{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}}{g_2}. \quad (3.25)$$

Dans la courbe 3.6, on trace la taille du waist en fonction de la distance entre les deux miroirs sphériques et pour une distance $d_1 + 2d_2 = 530$ mm, un rayon de courbure des miroirs $R_c = 100$ mm, un indice de réfraction $n = 1.6$ et une longueur du cristal de $l_c = 15$ mm. La courbe montre bien que le waist w_1 est relativement peu sensible à la variation de distance entre les deux miroirs courbes, tandis que le réglage de cette distance est crucial pour l'optimisation de la valeur du waist (w_0) dans le cristal. Si on tient compte de l'astigmatisme lié aux miroirs on peut reprendre le raisonnement précédent mais cette fois les focales f des miroirs sphériques seront différentes dans les plans sagittal et transversal.

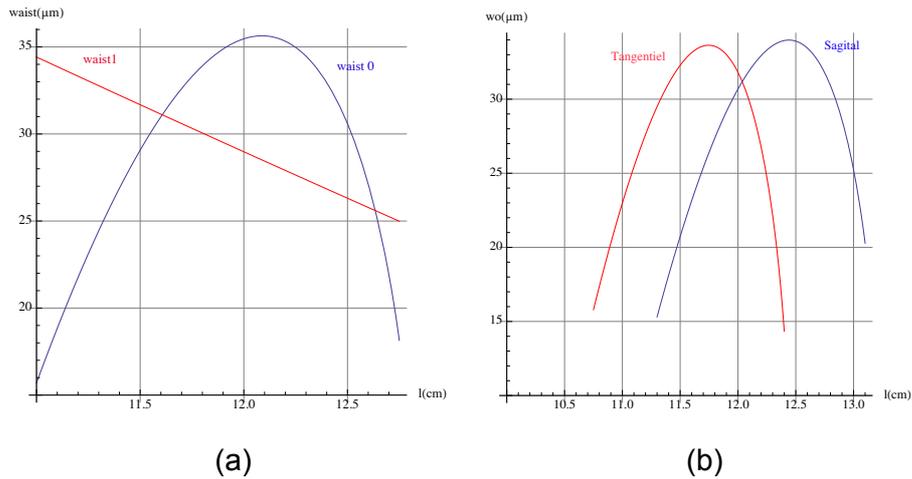


FIGURE 3.6 – (a) Variation des waists en fonction de l’espacement entre les deux miroirs courbes pour $d_1 + 2d_2 = 530$ mm, $l_c = 15$ mm, $n = 1.613$ et $R_c = 100$ mm. (b) Variation du waist w_0 en fonction de l’espacement entre les deux miroirs courbes. Zone d’intersection entre le plan tangentiel (courbe rouge) et le plan sagittal (courbe bleue) pour un angle d’incidence $\theta = 13^\circ$.

3.3.3 Compensation de l’astigmatisme

Contrairement à une cavité linéaire, l’angle d’incidence de l’onde sur les miroirs pour une cavité en anneau est aigu. De ce fait, les performances du système sont limitées à cause de l’astigmatisme introduit par les miroirs sphériques de la cavité et du cristal. Ce dernier est coupé à l’angle de Brewster dans le plan horizontal pour minimiser les pertes de Fresnel à la longueur d’onde fondamentale. Les aberrations d’astigmatisme illustrées dans la Figure 3.7 se produisent seulement dans le cas des rayons hors axes et dans la description de ces rayons il est utile de définir deux plans, le plan tangentiel qui est le plan d’incidence et le plan sagittal qui est perpendiculaire au plan d’incidence.

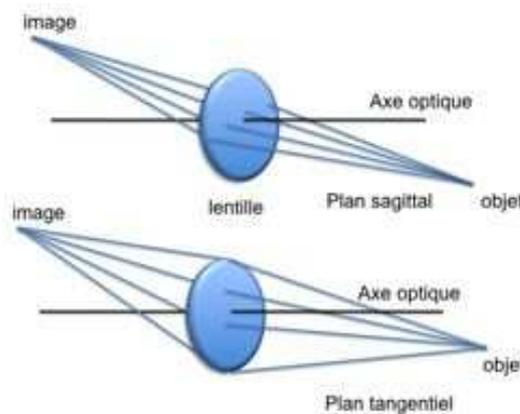


FIGURE 3.7 – Illustration des aberrations d’astigmatisme.

Au niveau du cristal, l’astigmatisme se traduit par les distances effectives que doit tra-

verser le rayon dans les deux plans de propagation :

$$\begin{cases} d_t = \frac{l_c \sqrt{n^2 + 1}}{n^4} \\ d_s = \frac{l_c \sqrt{n^2 + 1}}{n^2} \end{cases} \quad (3.26)$$

Au niveau des miroirs sphériques en incidence normale, l'astigmatisme correspond à un changement apparent des distances focales : elles sont raccourcies dans le plan tangentiel et rallongées dans le plan sagittal. Pour un miroir de rayon de courbure R_c on a :

$$\begin{cases} f_t = f \cos \theta \\ f_s = \frac{f}{\cos \theta} \end{cases} \quad (3.27)$$

où $f = R_c/2$ est la distance focale correspondant aux miroirs sphériques en incidence normale, θ l'angle d'incidence, et les indices t et s correspondent respectivement au plan tangentiel et au plan sagittal.

Compenser l'astigmatisme signifie alors choisir les angles d'incidence θ sur les miroirs M2 et M3 de telle sorte que l'astigmatisme introduit par les miroirs courbes compense celui créé par le cristal. Pour ce faire, nous choisissons ces angles de telle manière que l'astigmatisme créé par chaque miroir compense la moitié de celui introduit par le cristal :

$$f_s - f_t = \frac{1}{2}(d_s - d_t); \quad (3.28)$$

ou encore

$$f \sin \theta \tan \theta = \frac{l_c \sqrt{n^2 + 1}}{2n^4} (n^2 - 1); \quad (3.29)$$

Avec les caractéristiques de notre cavité nous en déduisons l'angle d'incidence qui permet de compenser l'astigmatisme $\theta = 13^\circ$. En utilisant de nouveau les expressions de waist avec les mêmes paramètres (l , L , n , l_c , R_c) et avec $\theta = 13^\circ$ on retrace dans la Figure 3.6 (b), les zones de stabilité dans les deux plans. Pour compenser l'astigmatisme, nous devons travailler dans le domaine de recouvrement des deux zones. La valeur retenue pour la distance de séparation entre les deux miroirs est de 120 mm se qui se traduit par un waist de $32 \mu\text{m}$.

3.3.4 Adaptations de mode

Pour un couplage maximal du faisceau incident dans la cavité il est indispensable de mettre en forme le mode spatial du laser pour qu'il vienne s'adapter le plus fidèlement possible au mode de la cavité.

Les contraintes d'agencement du laboratoire placent la cavité externe et plus précisément son waist w_1 à environ 1.5 mètres du coupleur de sortie du laser Ti-saphir. Le waist de ce dernier est située à 3 cm du coupleur de sortie du Ti-saphir et possède une taille $w_{\text{tangentiel}}=470 \mu\text{m}$ dans le plan tangentiel et $w_{\text{sagittal}}=530 \mu\text{m}$ dans le plan sagittal.

La mise en forme du faisceau laser se fait grâce à des lentilles convexes pour adopter le mode couplé. Dans notre cas le couplage de mode est réalisé avec un télescope à deux lentilles. Les paramètres de ce dernier doivent répondre aux équations de propagation d'un faisceau gaussien en présence d'une lentille. Les focales des lentilles utilisées ont été estimées avec un programme adapté (Gaussian Beam) en tenant en compte la position et les

dimensions du waist w_1 . Les valeurs retenues sont $f=-100$ mm (à une position de 500 mm du coupleur de sortie du Ti-saphir) et $f=100$ mm (à une position de 526.5 mm).

3.3.5 Calcul de l'efficacité de la cavité de surtension

Le stockage de l'énergie incidente dans une cavité de grand facteur de qualité est un moyen efficace pour augmenter le flux d'énergie du faisceau fondamental passant à travers le cristal, faisant croître en même temps l'énergie de la seconde harmonique. En appelant R_1 et T_1 (R_2 et T_2) les facteurs de réflexion et transmission du miroir d'entrée (sortie) tels que $R_1 + T_1 = R_2 + T_2$ et T le coefficient de transmission du cristal à la longueur d'onde fondamentale, on peut exprimer le gain de la cavité par l'intermédiaire du facteur de surtension γ défini par [87] :

$$\gamma = \frac{P_c}{P_1} = \frac{T_1 R_2}{(1 - \sqrt{R_1 R_m})^2 + 4\sqrt{R_1 R_m} \sin^2 \frac{\phi}{2}}. \quad (3.30)$$

où P_1 correspond à la puissance incidente et P_c à la puissance intra-cavité. R_m prend en compte la réflectivité de tous les miroirs constituant la cavité et le fait que le faisceau passe une seule fois par le cristal de transmission T pour faire un tour en cavité anneau telle que $R_m = T R_2 R_3 R_4$. L'angle ϕ traduit le déphasage cumulé par l'onde pour un aller-retour dans la cavité. Ce déphasage à la résonance est nul. Ce facteur peut être exprimé en fonction d'un facteur accessible expérimentalement à savoir la finesse de la cavité. La finesse de la cavité est définie en fonction des facteurs de réflexion des miroirs et transmission du cristal :

$$F = \frac{\pi(R_1 R_m)^{\frac{1}{4}}}{1 - \sqrt{R_1 R_m}}. \quad (3.31)$$

À la résonance ($\phi=0$) on a :

$$\gamma = T_1 R_2 \frac{F^2}{\pi^2}. \quad (3.32)$$

Dans la pratique on essaye de faire les traitements optiques de façon que la réflectivité du miroir M2 soit pratiquement égale à l'unité de sorte que :

$$\gamma \simeq T_1 \frac{F^2}{\pi^2}. \quad (3.33)$$

3.3.6 Adaptation d'impédance

On dit qu'on est adapté en impédance lorsque dans le bilan énergétique, le gain pour un tour du faisceau pompe dans la cavité est égal aux pertes.

Les différentes sources de pertes dans la cavité de doublage avec un cristal non linéaire se répartissent en :

- Des pertes linéaires dues à l'imperfection des surfaces des miroirs et des faces du cristal ; on les notera par la suite αP_c .
- Des pertes quadratiques qui résultent du processus de conversion de fréquence, associées aux coefficients de conversion et absorption Γ_{eff} et Γ_{abs} et qui valent respectivement $P_{eff} = \Gamma_{eff} P_c^2$ et $P_{abs} = \Gamma_{abs} P_c^2$. Les pertes intracavité ramenées à l'échelle de P_c sont caractérisées par un terme p défini par :

$$p = \frac{\alpha P_c + \Gamma_{eff} P_c^2 + \Gamma_{abs} P_c^2}{P_c} = \alpha + \Gamma P_c, \quad (3.34)$$

où $\Gamma = \Gamma_{eff} + \Gamma_{abs}$. Il est utile d'exprimer le facteur d'efficacité de conversion γ (3.32) en fonction de p [87, 88] :

$$\gamma = \frac{1 - R_1}{(1 - \sqrt{R_1(1 - p)})^2}, \quad (3.35)$$

pour des valeurs faibles de T_1 et de p on retrouve l'expression 3.33. Ce facteur de surtension est d'autant plus élevé que p est proche de T_1 ou que R_1 est proche de $(1 - p)$.

3.4 Réalisation expérimentale et caractérisation de la source à 362 nm

3.4.1 Alignement pratique de la cavité

Comme on l'a mentionné plus tôt notre choix pour le cristal de doublage s'est porté sur un cristal LBO (voir section 3.2.1), fourni par la société Opton Laser International, de longueur $l_c = 15$ mm, coupé à $\phi = 40.7^\circ$ ($\theta = 90^\circ$) pour l'accord de phase de type I et à l'angle de Brewster pour le faisceau fondamental. Dans cette partie on teste les performances du cristal LBO en simple passage, c'est à dire sans cavité amplificatrice autour du cristal. La première étape est préparer le faisceau pompe du Ti-saphir et de s'assurer qu'il se focalise à mi-distance des miroirs M1 et M2. Ensuite, il faut optimiser la puissance générée pour la seconde harmonique après simple passage. Pour réaliser ça, on ôte le miroir M1. L'orientation du faisceau est choisi avec M3 et le périscope qui permet d'amener le faisceau du Ti-saphir à hauteur standard sur la table optique. Dans la section (2.2) nous avons vu que la théorie de doublage prévoit une puissance de l'onde harmonique $P_{2\omega}$ proportionnelle au carré de la puissance de la radiation fondamentale P_ω :

$$\Gamma_{SHG} = \frac{P_{2\omega}}{P_\omega^2}. \quad (3.36)$$

Cette proportionalité est vérifiée par les points expérimentaux présentés sur la Figure 3.8. La courbe 3.8 de tendance des points expérimentaux est une droite dont la pente donne le taux moyen de conversion, $\Gamma_{SHG} = 57 \mu W/W^2$. En utilisant le formalisme proposé dans la référence [89] on établit la valeur théorique pour le taux de conversion $\Gamma_{th} = 91.8 \mu W/W^2$ [89]. La différence s'explique facilement par les imperfections expérimentales en particulier l'optimisation délicate de la taille et de la position du waist de l'onde fondamentale à l'intérieur du cristal.

Nous remplaçons le miroir M1 pour fermer la cavité. Par réglage successif des miroirs M1 et M4, nous pouvons maximiser la puissance de l'onde fondamentale couplée dans la cavité et par la même occasion la puissance de la seconde harmonique. Après la mise en forme du faisceau pompe, son mode est adapté au mode TEM_{00} de la cavité par deux lentilles sphériques. La distance entre les deux lentilles peut être réglée de manière à optimiser l'adaptation du mode. Il y avait plusieurs possibilités pour l'adaptation de mode mais finalement on a décidé de positionner le waist à une distance de 1000 mm du coupleur de sortie du Ti-saphir. La première lentille devait être après le périscope qui permet de remettre le faisceau du Ti-saphir à la hauteur standard de la table optique, cela veut dire à une distance supérieur à 400 mm.

Les optiques de la cavité répondent aux hypothèses formulées, à savoir un traitement de haute réflexion à 725 nm pour M2, M3 et M1 ($R_\omega > 99.9\%$), et M4 transmet très bien la seconde harmonique puisque $T_{2\omega} \simeq 98\%$. Le cristal de LBO, de dimensions $4 \times 4 \times 15$ mm est

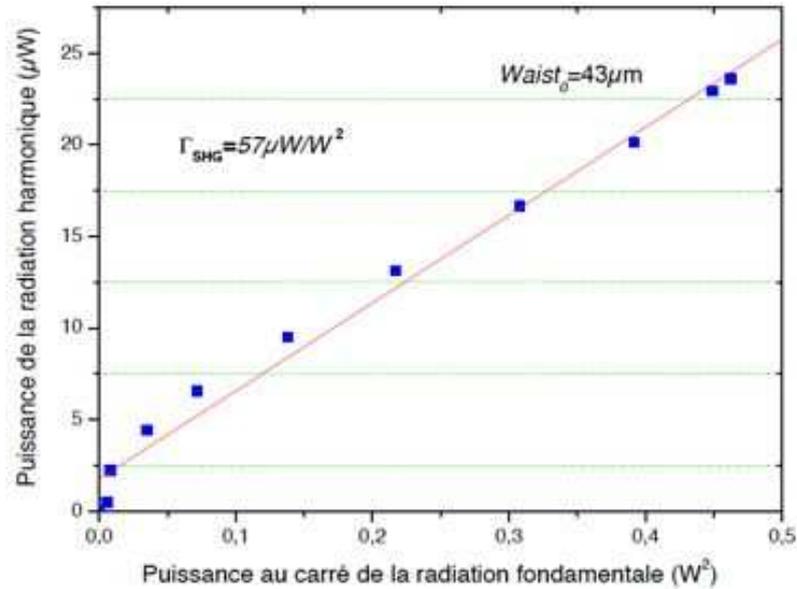


FIGURE 3.8 – Rendement expérimental du doublage dans le LBO pour la valeur optimal du waist ($43.2\mu m$). La pente de la droite est le taux de conversion $\Gamma_{SHG} = 57\mu W/W^2$.

placé dans une monture en cuivre régulée en température. L'ensemble de la structure peut se déplacer verticalement et s'incliner. On place les miroirs de façon à avoir les dimensions retenues dans le paragraphe précédent, en prenant soin de monter M2 sur un actionneur piézoélectrique afin de pouvoir moduler la longueur de la cavité. Avec $d_1 + 2d_2 = 530$ mm et $d_3 = 120$ mm, l'angle de réflexion sur les optiques pour compenser l'astigmatisme est de $\theta = 13.18^\circ$.

3.4.2 Asservissement de la cavité de doublage

Dans le cas de notre laser Titane-saphir la sélection de la longueur d'onde est réalisée par des éléments intracavité à l'angle de Brewster. Par conséquent, l'onde laser du Ti-saphir est polarisée linéairement. La méthode proposée par T.W. Hänsch et B. Couillaud [?] utilise cette caractéristique pour asservir un résonateur optique sur une onde polarisée. Cette méthode repose sur l'analyse ellipsométrique de la polarisation d'une onde après sa réflexion sur le coupleur d'entrée de la cavité optique. L'approche pour générer le signal de polarisation est illustré dans la Figure 3.9. L'onde incidente \vec{E}_o est couplée dans la cavité avec une polarisation faisant un angle θ par rapport à l'axe (ox).

A l'intérieur de la cavité on dispose le cristal LBO taillé Brewster. L'onde réfléchi \vec{E}_r a deux composantes E_x^r et E_y^r . La polarisation après la réflexion sur le coupleur M1 est donc la somme des polarisations incidentes avec la polarisation provenant de la cavité. Aucune relation de phase particulière n'existe entre ces deux ondes, le résultat est donc une polarisation a priori elliptique.

On note par la suite t le coefficient de réflexion du miroir M1 et δ le déphasage accumulé par l'onde suite à un aller-retour dans la cavité résonante. L'ellipsomètre qui mesure cette ellipticité génère ainsi le signal d'erreur ; est composé d'une lame quart d'onde et d'un cube polarisant. L'axe rapide de la lame quart d'onde présente un angle de 45° avec les axes du

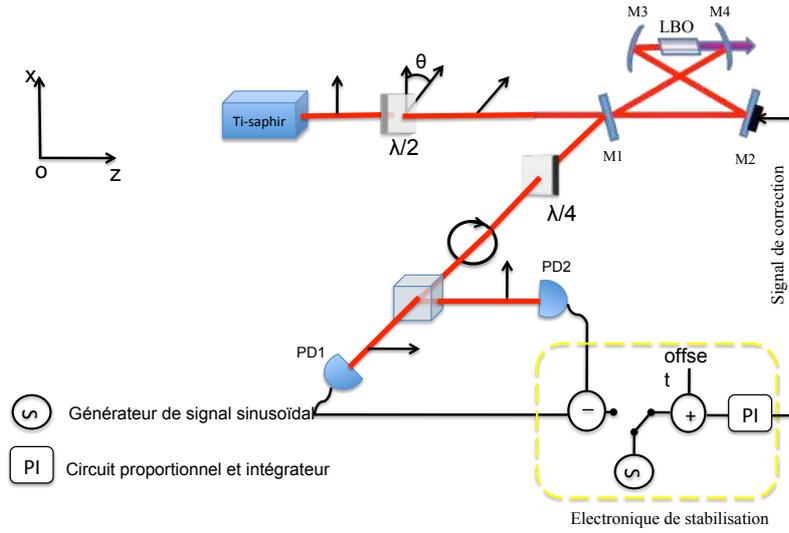


FIGURE 3.9 – Principe de création du signal de correction pour l’asservissement Hänsch-Couillaud pour la cavité de doublage.

cube polariseur. L’analyse par ce dispositif d’une polarisation elliptique se traduit par deux polarisations d’amplitudes différentes : une polarisation suivant l’axe (ox) avec une intensité I_a , et une polarisation suivant l’axe (oy) avec une intensité I_b . En utilisant le formalisme de Jones [85] on établit l’amplitude des champs électriques correspondants aux intensités I_a et I_b :

$$\begin{aligned}
 E_a &= \frac{1-i}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^r \\ E_y^r \end{pmatrix}, \\
 E_b &= \frac{1-i}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^r \\ E_y^r \end{pmatrix}.
 \end{aligned} \tag{3.37}$$

Les intensités au niveau des photodiodes sont telles que :

$$\begin{aligned}
 I_a &\propto |E_x^r - iE_y^r|^2, \\
 I_b &\propto |E_x^r + iE_y^r|^2,
 \end{aligned} \tag{3.38}$$

où les constantes de proportionnalité sont les mêmes pour I_a et I_b . Le signal total $I_a - I_b$ est dû principalement à l’interférence entre la partie réelle d’un faisceau et la partie imaginaire de l’autre intensité. Sous les conditions d’adaptation d’impédance, l’amplitude du champ électrique dans la direction x est :

$$E_x^r = E_{0x} \frac{r(e^{-i\delta} - 1)}{1 - r^2 e^{-i\delta}}. \tag{3.39}$$

Dans le plan (oy) la composante y s’écrit simplement :

$$E_y^r = -rE_{0y}. \tag{3.40}$$

Si θ est l'angle d'incidence du champ électrique avec l'axe (ox) donc les composantes du champs sont :

$$\begin{aligned} E_{0x} &= E_0 \cos \theta, \\ E_{0y} &= E_0 \sin \theta. \end{aligned} \quad (3.41)$$

Techniquement, le signal d'erreur provient de la différence des deux intensités lumineuses sortant du cube polarisant. Les intensités détectées au niveau des photodiodes sont telle que :

$$\begin{aligned} I_a &\propto E_0^2 \left| \frac{r(e^{-i\delta} - 1)}{1 - r^2 e^{-i\delta}} \cos(\theta) + ir \sin(\theta) \right|^2, \\ I_b &\propto E_0^2 \left| \frac{r(e^{-i\delta} - 1)}{1 - r^2 e^{-i\delta}} \cos(\theta) - ir \sin(\theta) \right|^2. \end{aligned} \quad (3.42)$$

Le signal d'erreur, provenant de la différence des deux intensités séparées par le cube, vaut alors :

$$err \propto 4E_0^2 r^2 t^2 \cos\theta \sin\theta \frac{\sin \delta}{(1 - r^2)^2 + 4r^2 \sin^2 \delta/2}. \quad (3.43)$$

Lorsque la cavité optique est en résonance avec l'onde laser incidente, le trajet optique de l'onde entre ses miroirs est égale à un nombre entier de fois la longueur d'onde du laser. En d'autres termes, la polarisation transmise par le résonateur est en phase avec l'onde incidente. La combinaison des ondes réfléchies directement et transmise est alors une polarisation linéaire. Après le passage de la lame quart d'onde, la polarisation est circulaire, le cube polarisant se comporte alors comme un polariseur à 45° . Les amplitudes des champs après le cube sont alors identiques, marquant ainsi la condition de résonance de la cavité optique avec l'onde laser incidente. Afin d'accumuler l'énergie délivrée par le laser Titane-Saphir, la cavité est maintenue en résonance avec l'onde laser incidente grâce à une boucle de contre-réaction. Le signal provenant de cette boucle permet d'effectuer les corrections de longueur nécessaires au maintien des conditions de résonance. Quel que soit le dispositif expérimental, le signal d'erreur ne peut pas être utilisé tel quel. Les actionneurs de l'asservissement exigent une mise en forme du signal au moins sur son amplitude. C'est le cas ici, la mise en forme du signal est assurée par un asservissement et avant de venir corriger la position de l'actionneur de l'asservissement : la cale piézo-électrique. Dans la Figure 3.10 on illustre le schéma électronique de l'asservissement Hänsch-Couillaud. Un exemple de signal d'erreur de Hänsch-Couillaud est représenté sur la Figure 3.11 (c).

Caractéristique de la cavité En modulant la cale piézo-électrique de la cavité avec un signal triangulaire de fréquence quelques Hertz, on mesure la finesse de la cavité (Figure 3.11 (a) et (b)). Avec un intervalle spectral libre de 2.5 GHz et une largeur à mi-hauteur (FWHM) de l'ordre 12 MHz, on estime la finesse de notre cavité de doublage à 208. Pour le fonctionnement final de notre source on a pu produire une puissance de 280 mW à 362 nm pour une puissance de 850 mW à 724 nm, ce qui correspond à un pourcentage de conversion de l'ordre de 33% un peu plus faible que la valeur réalisée dans la référence [90].

Auto-asservissement de la cavité Pour améliorer le fonctionnement de l'ensemble, on a songé à une façon intelligente qui nous permettrait de pouvoir re-asservir d'une façon automatique la source du piège dipolaire. Le but de l'auto-asservissement est de permettre la décharge de la capacité de l'intégrateur de l'asservissement Hänsch-Couillaud en commandant l'état d'un interrupteur mis en parallèle avec cette capacité. La Figure 3.12 illustre

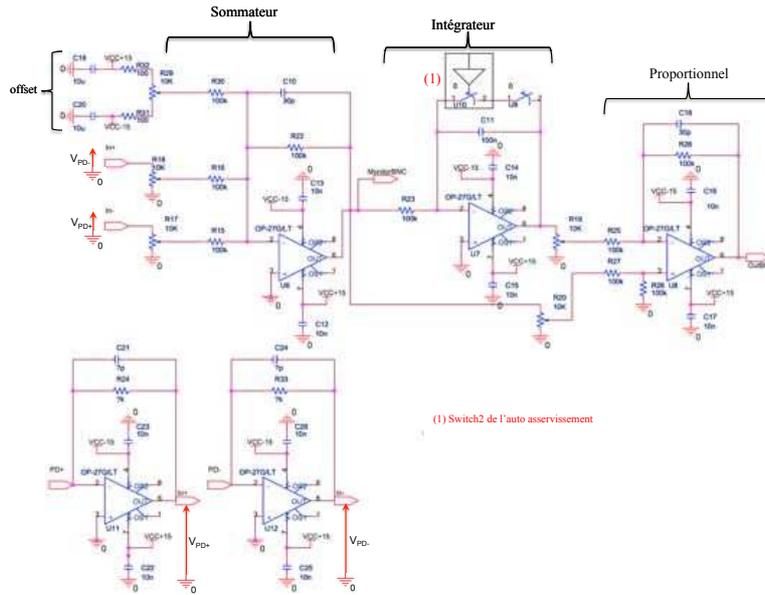


FIGURE 3.10 – Circuit électronique de l’asservissement Hänsch-Couillaud de la cavité de doublage à 362 nm. Le circuit comporte un sommeur, integrateur et proportionnel. L’intégrateur est commandé par un switch automatique qui permet d’effectuer un auto-asservissement.

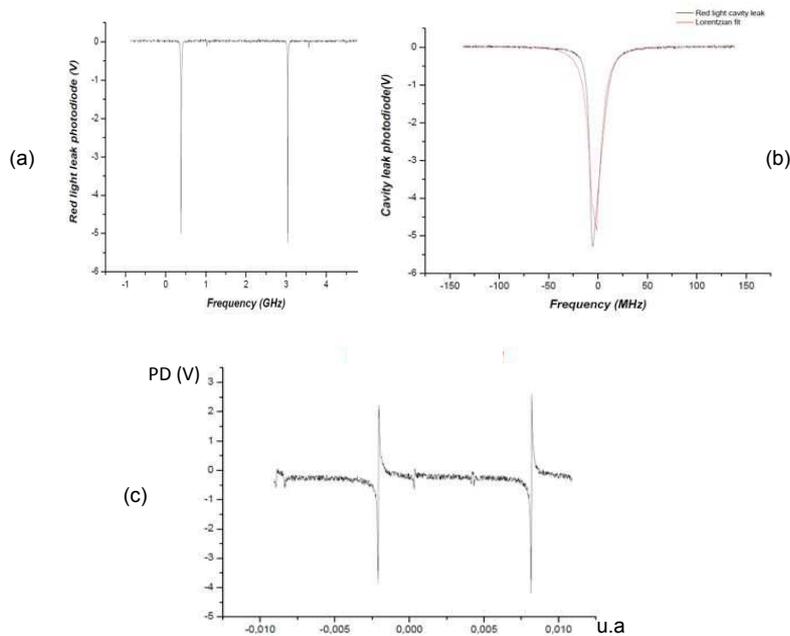


FIGURE 3.11 – (a) Modes de la cavité de surtension. (b) largeur du mode de la cavité de doublage (c) Signal d’erreur de l’asservissement Hänsch-Couillaud.

le schéma électronique. L’asservissement consiste à comparer la tension V_{fuite} proportionnelle à la lumière de fuite détectée à travers le miroir M3 de la cavité de doublage avec une photodiode (Figure 3.5). Cette comparaison se fait avec une tension de référence ajustable

au préalable. La tension de fuite mesurée prend deux valeurs suivant l'état d'asservissement de la cavité (asservie ou pas asservie). La tension de sortie du comparateur (AD820/AD) permet par la suite le basculement du switch 1 quand la cavité n'est plus asservie. L'utilisation du NE555 en configuration bistable permet de générer des oscillations avec un rapport cyclique ajustable en fonction des valeurs de résistances (RA, RB) et les condensateurs (C1, C2). On ajuste ces valeurs pour une période de 0.5 s. Ce signal servira à générer le signal de contrôle du switch 2 à front montant et front descendant.

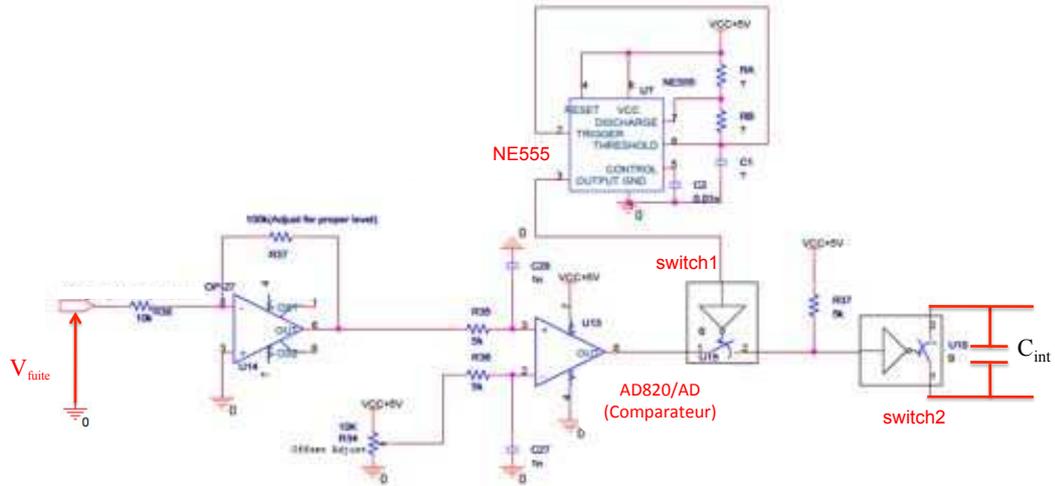


FIGURE 3.12 – Circuit d'auto-asservissement de la cavité de doublage. Le switch 2 vient agir sur la capacité C_{int} de l'intégrateur du circuit Hänsch-Couillaud

3.5 Implementation du piège dipolaire à la longueur d'onde magique

La réalisation du piège dipolaire est une tâche difficile. En effet ce piège dipolaire doit satisfaire à de nombreuses exigences de l'atome de mercure. Dans notre conception du piège dipolaire, l'objectif principal était de créer un potentiel profond et très stable. Au vu de la polarisabilité de l'atome de mercure on a besoin d'un piège dipolaire le plus profond que possible pour avoir la meilleure efficacité de chargement à partir du piège magnéto-optique. Ce besoin est satisfait grâce à une cavité de surtension permettant d'obtenir une puissance de plusieurs W au centre du piège. L'échelle d'énergie naturelle pour décrire le piège est l'énergie de recul correspondant à la longueur d'onde du piège. Pour la conception de la cavité, nous avons ciblé 12 W comme puissance interne avec un waist au centre du piège de l'ordre de $120 \mu\text{m}$ formant une profondeur de piège de l'ordre de $65E_r$, ce qui correspond en terme de température à $24 \mu\text{K}$. Dans le chapitre 1 on a établi les fréquences d'oscillation à partir de l'approximation harmonique ; ces fréquences peuvent être exprimées en fonction de l'énergie de recul de la manière suivante :

$$f_z = 2\pi\hbar \frac{\sqrt{\frac{U_0}{E_r}}}{m\lambda_r^2} \quad (3.44)$$

$$f_r = f_z \frac{\lambda_r}{\sqrt{2\pi\omega_b}}$$

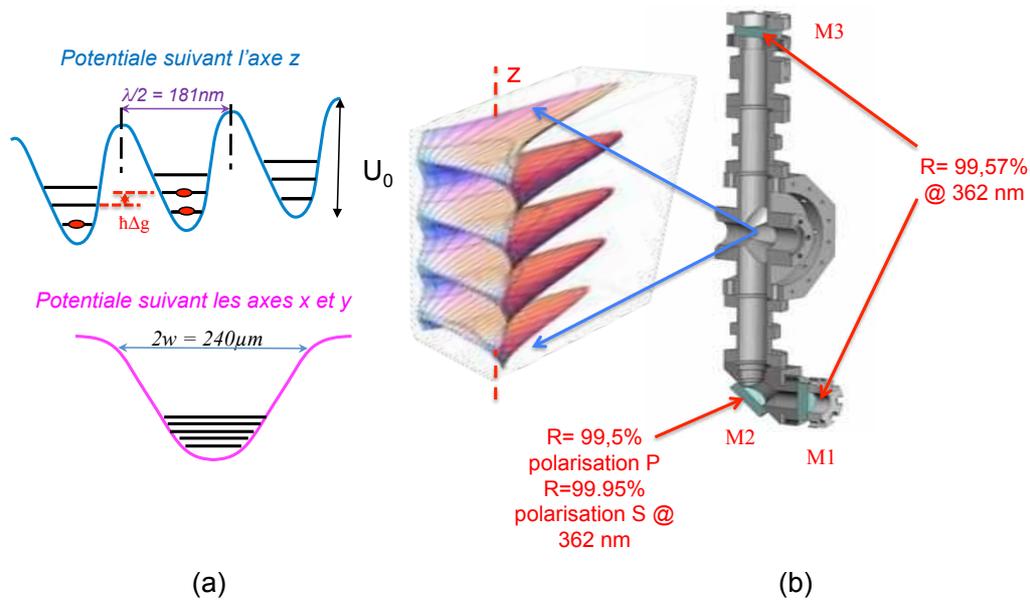


FIGURE 3.13 – Cavité de surtension pour le piège dipolaire : (a) Profil du piège suivant la direction longitudinale et transversale. (b) Caractéristiques des miroirs de la cavité de surtension.

Les expressions correspondent à une fréquence de piège longitudinale de 120 kHz et une fréquence transverse de l'ordre 110 Hz. En adoptant une configuration verticale pour le réseau optique les puits de potentiel adjacents sont décalés d'une quantité qui correspond à la différence de potentiel gravitationnel entre deux puits. Cette valeur correspond à 884 Hz. Notre dispositif doit aussi assurer un bon contrôle de la polarisation du réseau.

Montage La cavité optique en résonance avec la lumière entrante, est maintenue sous vide avec la chambre 3D du piège magnéto-optique (Figure 3.14). Pour atteindre nos objectifs en terme de puissance, on a tenu dans la conception de la cavité, à éviter l'utilisation de fenêtres ce qui permet d'avoir un grand facteur de surtension de la cavité et de réduire le niveau de la lumière parasite de la cavité optique qui peut atteindre le système de détection.

La cavité utilisée est une cavité linéaire en forme de "L" constituée par trois miroirs (Figure 3.13) : deux miroirs courbes M1 et M3 de rayons de courbure $R_c = 250$ mm et un miroir plan M2. Ces miroirs sont collés aux rebords en titane afin de sceller le vide. Les miroirs et les rebords sont connectés à la chambre à vide principale 3D via des soufflets flexibles (Figure 3.13 (b)), ce qui facilite l'alignement des miroirs et le recouvrement entre la lumière du piège dipolaire et le nuage du PMO. Les optiques de la cavité, dotées d'une forte réflectivité à 362 nm, permettent le passage des longueurs d'onde à 265.6 nm ou 253.7 nm.

Cette dernière caractéristique est très importante en effet presque tous les faisceaux qui servent à manipuler les atomes dans le piège sont amenés vers les atomes à partir du miroir de sortie M3. Le miroir coupleur d'entrée M1, a un coefficient de réflexion en énergie qui vaut 99.5% à 362 nm. Le miroir M3, situé au dessus de la chambre à vide est monté sur trois cales piézo-électrique qui permettent de contrôler la longueur de la cavité. Enfin, le miroir 45° (M2 sur la Figure 3.13), immobile, permet de filtrer la polarisation du faisceau du piège dipolaire. Le traitement optique de ce miroir permet d'avoir une phase du faisceau

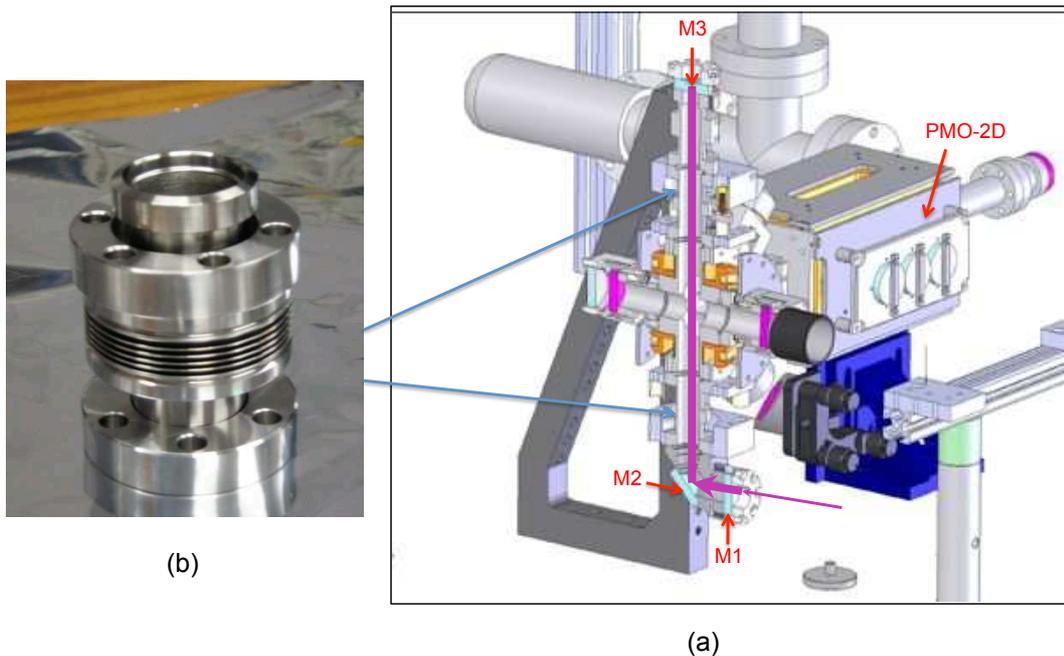


FIGURE 3.14 – Cavité du piège dipolaire sous vide avec la chambre PMO-3D : (a) cavité de surtension linéaire en forme de L constituée de Trois miroirs (M1, M2, M3). (b) Soufflet flexible permettant l’alignement des miroirs amovibles M1 et M3.

réfléchi différente suivant la polarisation du faisceau. Les deux miroirs courbes de la cavité sont disposés pour focaliser le faisceau exactement au centre du PMO. Le miroir plan (M2) se situe à 123.5 mm du centre, et M1 est situé à 27 mm de M2. Cette disposition, ainsi que les valeurs de courbures assure la stabilité du piège.

On arrive de cette manière à former un faisceau de piégeage avec un waist au centre du PMO de l’ordre de $120 \mu\text{m}$.

Procédure d’alignement L’alignement du piège dipolaire est important si on veut capturer un maximum d’atomes. Le piégeage dans le réseau repose principalement sur le waist du piège et sa superposition parfaite avec le nuage atomique du PMO. Comme on l’a vu dans le chapitre 2, la taille moyenne du diamètre du nuage atomique est de l’ordre de $140 \mu\text{m}$, ce qui rend la superposition relativement difficile. Afin de faciliter l’alignement, on utilise un faisceau "pousseur" accordé proche du centre de la résonance de la transition de refroidissement $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$. Ce faisceau injecté à travers le miroir M3 vient percer le PMO en poussant localement les atomes hors du nuage, ce qui produit une trace visuelle très claire sur le positionnement du nuage atomique. L’alignement est garanti avec la destruction du nuage atomique. On superpose une partie du faisceau du piège " faisceau traceur " avec le faisceau pousseur en se basant sur deux points de repère. On aligne ensuite les miroirs de la cavité, en optimisant la rétro-réflexion avec M1 et les franges de transmission de la cavité détectée à travers le miroir M3. Cette étape peut désaligner légèrement la superposition des deux faisceaux, donc il faut itérer la démarche plusieurs fois. Une fois qu’on trouve le sens de la convergence de la démarche, on bloque le faisceau pousseur et c’est le faisceau du piège dipolaire qui constituera la référence de direction pour l’alignement des lasers repompeurs par la suite. En pratique, parfois, on est amené à déplacer le nuage atomique dans

le plan horizontal, ce déplacement étant assuré par le biais du bobinage du PMO. Jusqu'à présent, on a limité les déplacements du PMO d'environ 1mm, afin d'éviter toute distorsion excessive ce qui induirait un mauvais transfert vers le piège dipolaire. Le faisceau de 362 nm traverse un modulateur acousto-optique, qui sert à asservir la puissance du piège par la suite. Le modulateur fonctionne à 110 MHz par un VCO. En s'alignant sur deux diaphragmes en amont de la cavité dipolaire, on utilise par la suite deux lentilles de focales 150 mm et 75 mm permettant d'adapter le faisceau au mode TEM₀₀ du résonateur. L'ajustement grossier de la position des lentilles s'effectue en se basant sur un logiciel qui permet de déterminer approximativement la position du waist en fonction des focales des lentilles utilisées. En pratique, le réglage fin des positions des lentilles s'effectue en se basant sur le fait que si le faisceau est bien adapté au mode de la cavité, l'onde réfléchie par le coupleur d'entrée de la cavité doit se rétro-coupler exactement dans les diaphragmes. Lorsque la longueur de la cavité est modulée via les trois cales piézo-électrique du miroir de sortie de cavité, les franges en transmission peuvent être observées par une photodiode grâce à la transmission résiduelle du miroir M3.

Pour conserver les atomes dans le piège aussi longtemps que possible, il est crucial de disposer d'un piège dont l'intensité est stable, au sens où nous allons le définir, à cause des pertes pouvant résulter du chauffage paramétriques des atomes.

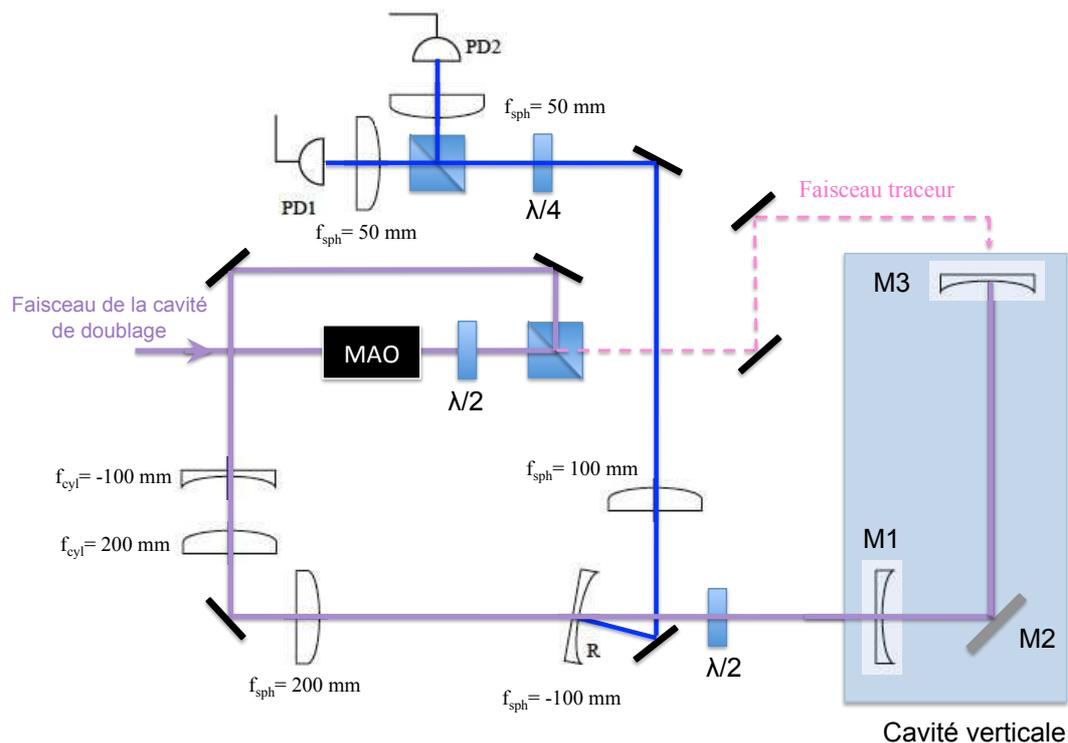


FIGURE 3.15 – Schéma d'ensemble du piège dipolaire : La cavité du piège dipolaire M1-M2-M3. Quatre lentilles adaptent le faisceau incident au mode TEM₀₀ de la cavité. les photodiodes PD1 et PD2 sont les photodiodes de l'asservissement de Hänsch-Couillaud.

3.6 Stabilité du piège dipolaire

Afin d'éviter des effets de chauffage des atomes dans le piège dipolaire, le réseau optique doit être suffisamment stable. En effet, il est crucial de disposer d'un piège dont la fréquence et la puissance soient stables, vu que tout effet de chauffage paramétrique [91] diminuera la durée de vie des atomes dans le piège. Le système d'asservissement et de contrôle du piège dipolaire doit satisfaire plusieurs exigences afin de permettre à la fois un piégeage efficace et un bon contrôle des effets systématiques : (i) piège plus profond pour la phase de chargement du piège qui permettra de capturer un maximum d'atomes, (ii) un bon contrôle de profondeur qui permettra par la suite de diminuer la profondeur en phase d'interrogation des atomes, (iii) une stabilité de puissance du piège pour éviter tout réchauffement des atomes dans le piège. Ces exigences nous ont poussé à mettre en place une chaîne d'asservissement de la puissance intra-cavité.

3.6.1 Asservissement de la fréquence de la cavité de surtension

En tenant compte de cette condition, il faudra impérativement éviter de moduler la longueur de la cavité de surtension, qui se traduirait par la modulation de la fréquence des atomes. Par ailleurs, un processus de chauffage paramétrique des atomes apparaît si la profondeur du potentiel est modulée à deux fois la fréquence d'oscillation dans le piège, ces valeurs seront détaillées plus tard. On a opté pour un asservissement de Hänsch-Couillaud. La finesse de la cavité est de l'ordre de 300 pour $\lambda = 362$ nm. En se basant sur la puissance interne P qui circule dans la cavité on peut estimer la profondeur du potentiel :

$$U_o = \frac{\alpha_{Hg}(\lambda_l)}{2c\epsilon_o} \left(\frac{8P}{\pi w_l^2} \right), \quad (3.45)$$

où $\alpha_{Hg}(\lambda_l)$ est la polarisabilité de l'état fondamental, w_l le waist du piège et ϵ_o permittivité du vide.

3.6.2 Asservissement de la puissance

Le premier étage d'asservissement ne permet pas d'éviter les fluctuations de la puissance intracavité, qui est due en majeure partie aux fluctuations de la puissance disponible après le doublage.

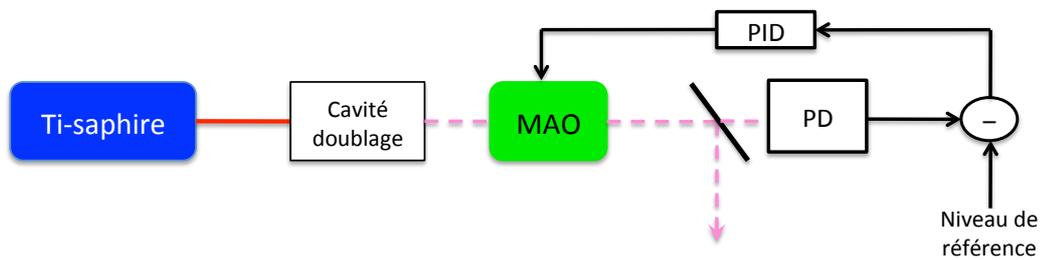


FIGURE 3.16 – Stabilisation de puissance du faisceau du piège dipolaire : cette stabilisation permet d'éviter toute conversion de bruit d'amplitude en bruit de fréquence.

D'autre part il faut diminuer au mieux le bruit d'intensité du piège sur un intervalle 100 Hz-1kHz où le chauffage paramétrique transverse est résonant. Lorsque l'asservissement de

Hänsch-Couillaud est actif, la photodiode, qui détecte la lumière transmise par le miroir M3 (noté PD dans le schéma 3.16), mesure une tension qui est proportionnelle à la puissance intracavité P_c et transmise par le miroir M3. Cette tension est comparée avec une tension de référence qu'on essaye de faire la plus stable que possible. Le signal d'erreur est par la suite intégré à l'aide d'un intégrateur rapide et la correction est appliquée à l'amplitude de la source RF du modulateur acousto-optique après la cavité de doublage (Figure 3.16). Cet asservissement possède une bande passante de 100 kHz, et permet de diminuer considérablement le bruit sur l'intensité intra-cavité.

3.6.3 Evaluation de la stabilité du piège

Afin de conserver les atomes sur une durée de vie longue dans le piège, il est important d'évaluer et de quantifier les pertes pouvant résulter du chauffage paramétrique des atomes piégés. Il est nécessaire d'évaluer la stabilité du potentiel effectif vu par les atomes, en mesurant la densité spectrale de puissance du bruit d'intensité intracavité.

Le processus de chauffage induit par les fluctuations d'intensité au sein du piège, qui se traduit par des oscillations paramétriques, conduit à une croissance exponentielle de l'énergie moyenne de l'atome piégé. En effet l'hamiltonien d'un atome piégé en prenant compte des fluctuations relatives de l'intensité du laser de piégeage s'écrit [91] :

$$\hat{H}(t) = \frac{\hat{P}^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega_{osc}^2(1 + \epsilon(t))\hat{x}^2, \quad (3.46)$$

où m est la masse de l'atome piégé et ω la fréquence moyenne d'oscillation du piège. Le $\epsilon(t)$ représente la variation relative de l'intensité du piège qu'on peut écrire comme $\epsilon(t) = \frac{I(t) - I_0}{I_0}$. On peut donc écrire l'hamiltonien de perturbation :

$$\hat{H}_1(t) = \frac{1}{2}\epsilon(t)m\omega_{osc}^2\hat{x}^2. \quad (3.47)$$

On considère que l'atome occupe l'état $|n\rangle$ à l'instant $t=0$. En appliquant la théorie des perturbations au premier ordre on calcule le taux moyen de transition d'un état $|n\rangle$ du piège vers un état $|n' \neq n\rangle$ sur un intervalle de temps T :

$$R_{n \rightarrow n'} = \frac{1}{T} \left| \frac{-i}{\hbar} \int_0^T \hat{H}_1(t') e^{i\omega_{nn'} t'} dt' \right|^2, \quad (3.48)$$

où $\omega_{nn'} = \omega_{n'} - \omega_n$. En considérant que le temps d'intégration T est petit devant le temps d'évolution des populations et relativement grand devant le temps de corrélation des fluctuations d'intensité, on peut écrire :

$$R_{n \rightarrow n'} = \left(\frac{m\omega^2}{2\hbar} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega_{nn'}\tau} \langle \epsilon(t)\epsilon(t+\tau) \rangle \left| \langle n | \hat{x}^2 | n' \rangle \right|^2 d\tau. \quad (3.49)$$

La parité de l'opérateur couplage imposera la parité de couplage des niveaux du piège. En effet l'opérateur \hat{x}^2 est pair en position donc le taux moyen de transition ne fera intervenir que les pulsations de couplage entre les états $|n\rangle$ et $|n \pm 2\rangle$. On a ainsi :

$$R_{n \rightarrow n \pm 2} = \frac{\pi\omega_{osc}^2}{16} S_\epsilon(2\omega_{osc})(n+1 \pm 1)(n \pm 1). \quad (3.50)$$

Dans l'expression précédente, on fait apparaître le terme $S_\epsilon(\omega)$ qui représente la densité spectrale de puissance. L'équation d'évolution de l'énergie moyenne de l'atome dans le piège est :

$$\frac{d\langle E \rangle}{dt} = \Gamma_\epsilon \langle E \rangle, \quad (3.51)$$

où Γ_ϵ est le taux de chauffage associé au taux de variation de l'énergie moyenne des atomes dans la cavité. L'énergie moyenne est définie par :

$$\langle E \rangle = \sum_n P(n, t) \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_{osc}. \quad (3.52)$$

Dans cette expression on suppose que les atomes piégés occupent l'état quantique $|n\rangle$ avec une probabilité $P(n, t)$ à l'instant t . La valeur moyenne du chauffage est telle que :

$$\langle \dot{E} \rangle = 2\hbar\omega_{osc} \sum_n P(n) (R_{n \rightarrow n+2} - R_{n \rightarrow n-2}). \quad (3.53)$$

En utilisant ces relations, on déduit l'expression du taux de chauffage :

$$\Gamma_\epsilon = \frac{1}{T_e} = \pi^2 f_{osc}^2 S_\epsilon(2f_{osc}), \quad (3.54)$$

où f_{osc} est la fréquence d'oscillation en Hertz du piège et T_e est le temps de croissance de l'énergie d'un facteur e . Expérimentalement $S_\epsilon(f_{osc})$ représente la densité spectrale de puissance du bruit d'intensité relatif vu par les atomes dans le piège dipolaire. Cette mesure est effectuée avec une photodiode rapide sur la transmission de la cavité (à travers le miroir M3). Cette photodiode est connectée à un analyseur de spectre vectoriel FFT HP89410 DC-10 MHz. Dans le graphe 3.17, nous présentons le bruit relatif d'intensité de la lumière du piégeage [92]. La courbe noire correspond à tous les asservissements actifs. On atteint un palier de bruit blanc après 100 Hz avec un bruit légèrement au dessus de -140 dBc.

A titre de comparaison, on trace la courbe qui correspond au seuil théorique à une durée de vie de 1s du piège selon l'équation 3.54. La droite qu'on obtient en traçant en échelle Log-Log, c'est une droite en dessous de laquelle il faut nécessairement que le bruit mesuré soit, pour garder les atomes piégés pendant 1 seconde. Le temps de chauffage caractéristique $1/\Gamma_\epsilon$ est grand devant le temps de cycle typique pour le fonctionnement des horloges qui est de l'ordre d'une seconde ; on conclut donc que le bruit d'intensité ne sera pas un facteur limitant pour le fonctionnement de notre horloge. On peut noter que la durée de vie des atomes dans le PMO de l'ordre 1.5 s probablement limité par les collisions avec le gaz résiduel.

Un test important à faire, consiste à voir par la suite l'effet produit par le faisceau de piégeage sur le système d'imagerie. Il s'agit d'étudier de combien varie le signal de la caméra CCD en fonction du temps en présence de la lumière 362 nm. La Figure 3.19 montre la variation du signal de détection de la caméra CCD sans champ magnétique. Il est clair que le faisceau de piégeage à 362 nm ne cause pas de fluctuations sur le signal de la caméra CCD, contrairement au laser sonde à 254 nm.

3.6.4 Fraction de chargement prévu dans le piège dipolaire

La fraction de chargement du réseau optique à partir du PMO a été calculée en fonction de la puissance interne de la cavité. Tout au long du cycle de chargement, le waist du piège dipolaire est superposé avec le nuage atomique du PMO, et les atomes froids avec une

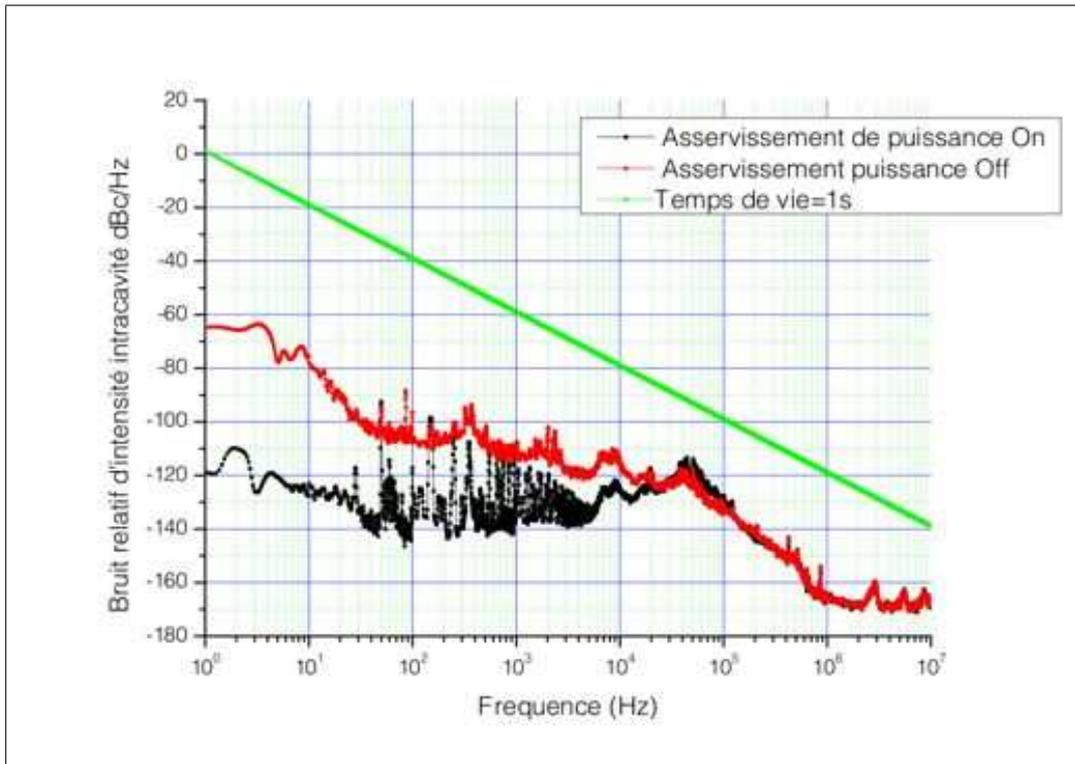


FIGURE 3.17 – Bruit relatif d’intensité intracavité, avec différents asservissements. La courbe en rouge correspond à l’asservissement des cales piézo-électriques avec la méthode Hänsch-Couillaud avec un gain optimisé. La courbe en noir correspond au cas où l’étage d’asservissement de puissance est actif. La courbe en vert correspond à une durée de vie de 1s du piège en se basant sur l’expression 3.54

énergie plus petite que la profondeur du piège restent piégés dans le réseau lorsqu’on éteint le PMO. Un calcul de la fraction d’atomes transférés du PMO dans le piège dipolaire est présenté sur la Figure 3.20. Dans ce calcul, on suppose que le waist du piège dipolaire est de l’ordre de $120 \mu\text{m}$, ce qui correspond à peu près à la taille moyenne du nuage PMO. A la puissance prévue de 12 W nous nous attendons à avoir une fraction de 0.35% de transfert d’atomes à $80 \mu\text{K}$ pour les isotopes ^{200}Hg et ^{202}Hg et de 1.4% pour les atomes à $30 \mu\text{K}$ pour l’isotope ^{201}Hg . Pour une valeur de puissance interne entre 1 W et 10 W, la dépendance en puissance observée est proportionnelle à $P^{3/2}$ tandis que à 12 W, la dépendance en température est proportionnelle à $T^{3.2}$. Lors d’une première tentative pour charger le piège dipolaire on a remarqué une baisse significative de la puissance interne de la cavité. En effet on a vu la puissance interne chuter graduellement de 15 W à 3 W. Des tests sur une cavité semblable, pas sous vide, n’ont pas montré une telle dégradation. A ce niveau là, la raison de la réduction de la finesse de la cavité était encore à découvrir. La réduction de puissance nous a conduit par la suite à pousser la limite de notre système de détection.

3.7 Refroidissement des atomes sur une raie étroite

A l’issue du chargement des atomes du piège magnéto-optique dans le piège dipolaire, la dynamique des atomes piégés est quantifiée et de nombreux niveaux vibrationnels sont

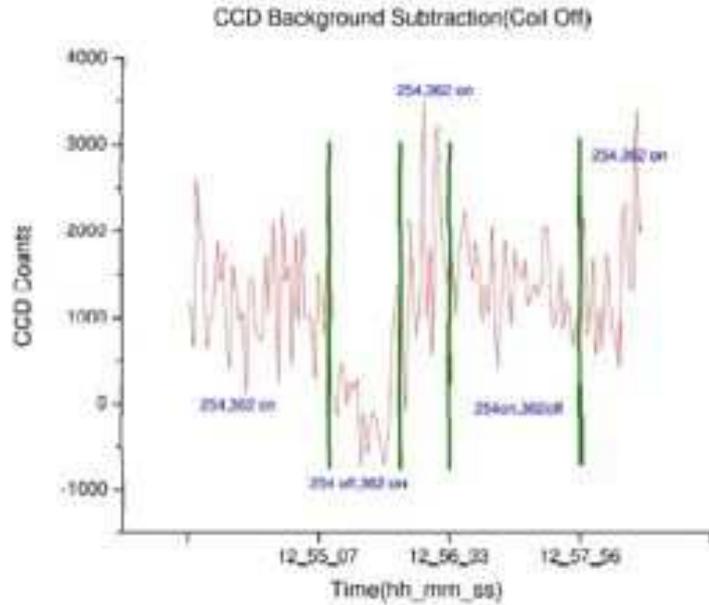


FIGURE 3.18 – Fluctuations temporelles de la CCD counts en fonction de la présence ou de l’absence de la lumière à 362 nm et à 254 nm (sans champ magnétique).

peuplés, seule une fraction des atomes se trouvent dans le niveau fondamental. Or pour s’affranchir complètement des effets de mouvement des atomes il faut que la majeure partie des atomes interrogés par la suite se trouve dans le niveau fondamental du piège. Il est donc nécessaire de refroidir les atomes au mieux pour peupler majoritairement le niveau fondamental. La stratégie la plus adaptée pour réduire l’énergie associée au mouvement externe de l’atome est le refroidissement par bande latérale, qui s’appuie sur les niveaux de quantification n du piège lui-même. En effet cette méthode permet de faire perdre à l’atome après un cycle d’absorption-émission un quantum vibrationnel. Pratiquement, on utilise un laser dont la fréquence est désaccordée de façon à exciter la bande latérale rouge de la transition ($n \rightarrow n - 1$), puis, par émission spontanée, le processus le plus probable est la désexcitation dans le même niveau vibrationnel ($n - 1 \rightarrow n - 1$)

Dans le cas du mercure, on peut imaginer le schéma suivant : les atomes refroidis dans le piège magnéto-optique suivant la transition $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$, sont chargés dans le piège dipolaire et ensuite refroidis par bandes latérales à l’état fondamental vibrationnel suivant la direction du fort confinement du réseau optique avec un processus de relaxation appropriée via l’état 3S_1 . Pour réaliser ce genre de refroidissement, il sera nécessaire de disposer de sources lasers aux longueurs d’onde des transitions $^3P_{0,1,2} \rightarrow ^3S_1$, appelé lasers repompeurs. Dans ce but nous avons mis en place un banc optique annexe.

3.7.1 Les lasers repompeurs

Les longueurs d’ondes des sources lasers repompeurs sont : 405 nm, 435 nm et 546 nm avec une certaine plage d’accordabilité en longueur d’onde. En absence de diode laser fonctionnant à une longueur d’onde proche de 546 nm il était convenu alors d’utiliser une diode laser à 1092 nm et un doublage de fréquence via un cristal PPKTP (Phosphate de potassium titanyl périodiquement polarisé) par simple passage. Le système de diodes lasers

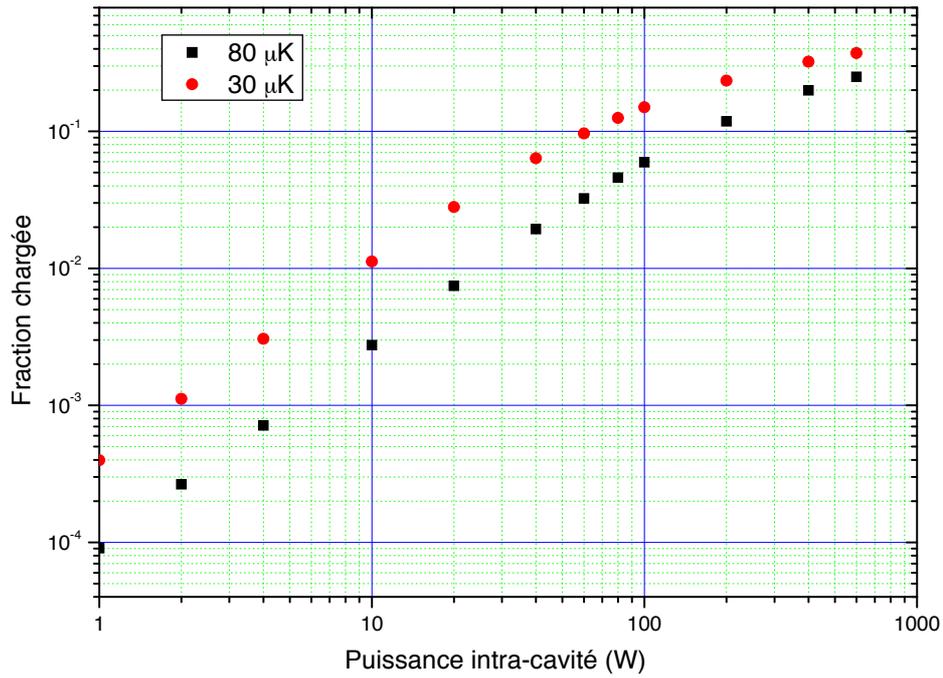


FIGURE 3.19 – Fraction de chargement calculée dans le piège dipolaire en fonction de la puissance intra-cavité : la courbe rouge correspond à un PMO de température $30 \mu\text{K}$ et la courbe noire à un PMO de température $80 \mu\text{K}$.

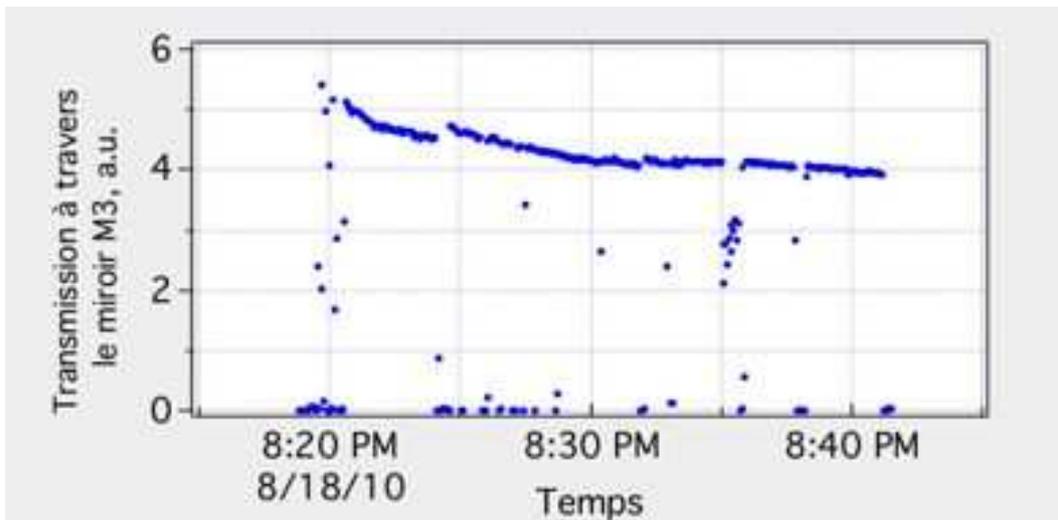


FIGURE 3.20 – Exemple de dégradation de puissance intra-cavité du piège dipolaire.

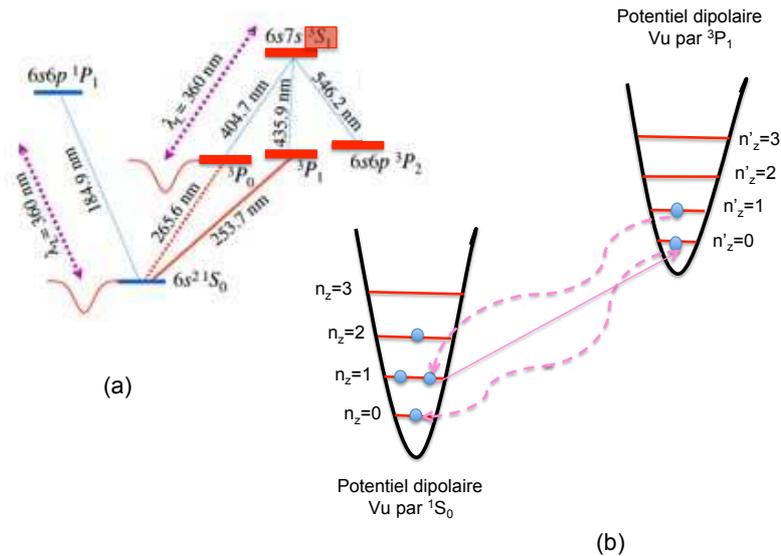


FIGURE 3.21 – Schéma de niveaux intervenant lors d'un refroidissement sur une raie étroite.

repompeurs est monté sur une table optique annexe pour des raisons d'encombrement, avant d'être amené sur la table optique principale avec des fibres optiques. La longueur de la cavité laser de ces diodes repompeurs est de l'ordre de centaines de micromètres. L'émission est accordable sur une plage de quelques nanomètres et la largeur spectrale d'un mode est de l'ordre de 100 MHz. Afin de réduire la largeur spectrale de la diode on utilise la configuration de . Cette configuration permet d'obtenir des plages d'accord continu très importantes avec une faible largeur spectrale. Le montage est schématisé sur la Figure 3.22. Cette configuration implique l'utilisation d'une cavité étendue, composé d'une diode laser, d'une lentille de collimation et d'un réseau de diffraction. La simple rotation du réseau de diffraction permet de régler la longueur d'onde, en rétrodiffractant un mode du faisceau de diode laser à l'ordre -1 en jouant sur l'orientation du réseau, afin d'avoir une largeur de la cavité laser de l'ordre de quelques centimètres. L'ordre 0 est celui utilisé et qui est envoyé vers l'expérience. Cette méthode permet d'atteindre une largeur spectrale de 1 MHz. La rétroaction électronique est assurée par la modulation de la longueur de la cavité étendue avec une cale piézo-électrique, ce qui permet de faire les corrections à basse fréquence. Une modulation du courant d'alimentation de la jonction permet de faire des correction à haute fréquence.

La lumière émise par la facette de sortie des diodes lasers a les dimensions très faibles de la zone active rectangulaire, ce qui rend le faisceau extrêmement divergent, d'où l'utilisation de lentille de collimation de courte focale et de grande ouverture numérique. Pour les diodes lasers bleues (435 nm et 405 nm) on a utilisé des lentilles de 4.5 mm avec une ouverture numérique 0.41 et une focale de 3 mm qui correspond à une ouverture numérique de 0.6 pour la diode infra-rouge (1092 nm). Cela permet d'optimiser la sélectivité spectrale mais aussi la dépendance du seuil d'oscillation de la diode laser. Le rapport des deux dimensions de la facette de sortie conduit à un profil transverse elliptique horizontal et à une polarisation verticale. Les modes de la diode (sans cavité étendue) sont ajustables par la variation du niveau de courant. Le réglage de la longueur d'onde des diodes lasers peut être ajusté en jouant sur l'orientation du réseau optique qui est monté sur une monture optique qui permet

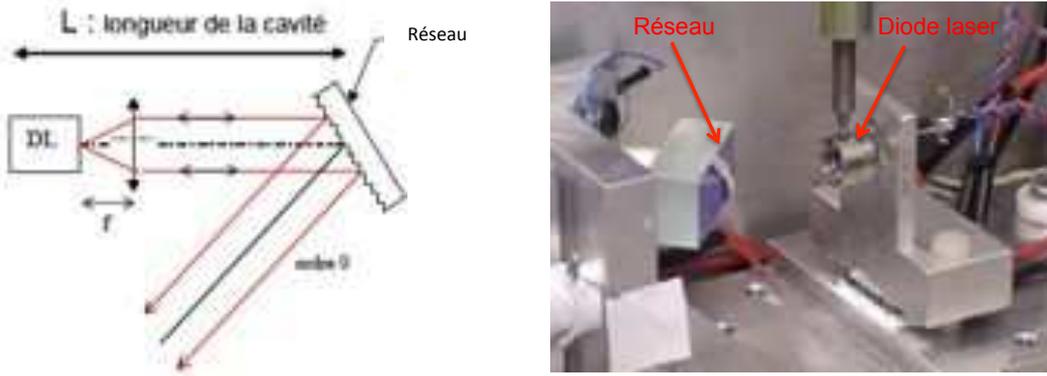


FIGURE 3.22 – Configuration de Littrow pour les diodes lasers repompeurs : la rétroaction optique par le réseau permet d’allonger la cavité et par la suite de réduire la largeur de raie [93].

λ	$I(\text{mA})$	$T_D(^{\circ}\text{C})$	$P_D(\text{mW})$	$P_{CE}(\text{mW})$
405nm	40	21	30	3
435nm	56	26	20	3
1092nm	100	27	300	45

TABLE 3.3 – Valeurs typiques de fonctionnement des diodes lasers. λ : longueur d’onde de la diode, I : courant de la diode, T_D = température de la diode, P_D : puissance de la diode et P_{CE} = puissance issue de la cavité étendue.

l’ajustement du réseau optique suivant la direction horizontale et verticale. Afin de protéger l’ensemble des perturbations externes, le montage de la diode en cavité étendue est monté dans une boîte en dural sous forme parallélépipédique recouverte de protections électriques sous forme de feuilles de mylar et des vis de fixation en plastique aussi. La régulation en température de la diode laser est faite via un élément Peltier placé juste derrière la diode. Un autre Peltier est fixé à l’arrière de la boîte métallique pour assurer une stabilisation de température de l’environnement immédiat de la diode laser. Les températures des différentes diodes lasers utilisées ainsi que la puissance correspondante sont indiqués dans le tableau 3.3.

Il faut mentionner que pour la diode IR, la longueur d’onde centrale d’émission est de l’ordre de 1082 nm (pour une température de 18° C), donc pour atteindre la longueur d’onde nécessaire au doublage via le cristal PPKTP on était amené à chauffer la diode via le système Peltier à une température de 27° C pour atteindre une longueur d’onde de 1091.7 nm. Le faisceau des diodes lasers une fois collimaté est elliptique⁴. Les faisceaux par la suite sont mis en forme en utilisant un système de lentilles cylindriques adaptés pour chaque longueur d’onde. Vu la sensibilité des diodes lasers au phénomène de " feedback " on dispose pour chaque diode laser d’un isolateur optique. La transmission en puissance à travers les lentilles et l’isolateur est de l’ordre de 85% pour la diode 435 nm. Les ordres de

4. Ceci est dû à la divergence différente dans la direction parallèle à la polarisation principale de celle de la direction orthogonale.

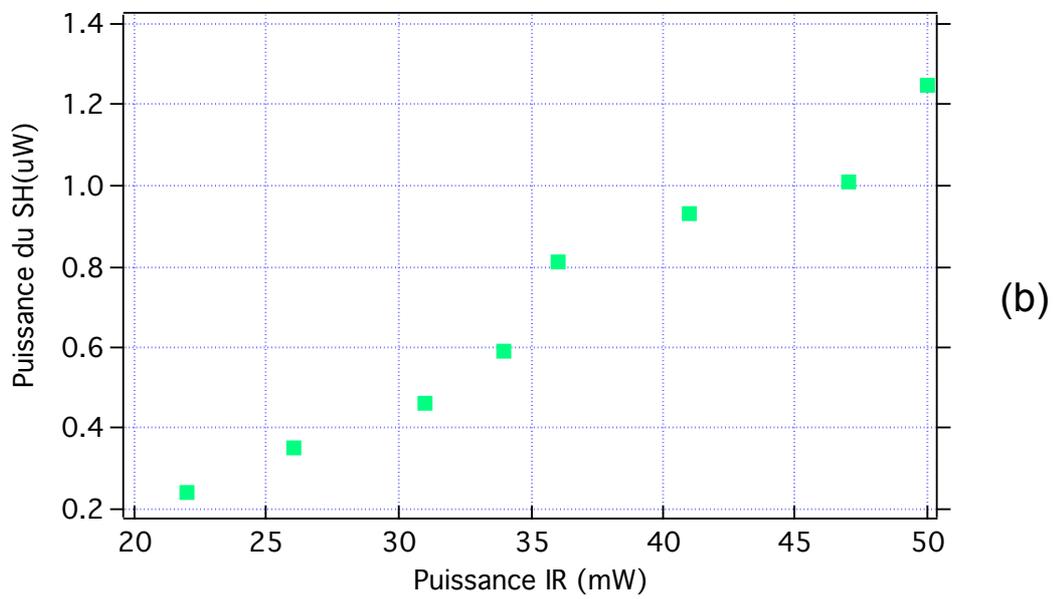
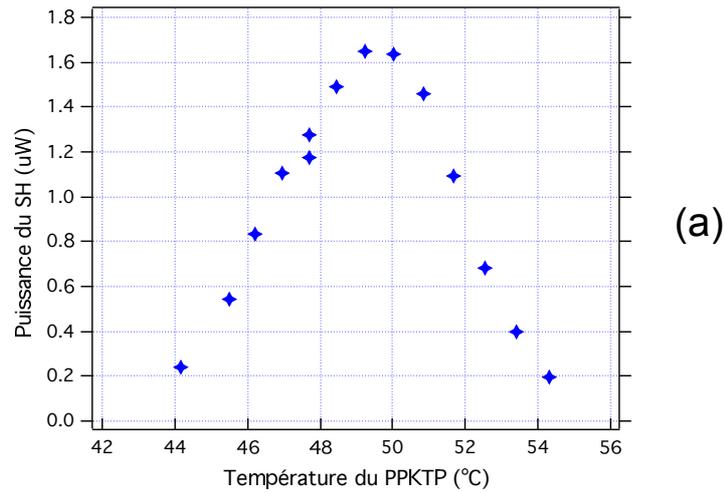


FIGURE 3.23 – Synthèse de la longueur d’onde 546 nm : (a) Optimisation de la température du four du cristal PPKTP. (b) Variation de la puissance du SH générée par le cristal PPKTP en fonction de la puissance IR à 1092 nm.

grandeurs sont les mêmes pour les autres diodes. Le cristal PPKTP utilisé pour la production de la lumière à 546 nm est monté dans un support équipé d’un petit four qui permet de contrôler et d’optimiser la température du cristal en fonction de la puissance de lumière verte (à 546 nm) détectée (Figure 3.23 (a)). La Figure 3.23 (b), montre la variation du second harmonique produite en fonction de la puissance de pompe IR.

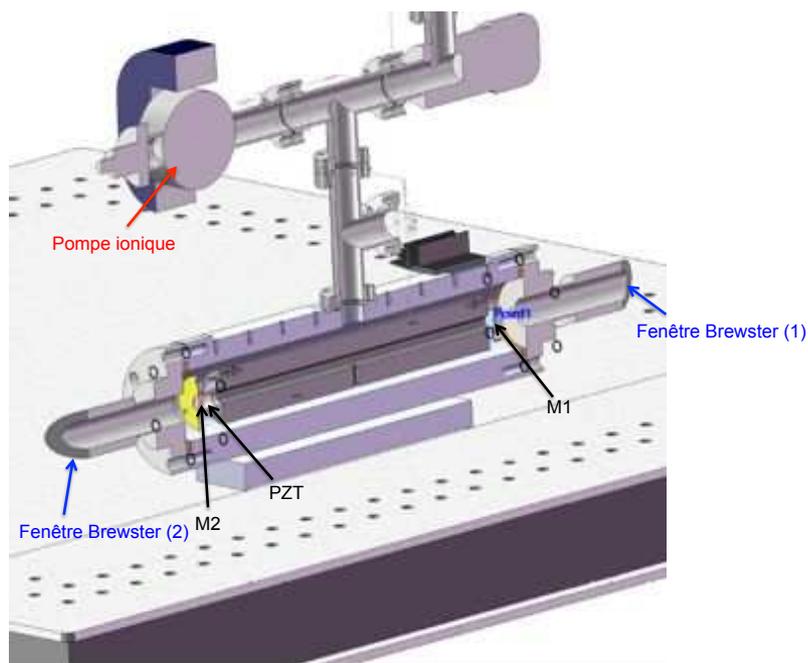


FIGURE 3.24 – Cavité de référence optique : un miroir M1 sphérique de rayon de courbure de 300 mm et un miroir M2 plan de coefficient de réflectivité respectives 98% et 97%.

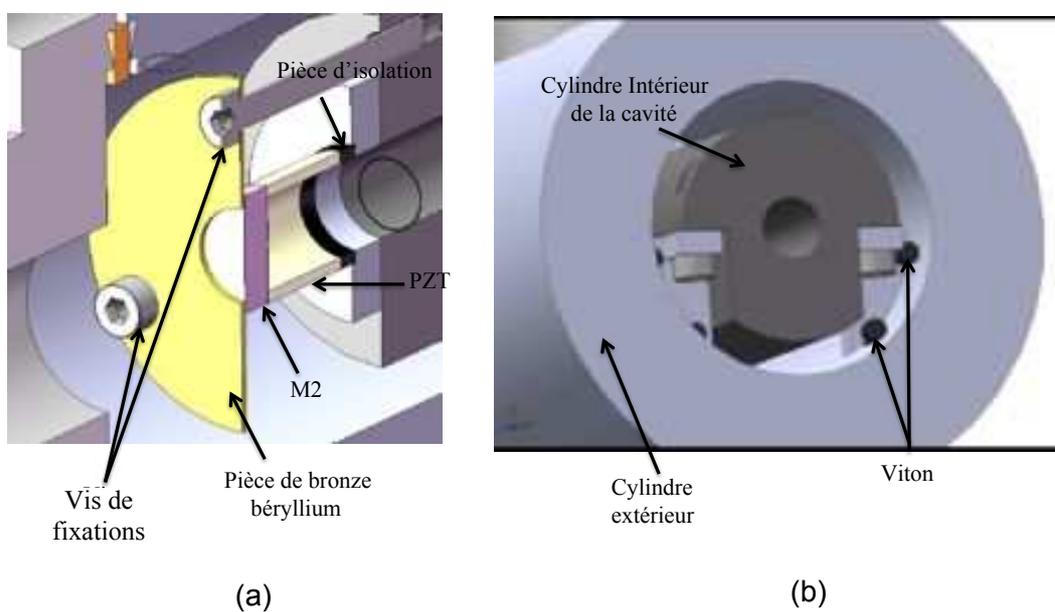


FIGURE 3.25 – (a) Montage du piézo-électrique dans la cavité : empilement mécanique permettant d'éviter l'usage de colle. La pièce extérieure de bronze béryllium assure une marge d'élasticité pour la cale piézo-électrique. (b) Blindage externe en aluminium (cylindre externe) et cylindre interne qui permet de définir la longueur de la cavité Fabry-Perot.

3.7.2 La référence optique pour les diodes lasers

Montage expérimental de la cavité

Les diodes à cavités externes décrites précédemment dans leur fonctionnement libre sont couplées optiquement sur à cavité Fabry-Perot, pour l'asservissement électronique. La cavité de référence est un interféromètre de Fabry-Perot à deux miroirs : un miroir M1 sphérique de rayon de courbure de 300 mm et un miroir M2 plan de coefficient de réflectivité respectives 98% et 97% (Figure 3.24). Pour minimiser les effets thermiques la cavité Fabry-Perot on a choisi de placer la cavité dans un blindage en aluminium (cylindre externe sur la Figure 3.25 (b).)

Le miroir plan est monté sur une cale piézo-électrique de façon à varier la longueur de la cavité L_c et ainsi la fréquence résonante. Un soin très particulier a été pris lors de la conception du montage de la piézoélectrique. Afin d'éviter l'usage de colle pour la fixation du miroir sur le piézo et celle de l'ensemble sur la partie mécanique de la cavité interne, on a opté pour un empilement de l'ensemble comme le montre la Figure 3.25. Le serrage de l'ensemble est assuré par trois vis via une pièce supérieure qui est en bronze au béryllium⁵ d'épaisseur 0.5 mm afin d'assurer une marge d'élasticité pour les déplacement de la céramique piézo-électrique.

La polarisation de la lumière injectée à travers la cavité Fabry-Perot est sélectionnée par des fenêtres à Brewster mises de part et d'autre des miroirs de la cavité (Figure 3.24) annulant ainsi les pertes par réflexion pour la polarisation dans le plan d'incidence, polarisation parallèle, alors que la polarisation perpendiculaire subit des pertes de plusieurs pourcents. Deux prismes sont placés à l'entrée et à la sortie de la cavité Fabry-Perot : celui placé à l'entrée permet de coupler les différents faisceaux (1092 nm, 1062 nm, 435 nm et 405 nm) avec différents angles d'incidences. Le deuxième prisme permet la dispersion des différentes longueurs d'ondes à la sortie pour la détection (Figure 3.26). La transmission de la lumière laser à travers la cavité Fabry-Perot est une fonction périodique dont la période correspond à l'intervalle spectral libre de la cavité $FSR = \frac{c}{2L}$. La Figure 3.27 montre les modes par transmission des différents faisceaux. Une caractéristique importante de la cavité est sa finesse définie par le rapport entre l'intervalle spectral libre et la largeur à mi-hauteur $\Delta\nu$ des pics d'Airy :

$$F = \frac{FSR}{\Delta\nu}. \quad (3.55)$$

Expérimentalement on a obtenu une première estimation de la finesse de la cavité pour 435 nm de l'ordre de 160 et de 90 pour 1062 nm. Ainsi la cavité Fabry-Perot permet d'asservir les diodes lasers et de les caractériser et ceci en convertissant les variations de fréquences du faisceau injecté dans la cavité en variation d'intensité transmise.

Isolation acoustique

Les perturbations acoustiques et thermiques peuvent induire des déplacements de fréquence en agissant sur la longueur de la cavité Fabry-Pérot. Une variation de température de l'environnement de la cavité induit une dilatation δL du corps de la cavité ce qui induit un déplacement en fréquence des modes de la cavité Δf . On a alors :

5. Le bronze au béryllium est un alliage non ferreux utilisés dans les ressorts, fil à ressort même en aéronautique pour les soupapes des moteurs à pistons

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta f}{f}. \quad (3.56)$$

Pour mieux éliminer les effets thermiques ainsi que les perturbations acoustiques on a choisi de placer la cavité Fabry-Perot dans un blindage cylindrique en aluminium d'épaisseur 3 cm. Afin de limiter la conduction thermique entre la cavité intérieure et le blindage extérieur les surfaces de contact entre les deux cylindres sont réduites à quatre points d'appui via des pièces de Viton⁶. L'ensemble des deux cylindres est mis sous vide et ceci afin de réduire les fluctuations de pression du gaz ; en effet une fluctuation de pression induit une variation d'indice de réfraction. La relation générale de la variation donnant l'indice en fonction de la température et la pression est :

$$n - 1 = (n_0 - 1) \left(\frac{P}{P_0} \right) \left(\frac{T_0}{T} \right), \quad (3.57)$$

où T_0 et P_0 sont respectivement la température ambiante (296 K), la pression atmosphérique (1.013×10^5 Pa) et $n_0=1,000296$. A la température ambiante ($T=T_0$) on a :

$$n(P) - 1 = (n_0 - 1) \left(\frac{P}{P_0} \right). \quad (3.58)$$

On peut alors en déduire la variation de longueur optique de la cavité en fonction de la variation de pression :

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta n}{n} = (n_0 - 1) \frac{\Delta P}{P_0}; \quad (3.59)$$

Ainsi une variation de fréquence Δf est induite par une variation de pression ΔP telle que :

$$\Delta P = \frac{P_0 \lambda_0 \Delta f}{c(n_0 - 1)}. \quad (3.60)$$

Donc si on veut avoir une variation de fréquence de résonance de moins de 1MHz, il nous faut maintenir la pression stable à 5×10^{-3} mbar près. Donc il faudra maintenir la pression en dessous de cette valeur critique. Pour arriver à ce niveau de pression on peut utiliser une pompe turbo-moléculaire ou bien une pompe ionique. Dans notre montage on utilise une pompe ionique de 25 l/s vu les inconvénients d'une pompe turbo-moléculaire qui est particulièrement encombrante et génératrice de vibrations. La cavité est placée dans une chambre à vide de pression de l'ordre de 2×10^{-8} mbar (courant de la pompe ionique de l'ordre de 0.4 μ A) afin de la préserver des variations de pression atmosphérique et des perturbation acoustiques.

6. Un caoutchouc qui absorbe en partie les vibrations mécaniques de haute fréquence et qui est compatible avec le vide

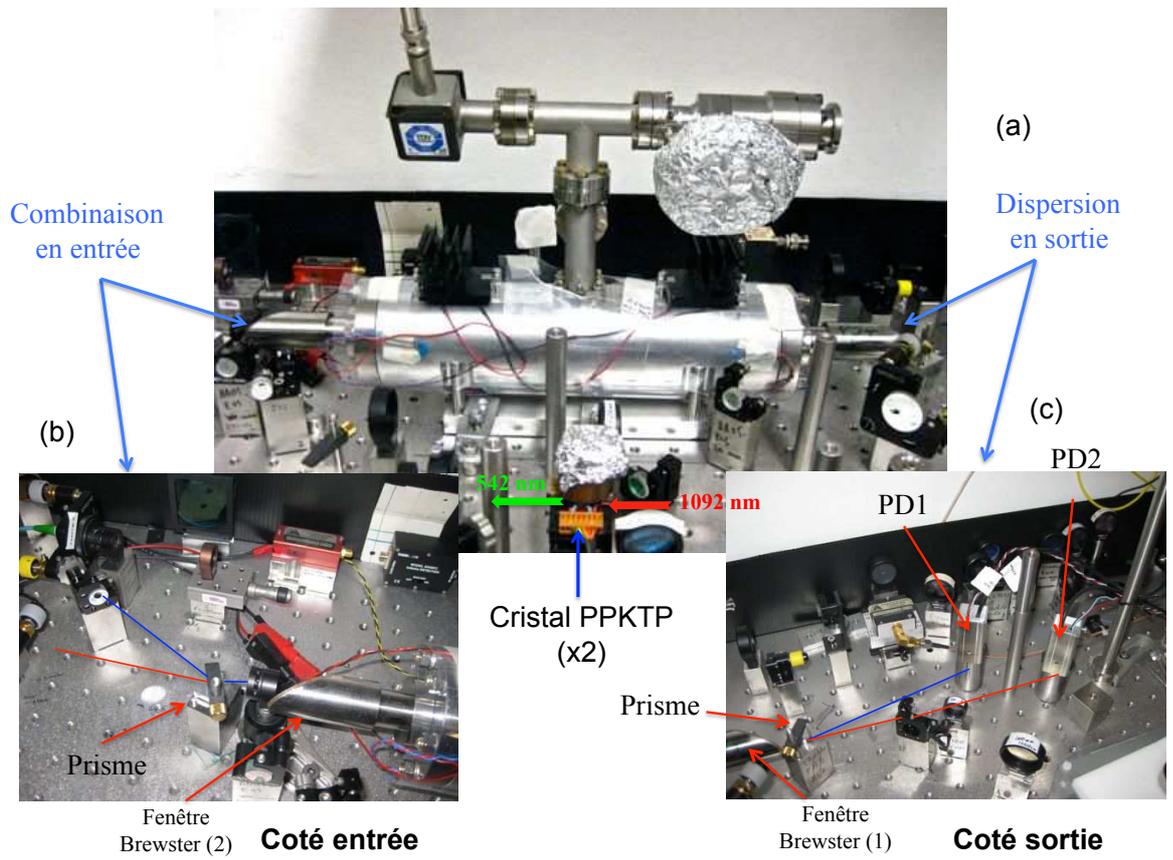


FIGURE 3.26 – (a) Photo du montage principal de la table optique annexe, comprenant la cavité Fabry-Perot, (b) partie du montage de combinaison à l'entrée de la cavité, et (c) dispersion des différentes longueurs d'onde en sortie.

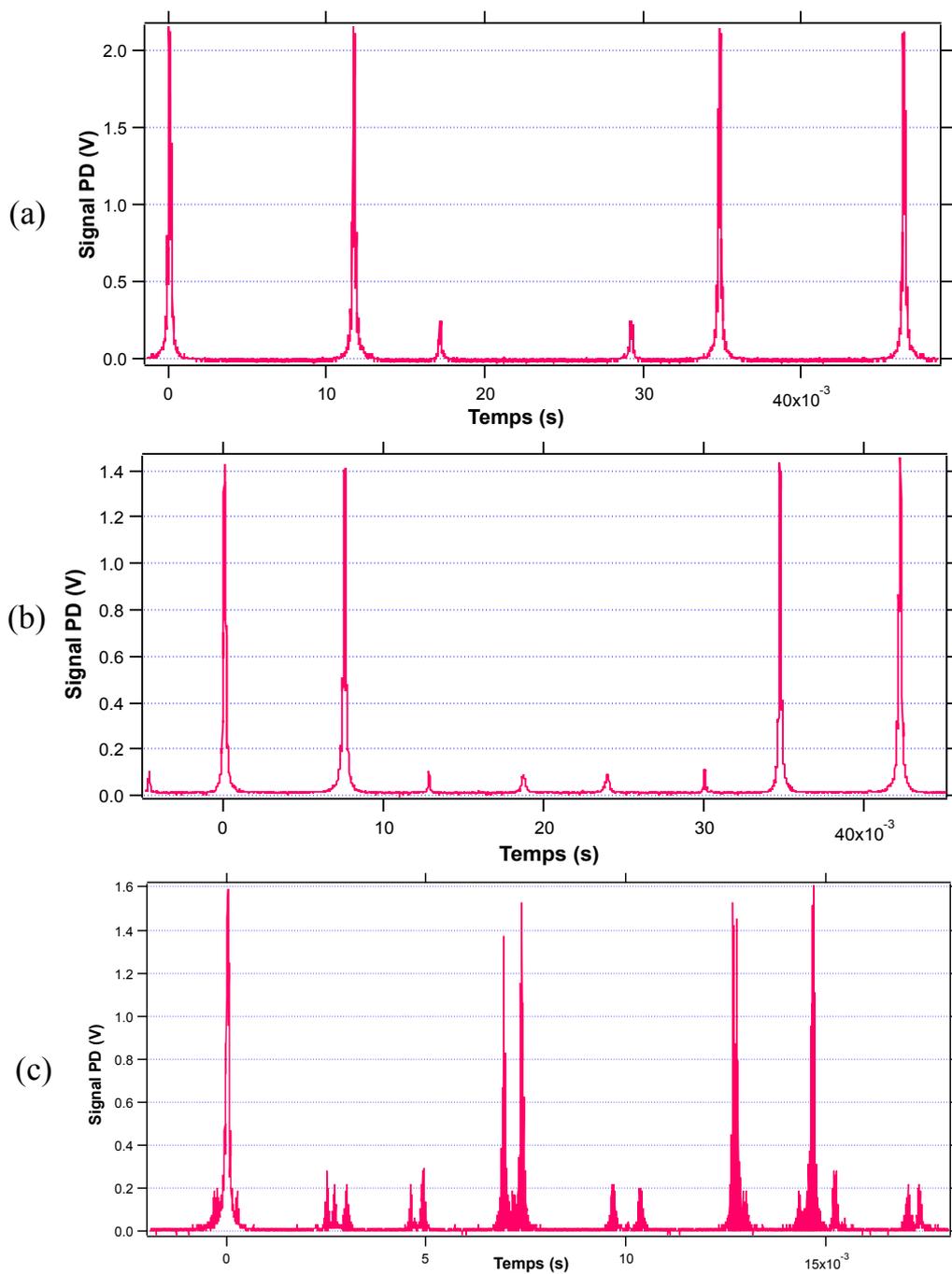


FIGURE 3.27 – Pics de résonance en transmission de la cavité de stabilisation pour : (a) diode laser à 1092 nm. (b) laser ultra-stable à 1062 nm. (c) diode laser à 435 nm.

Asservissement de température

La gamme de température sur laquelle nous travaillons n'est pas très étendue et la température de consigne est de l'ordre de grandeur de la température ambiante. Le dispositif d'asservissement en température comprends trois parties : un dispositif de mesure de température, un dispositif de correction électronique et l'élément chauffant. L'élément de mesure de température est un dispositif électronique de mesure de résistance avec un pont de Wheatstone et un ensemble de quatre thermistances, de $50\text{ k}\Omega$ chacune. Ces quatre thermistances sont disposés en quatre points de la cavité pour avoir une température moyenne de l'ensemble et montées en série. La Figure 3.28 (a) montre la résistance équivalente des quatre thermistances dans le dispositif du pont de Wheatstone. Le dispositif de chauffage pour notre système est deux modules Peltier de dimension $2.5\text{ cm}\times 2.5\text{ cm}$ disposés de façon symétrique sur l'ensemble du cylindre extérieur et montés en série. Pour assurer une bonne conduction thermique on utilise de la graisse thermique pour le contact entre l'élément Peltier et la cavité.

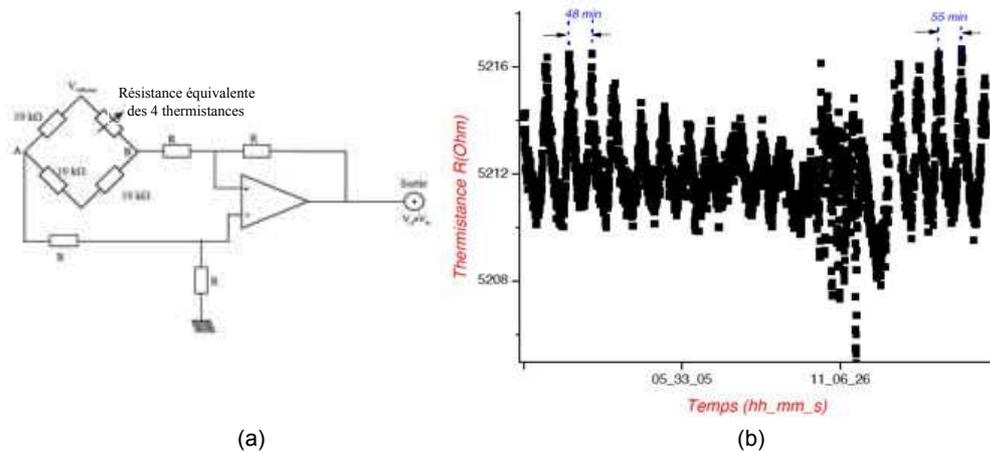


FIGURE 3.28 – (a) Circuit de mesure de la température : circuit de Wheatstone qui associe quatre thermistances de résistance $50\text{ k}\Omega$. (b) Variation de la température mesurée avec la thermistance témoin. La période d'oscillation (entre 48 min et 55 min) correspond à la période d'arrêt et de déclenchement de la climatisation du laboratoire.

Le dispositif de correction est un circuit PID classique dont les paramètres sont ajustables via des potentiomètres. Afin d'avoir les bons paramètres de fonctionnement du circuit j'ai utilisé le critère de réglage de Ziegler-Nichols. L'avantage incontestable de ce critère de réglage est qu'il peut s'appliquer aussi bien au modèle théorique qu'expérimentalement sur l'asservissement réalisé. Son principe est simple, il suffit de déterminer les conditions du régime critique de la boucle non corrigée. Vu le temps de réponse des corrections thermiques, la thermistance durant cette phase de réglage préliminaire est placée très proche de l'actionneur (un des Peltiers).

Asservissement de fréquence

L'asservissement en fréquence des systèmes de diodes lasers se fait en deux temps, un asservissement à court terme sur une cavité Fabry-Perot puis un asservissement à long terme, et ce en stabilisant la cavité Fabry-Perot sur la lumière infrarouge du laser ultra-stable à

1062 nm, afin d'éviter les dérives sur le long terme. Pour l'asservissement à court terme on utilise une cavité Fabry-Perot, qui joue le rôle de cavité de référence pour les diodes lasers. Cet asservissement est réalisé en modulant la tension appliquée à la cale piézoélectrique de la diode laser. Chaque diode laser est maintenue en résonance avec la cavité via un asservissement avec modulation et détection synchrone. Le signal d'erreur obtenu est par la suite envoyé sur la cale piézo-électrique de la diode. Les fréquences des diodes suivent les changements de longueur de la cavité Fabry-Perot.

Dans le cas d'un asservissement laser sur la cavité, la fréquence optique est commandée par la longueur de la cavité. Les variations de cette même longueur ne permettant pas de considérer la cavité externe comme une cavité de référence, il est indispensable d'asservir la fréquence de la cavité sur une autre référence externe plus stable. Pour notre expérience on a choisi d'asservir la cavité sur la lumière ultra-stable de notre oscillateur macroscopique destiné à la transition d'horloge à 1062 nm.

Ainsi la boucle d'asservissement sur la cavité Fabry-Perot réduit les fluctuations instantanées de fréquence des diodes lasers, et celle sur la lumière ultra-stable fixe la fréquence absolue de ces diodes lasers.

La longueur de la cavité Fabry-Pérot asservie sur la lumière ultra-stable est donc fixe au cours du temps. Des modulateurs acousto-optiques (MAO) sont utilisés par la suite pour ajuster et balayer les fréquences des différentes diodes lasers. Ces MAO sont placés en amont des fibres optiques utilisées pour ramener les faisceaux à la table optique principale où on manipule les atomes piégés. Le MAO utilisé pour la diode laser à 435 nm est de fréquence centrale 140 MHz, il est utilisable avec une efficacité de diffraction raisonnable entre 100 MHz et 200 MHz, ce qui correspond en double passage à 200 MHz-400 MHz. Pour la diode laser à 405 nm on utilise un MAO en simple passage de fréquence centrale de modulation de 230 MHz. Afin d'être sûr de pouvoir régler les longueurs d'ondes des diodes lasers à résonance avec les transitions atomiques correspondantes, il faudra régler au préalable ces longueurs d'onde à l'aide d'un lambda-mètre et d'un compteur qui permettra de mesurer la longueur d'onde d'un faisceau laser à 0.001 nm près. L'étape suivante sera alors de voir l'effet de ces lasers repompeurs sur les atomes piégés dans le réseau optique.

Conclusion

Dans ce chapitre, on a décrit le système laser mis en place pour générer la longueur d'onde nécessaire à la réalisation du piège dipolaire pour les atomes de mercure. Un soin particulier a été porté à la conception de la cavité du piège, afin de répondre aux exigences du piégeage du mercure. Avec une cascade d'asservissements appropriée on est en mesure de contrôler rigoureusement les fluctuations du piège dipolaire et d'assurer une bonne stabilité. La grande stabilité de l'intensité signifie également que le piège n'induit pas un chauffage des atomes piégés. Un calcul nous permet d'estimer la fraction d'atomes du PMO chargés dans le piège dipolaire, en fonction de la puissance interne circulante pour les bosons et fermions. Tout un banc optique dédiée à la réalisation du refroidissement par bande latérale sur les atomes piégés dans le réseau optique a été mis en place.

Chapitre 4

Piégeage du mercure et détermination de la longueur d'onde magique

4.1 Introduction

Le piège dipolaire est largement utilisé pour manipuler les atomes ultra-froids. Il est souvent souhaitable de piéger optiquement les atomes sans affecter les états internes des atomes. Particulièrement dans le cas où la mesure précise de fréquence de la transition est primordiale, comme c'est le cas pour la réalisation des horloges atomiques. Malheureusement pour n'importe quel état d'énergie d'un atome, le potentiel de piégeage induit, généralement, un décalage différentiel des niveaux internes de l'atome. Ce décalage se traduit par une incertitude dans les mesures de fréquences des transitions atomiques. Le concept de la longueur d'onde magique a permis de concevoir des horloges atomiques basées sur la bonne ingénierie des perturbations introduites par le piège. La spectroscopie dans un confinement à la longueur d'onde magique a été démontré pour la première fois sur la transition $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ du ^{87}Sr dont la longueur d'onde magique expérimentale était $\lambda_m = 813.428(1)$ nm [94]. D'autres mesures de la longueur d'onde magique du Sr ont été réalisées depuis 2005 par des groupes à Tokyo, JILA, PTB et chez nous au SYRTE.

Dans ce chapitre nous présentons des résultats importants pour la réalisation de l'horloge à mercure. On va tout d'abord rappeler les résultats des mesures qui ont permis de connaître en régime de chute libre la fréquence de la transition d'horloge avec une incertitude de l'ordre de 6 kHz. Ces mesures reposent sur l'utilisation du laser d'horloge qu'on va introduire dans le début du chapitre.

On présentera par la suite la première évaluation expérimentale de la longueur d'onde magique pour le mercure ainsi que la première spectroscopie en régime Lamb-Dicke de la transition interdite $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ de l'isotope ^{199}Hg .

4.2 Spectroscopie de la transition d'horloge dans le régime de chute libre (rappel)

La stabilité des horloges repose principalement sur deux paramètres importants : le facteur de qualité de la transition d'horloge et le rapport signal-à-bruit. Le passage en fré-

quence optique permet en principe le passage en stabilité de l'ordre de $10^{-14}\tau^{-1/2}$ (où τ est le temps d'interrogation) à $10^{-18}\tau^{-1/2}$, ce qui implique l'utilisation de transitions dont la largeur est de l'ordre du Hz. Pour les horloges optiques, on souhaite obtenir des résonances les plus fines possibles, d'où la nécessité d'un laser d'interrogation fin spectralement [95]. Pour la réalisation de notre horloge atomique il était impératif que le laser ultra-stable possède des largeurs de raies sub-Hertz. La largeur naturelle de la transition d'horloge du mercure $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ est de l'ordre du 100 mHz. Dans cette section on présentera brièvement le système expérimental de notre laser ultra-stable et quelques résultats traduisant les performances atteintes par ce laser.

4.2.1 Laser ultra-stable

Un élément crucial pour une horloge atomique est l'oscillateur d'interrogation qui est verrouillé à la transition atomique. Pour un étalon optique cet oscillateur est ce qu'on appelle un laser ultra-stable. Afin d'obtenir une très haute stabilité de fréquence, on référence la fréquence du laser sur une cavité Fabry-Perot maintenue très stable. La fréquence du laser est maintenue en résonance avec la cavité, de sorte que la longueur de la cavité correspond à un multiple entier de $\lambda/2$ où λ est la longueur d'onde du laser en question. Ainsi, l'entité responsable de la stabilité de la fréquence du laser est la longueur de la cavité de stabilisation. La cavité est alors placée dans un environnement où on peut bien contrôler les perturbations possibles de sa longueur. Plusieurs équipes dans le monde sont parvenues à mettre au point diverses sources lasers ultra-stables possédant des largeurs de raies sub-Hertz [96, 97]. Beaucoup de travail de conception mécanique a été fait pour trouver la meilleure géométrie insensible aux vibrations, en réduisant au mieux la sensibilité aux accélérations sismiques et acoustiques qui risquent de modifier la longueur optique de la cavité ce qui représente un défi technique important. Dans notre cas la cavité est une cavité de géométrie verticale.

Afin de sonder la transition $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ on utilise un laser à fibre à 1062 nm de largeur spectrale de 3 kHz, asservie sur une cavité Fabry-Perot de grande finesse : de cette manière la largeur de la raie du laser obtenue est inférieure à 1 Hz. La lumière stabilisée à l'issue de la cavité ultra-stable sert pour injecter une diode laser (DFB) qui fournit 250 mW dans l'infrarouge utilisable par la suite pour deux processus de doublage de fréquence. La Figure 4.1 illustre notre système pour le laser horloge.

Le faisceau infrarouge est envoyé dans une première cavité de doublage de fréquence pour produire une radiation à 531.2 nm de l'ordre de 160 mW via un cristal de doublage (Phosphate de potassium titanyl périodiquement polarisé) PPKTP. Le faisceau est ensuite envoyé vers une deuxième cavité de doublage afin d'atteindre la longueur d'onde de la transition d'horloge 265.6 nm. Le cristal utilisé pour ce processus est le (Beta barium borate) BBO et le meilleur niveau de puissance est de l'ordre de 7 mW.

La stabilisation en fréquence du laser à fibre, sur la cavité Fabry-Perot de haute finesse, est réalisée en utilisant la méthode de Pound-Drever-Hall [98]. Cette technique s'appuie sur l'asservissement du laser sur une cavité Fabry-Perot grâce à une modulation de phase à haute fréquence utilisant la réponse en réflexion de la cavité. Elle permet d'extraire l'information de l'excursion de la fréquence laser par rapport à la fréquence de résonance. Un asservissement électronique permet de maintenir la fréquence sur la résonance de la cavité.

En utilisant cette méthode on a une bande passante de l'asservissement qui est plus grande que la largeur de la résonance du pic de la cavité. Avec cette méthode on a une bande passante de 500 kHz en rétro-action sur un MAO. Dans notre expérience on a une cavité Fabry-Perot de finesse 850000 et de contraste 63% [99].

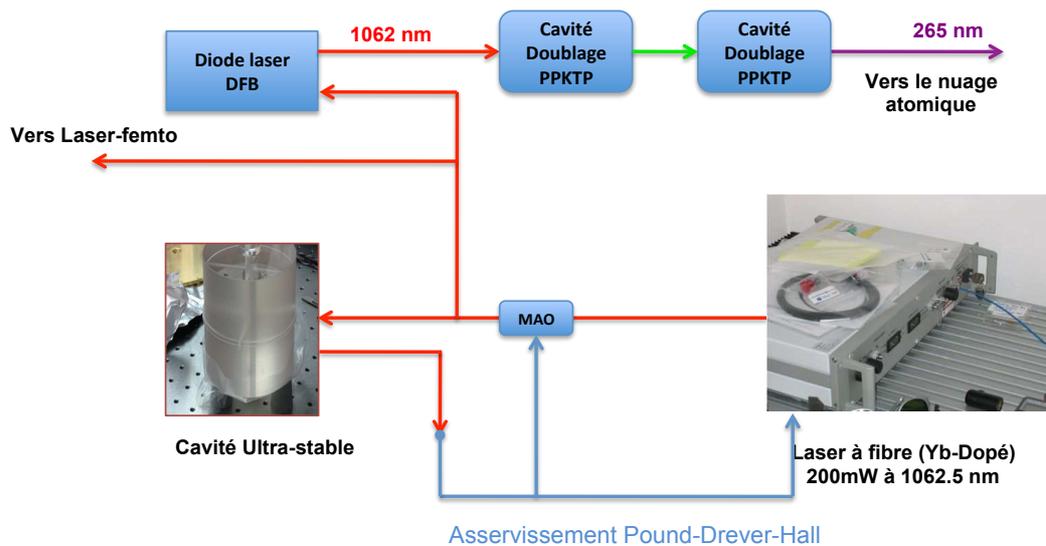


FIGURE 4.1 – Montage expérimental du laser horloge : les traits en bleu symbolisent l’asservissement du laser à fibre sur la cavité ultra-stable.

La cavité de finesse élevée est montée dans deux blindages en aluminium revêtus d’une couche mince d’or (Figure 4.2 (b)). Le revêtement en or des blindages fournit une isolation passive de la température vue la faible émissivité de ce matériau. La cavité elle-même est composée de deux miroirs en silice fondue contactés sur un espaceur en verre ULE (Ultra-Low Expansion glass) de longueur 100 mm. Ce matériau est caractérisé par son faible coefficient d’expansion thermique. Le choix de la silice pour les miroirs de la cavité permet de garantir une faible sensibilité au bruit thermique. L’ensemble des deux enceintes est situé dans une enceinte à vide externe en acier inoxydable. En plus des blindages un asservissement actif en température constitué de quatre modules Peltier viennent réguler thermiquement l’enceinte à vide interne. Afin d’isoler l’enceinte des vibrations, la table optique et l’enceinte ont été montées sur une plateforme d’isolation passive des vibrations. Pour augmenter d’avantage l’isolation thermique et acoustique l’ensemble du système (cavité + plateforme) est placé dans une grande boîte en bois recouverte à l’intérieur de mousse d’isolation phonique d’épaisseur à peu près 4 cm. Les sensibilités d’accélération ont été mesurées à $3.5 \times 10^{-12} (\text{m.s}^{-2})^{-1}$ pour la direction verticale et $1.4 \times 10^{-11} (\text{m.s}^{-2})^{-1}$ pour la direction horizontale.

Une caractérisation de la cavité en terme de fluctuations de fréquence est très importante. Ces fluctuations sont due à court terme aux fluctuations de température et à long terme à une dérive qui est due principalement à des phénomènes de relaxation des matériaux de la cavité. Pendant la campagne de mesure de spectroscopie on a évalué la fréquence de la cavité d’une façon continue. Une fibre optique permet d’envoyer une centaine de microwatts du laser ultra-stable (1062.5 nm) vers un peigne de fréquence optique (Annexe A) afin de mesurer la fréquence du laser par rapport à la référence ultrastable du SYRTE (à 1 GHz). Dans la Figure 4.3, on présente une série typique de mesures de fréquence du laser ultra-stable enregistrées sur une période de trois mois en utilisant le schéma de mesure avec le laser femto-seconde décrit en Annexe B. Sur ce graphe les mesures de fréquence sont tracées après avoir soustrait 282.12 THz. Cette fréquence correspond à la fréquence du laser IR stabilisé sur la cavité ultra-stable. On observe une dérive maximale de l’ordre de 26

mHz/s.

Pour évaluer la stabilité de la cavité, la fréquence de sortie du laser stabilisé doit être comparée à une autre référence de fréquence. Des mesures de stabilité sont présentées sur la Figure 4.4. La courbe bleue illustre une comparaison entre notre laser ultra-stable et la référence à 1 GHz du LNE-SYRTE issue d'un oscillateur cryogénique (CSO) couplé à un maser à hydrogène. La comparaison avec l'oscillateur était réalisée via le laser femto-seconde en verrouillant un des peignes de fréquence et en mélangeant la 12^{ème} harmonique¹, de la fréquence avec le signal à 9.2 GHz de l'oscillateur cryogénique. Jusqu'à une dizaine de secondes elle est limitée par le lien radio-fréquence (1GHz) et le synthétiseur micro-onde. Le bon comportement du laser ultra-stable au delà de 100 s est dû principalement à l'efficacité de la stabilisation de température.

Notre cavité Fabry-Perot possède une cavité similaire montée horizontalement dans le laboratoire du projet d'oscillateur photonique ultrastable (OPUS) [100], ce qui facilite la comparaison des performances entre les deux cavités. La courbe en rouge sur la Figure 4.4, illustre cette comparaison entre la cavité ultra-stable verticale de l'horloge à mercure et celle de la cavité horizontale de OPUS. Après les deux premiers points de départ, le plancher du bruit de Flicker (Annexe A) est atteint, et on a pour 1 s un bruit de Flicker, pour les deux lasers ultra-stables, de l'ordre de 5×10^{-16} .

La cavité ultra-stable mercure a fait preuve d'une stabilité relative en fréquence de l'ordre de 5.6×10^{-16} . Une autre comparaison avec la cavité ultra-stable de l'horloge à Sr via un peigne de fréquence est illustrée dans la Figure 4.5.

Notons que le montage expérimental de la cavité ultra-stable est très robuste ; en effet on a pu faire des mesures pendant plusieurs mois sans avoir à toucher l'asservissement de la cavité.

4.2.2 Spectroscopie de la transition horloge

Pour interroger les atomes, on utilise un laser sonde avec un bruit faible pour ne pas limiter la résolution des mesures de fréquence des transitions atomiques. La source laser sonde doit avoir non seulement une fréquence parfaitement connue mais aussi accordable. Les transitions atomiques ont été observées en sondant les atomes en régime de chute libre. La technique utilisée ainsi que les résultats de cette expérience sont décrits en détail dans la thèse de Michael Petersen. Dans la figure 4.6 on illustre les spectres de la spectroscopie pour les deux isotopes fermioniques du mercure. Les mesures de la fréquence de la transition par rapport à la fréquence de référence du LNE-SYRTE à l'aide du peigne de fréquence donnent une mesure de fréquence de $1\,128\,575\,290\,808.4 \pm 5.6$ kHz pour l'isotope ^{199}Hg et $1\,128\,569\,139.6 \pm 5.3$ kHz pour l'isotope ^{201}Hg [16]. Cette nouvelle évaluation expérimentale a été cruciale pour la connaissance de la transition en effet cette mesure est de 4 ordres de grandeur plus faible que les précédentes déterminations indirectes [101]. A ce stade pas de piégeage des atomes.

1. L'utilisation de la 12^{ème} harmonique a pour but de réduire le bruit de fréquence vu que celui-ci diminue en $1/f^2$

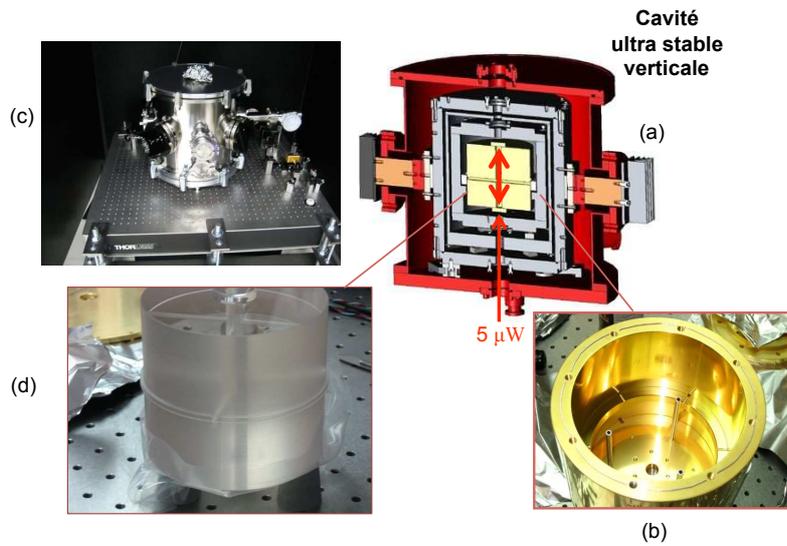


FIGURE 4.2 – Laser ultra-stable : (a) Isolation de l’environnement de la cavité interne (b) Double écran thermique poli et doré. (c) Boîte anti-acoustique et plateforme anti-vibration passive. (d) Miroirs de cavité et spacer en ULE.

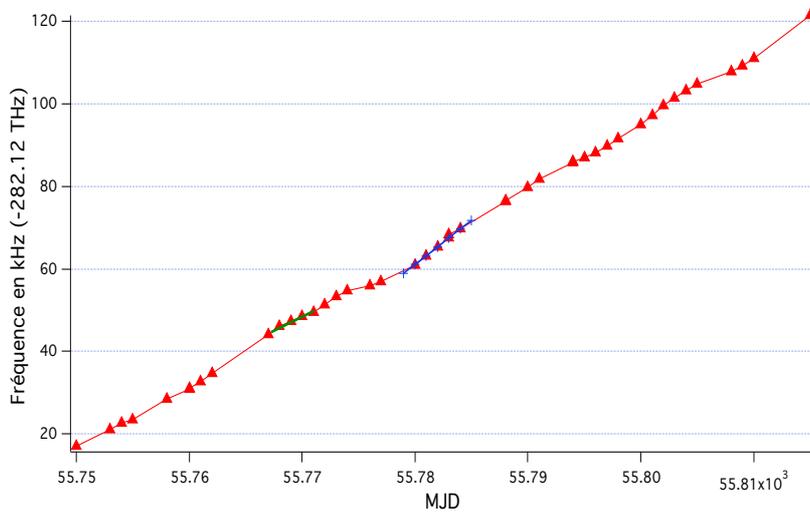


FIGURE 4.3 – Mesures de fréquence absolue du laser ultra-stable asservi sur la cavité par la technique de Pound-Drever-Hall (on soustrait 282.12 THz) : la trace en bleu présente la dérive maximale de l’ordre de 26 mHz/s et la trace en vert représente la dérive minimale de l’ordre de 14 mHz/s.

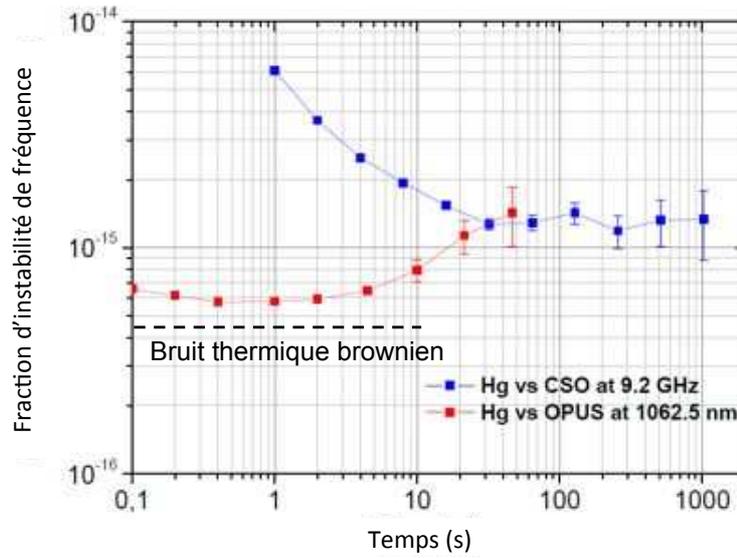


FIGURE 4.4 – Stabilité de fréquence du laser Hg par rapport divers autres références. Courbe bleue : cavité ultra-stable de Hg vs référence CSO (Oscillateur cryogénique+Maser à hydrogène) ; courbe rouge : cavité Hg vs cavité ultra-stable de OPUS.

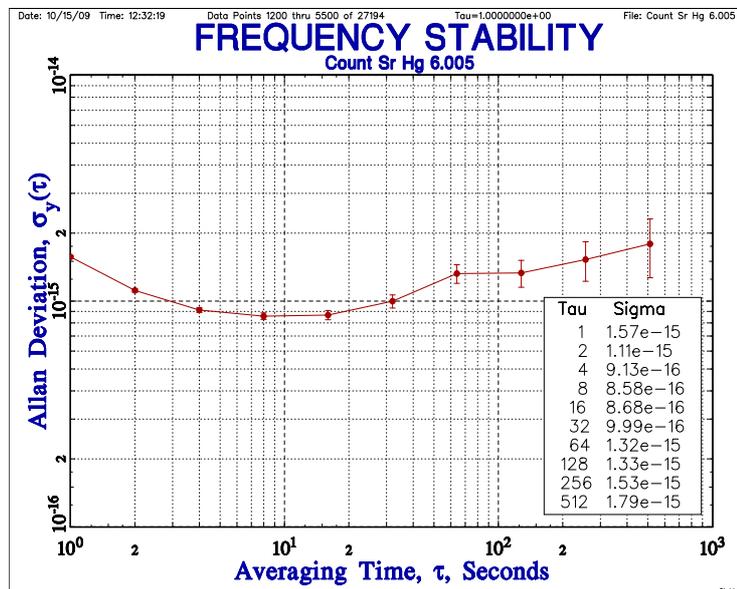


FIGURE 4.5 – Courbe de comparaison entre la cavité de l'horloge à mercure et celle de l'horloge à strontium.

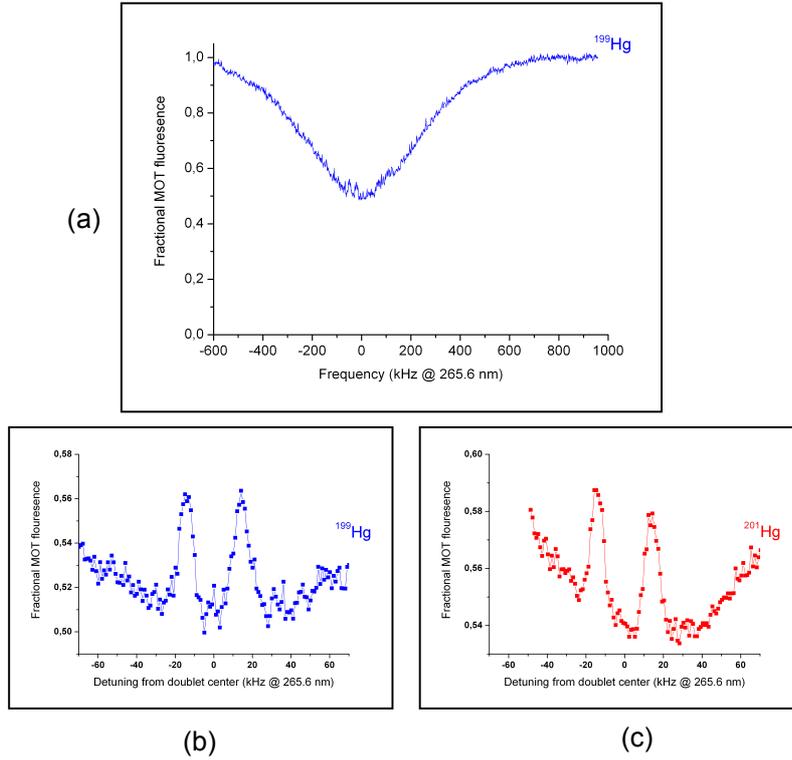


FIGURE 4.6 – Spectroscopie de la transition horloge pour les isotopes fermionique ^{201}Hg et ^{199}Hg : (a) Profil de la transition d’horloge . (b) Doublet de recul de l’isotope ^{199}Hg . (c) Doublet de recul de l’isotope ^{201}Hg .

4.3 Piégeage des atomes de mercure dans le réseau optique

4.3.1 Détection des atomes dans le réseau

En raison de la limitation de la puissance intracavité du piège dipolaire, la profondeur du puits dans le réseau optique a été limitée à $15E_R$, ce qui correspond à 4.5 W de puissance circulante dans la cavité de surtension et en terme de température à $4.7 \mu\text{K}$. Par le calcul, on estime la fraction de chargement dans le piège dipolaire correspondant à cette puissance, à environ de 0.1% [92] du nombre d’atomes dans le PMO avec une température du nuage de l’ordre de $60 \mu\text{K}$. Ce qui correspond à 10^3 atomes piégés.

Etant donné le faible nombre d’atomes et la faible efficacité quantique de la caméra CCD pour la longueur d’onde de détection (à 253.7 nm), nous avons mis en place un algorithme de réduction du bruit dans le système de détection. Le but principal de cet algorithme est de tenir compte des fluctuations de la lumière parasite au voisinage du nuage atomique. Ces fluctuations sont dominées par la lumière de détection à 253.7 nm. Dans notre procédure de réduction de lumière parasite, nous considérons deux régions, une première région d’intérêt (ROI) à peu près de la taille du nuage atomique du PMO, et un deuxième anneau concentrique au premier, définit une deuxième région entourant la région d’intérêt avec un diamètre extérieur environ deux fois le diamètre du ROI (voir Figure 4.7). Le rapport des deux diamètres est un paramètre ajustable via le programme d’acquisition. La détection des atomes se réalise avec deux faisceaux du PMO perpendiculairement à l’axe de la caméra.



FIGURE 4.7 – ROI présente la première région d'intérêt de la taille du nuage atomique. Un deuxième anneau centrique à la ROI.

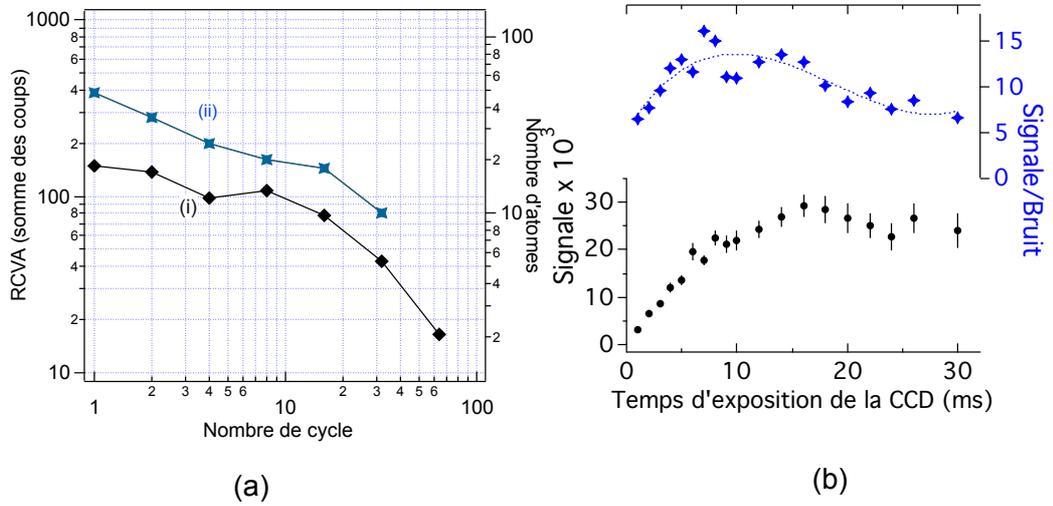


FIGURE 4.8 – Caractérisation du système de détection des atomes dans le réseau : (a) Caractérisation du bruit de la CCD, RCVA (Racine Carrée de la Variance d'Allan) : la courbe noire représente le bruit d'obscurité de la CCD et la courbe bleue représente le bruit de détection des atomes dans le réseau optique. (b) Variation du rapport signal-à-bruit et du signal détecté par la CCD en fonction du temps d'exposition.

Sur la Figure 4.8, on résume quelques performances et sensibilité de notre système de détection pour les atomes piégés dans le réseau optique. Sur la Figure 4.8 (a), on montre la variation de la racine carrée de la variance d'Allan (RCVA) du signal détecté, en fonction du nombre de cycles (et le nombre d'atomes équivalent dans l'axe à droite). La courbe (i) présente le bruit d'obscurité enregistré avec l'obturateur physique devant la caméra. La courbe (ii) montre le bruit de détection des atomes dans le réseau optique (le signal étant sans atomes et en présence des faisceaux lasers). Ce bruit de détection s'élève au-dessus du bruit d'obscurité en raison de la fluctuation de la mesure entre la région d'intérêt (ROI) et l'anneau externe. Ceci est dû principalement aux variations d'intensité dans le profil du faisceau de la lumière de refroidissement à 253.7 nm. A partir de cette étude on peut estimer que le bruit équivalent à un coup est de l'ordre de 40 atomes.

Vu que le processus de détection supprime les atomes du piège dipolaire (en raison de l'émission spontanée suivant les directions transverses), on s'attend à ce qu'il y ait un temps d'exposition donné permettant d'optimiser le signal-à-bruit (S/B). Sur la Figure 4.8 (b), on dresse la variation du signal détecté en fonction du temps d'exposition de la caméra CCD. Le niveau du bruit est déterminé à partir de l'écart type d'Allan du signal détecté au niveau des pixels dans la région ROI dans les conditions de piégeage à travers le réseau optique.

Durant ces mesures, le champ magnétique du PMO est éteint durant la période de relâchement du PMO. Pour des temps d'exposition de $\cong 10$ ms on remarque que S/B chute, ceci est dû en partie à la perte des atomes et à l'augmentation du bruit d'intensité à travers le profil du faisceau de refroidissement (253.7 nm). On remarque que pour des temps d'exposition plus longs que 10 ms le rapport signal-à-bruit diminue quand les atomes ne sont plus confinés dans le réseau optique.

4.3.2 Premières indications du piégeage des atomes de mercure

Excitation paramétrique des atomes dans le réseau

Afin de confirmer davantage le piégeage des atomes dans le réseau optique, une modulation d'amplitude de courte durée est ajoutée au potentiel de piégeage lors de la détection à fin d'exciter la résonance longitudinale suivant la direction (oz). La Figure 4.9 (a) présente la variation du signal détecté sur la caméra CCD en fonction de la modulation d'amplitude en présence du piège dipolaire et sans piège dipolaire. La Figure 4.9 (b) illustre la variation de la fraction des atomes qui restent piégés dans le piège dipolaire en fonction de cette fréquence d'excitation. En raison de la distribution attendue des atomes dans les états vibrationnels du piège, la fréquence axiale f_z ne peut pas être déduite directement comme la moitié de la fréquence d'excitation d'épuisement maximal d'atomes dans le piège (équation 3.54). Nous obtenons ainsi un ordre de grandeur compris entre 40 kHz et 50 kHz. A partir de ces valeurs et en se basant sur l'expression de f_z en fonction de U_0 (équation 3.44) on déduit la puissance interne circulante P . On estime qu'on a une puissance circulante de l'ordre de 3 W, ce qui correspond à une profondeur de l'ordre de $10E_R$ qui est en bon accord avec une estimation directe de la puissance. Cette estimation consiste à déduire la puissance interne circulante de la lumière de longueur d'onde 362 nm à partir de la puissance de fuite du miroir de sortie de la cavité de surtension. Cette méthode nous a permis de confirmer le niveau de puissance interne déterminé par la première méthode.

Temps de vie des atomes dans le réseau

Pour interroger les atomes piégés dans le piège dipolaire, il faut tout d'abord se demander combien de temps on peut garder les atomes dans le piège. Pour effectuer cette mesure on opère suivant la séquence temporelle illustrée sur la Figure 4.10. pour les isotopes ^{199}Hg et ^{200}Hg .

Une séquence consiste en plusieurs étapes : les atomes sont chargés dans le PMO pendant 1.8 s. Après une phase de refroidissement et de compression du nuage atomique, les faisceaux du PMO sont éteints. Les atomes suffisamment froids sont piégés dans le puits du piège dipolaire. Le niveau de puissance du faisceau du réseau optique n'est maintenu à son niveau maximum que pendant une certaine durée, afin de minimiser l'endommagement des traitements des miroirs de la cavité de surtension. En regardant la variation du signal des atomes piégés en fonction du décalage temporel de la détection, et en moyennant sur dix expériences, on obtient la courbe de la Figure 4.11. Un ajustement exponentiel des points donne une durée de vie à $1/e$. Pour ^{199}Hg on a un temps de vie d'environ 250 ms et 350 ms pour l'isotope ^{200}Hg . La différence entre les deux isotopes n'est pas encore bien expliquée mais le fait d'avoir des températures du PMO différentes peut être un facteur. Ces durées de vie sont plus faibles que ce qu'on peut attendre d'après l'investigation faite au niveau du bruit d'intensité de la lumière du réseau optique qui suggère qu'une durée de vie de quelques secondes sera possible (voir Figure 3.17). Cette disparité pourrait être due à la distribution des atomes sur les états vibrationnels excités.

4.4 Première mesure de la longueur d'onde magique pour ^{199}Hg

4.4.1 Méthode de spectroscopie

Entre la cavité ultra-stable et la table optique principale de l'expérience, une fibre optique de 10 m à maintien de polarisation dans l'IR du laser ultra-stable est installée ainsi qu'un asservissement actif de suppression du bruit en utilisant un modulateur acousto-optique en double passage. Le schéma de fonctionnement des mesures est illustré sur la Figure 4.12. Le balayage de la fréquence du modulateur acousto-optique permet d'effectuer le balayage de la fréquence de la lumière horloge. La mesure absolue de la fréquence de la transition est réalisée en acheminant une partie du laser horloge vers un dispositif utilisant un peigne de fréquence [102]. Le transfert est fait aussi avec une fibre optique. On fait alors battre le faisceau du laser d'horloge avec un mode du peigne de fréquence, lui-même référencé sur une référence primaire de fréquence du LNE-SYRTE. De cette manière, on obtient une mesure absolue. Comme la fréquence de la cavité ultra-stable subit des fluctuations lentes en raison des variations de températures, des mesures de la fréquence et du taux de la dérive du laser ultra-stable sont effectuées pendant des intervalles réguliers de 6 à 12 h, ce qui nous a permis de déterminer la fréquence du laser horloge à 10 Hz près à chaque balayage de la transition d'horloge. La détection de la transition d'horloge se fait par la détection d'atomes dans l'état fondamental seulement. Un exemple de spectre de la transition $^3\text{P}_0 \rightarrow ^1\text{S}_0$ est montré sur la Figure 4.13 pour une longueur d'onde du piège dipolaire $\lambda=362.151$ nm. Le centre de la raie et sa largeur ont été déterminés en utilisant un ajustement par une fonction lorentzienne. La fréquence prise comme origine de mesure est celle déterminée en régime de chute libre pour l'isotope ^{199}Hg à savoir 1 28 575 290 808.4 kHz [16]. Pendant la détection seulement deux paires de faisceaux du PMO sont utilisées pendant 5 ms. Le faisceau horizontal reste bloqué avec l'obturateur pour réduire la

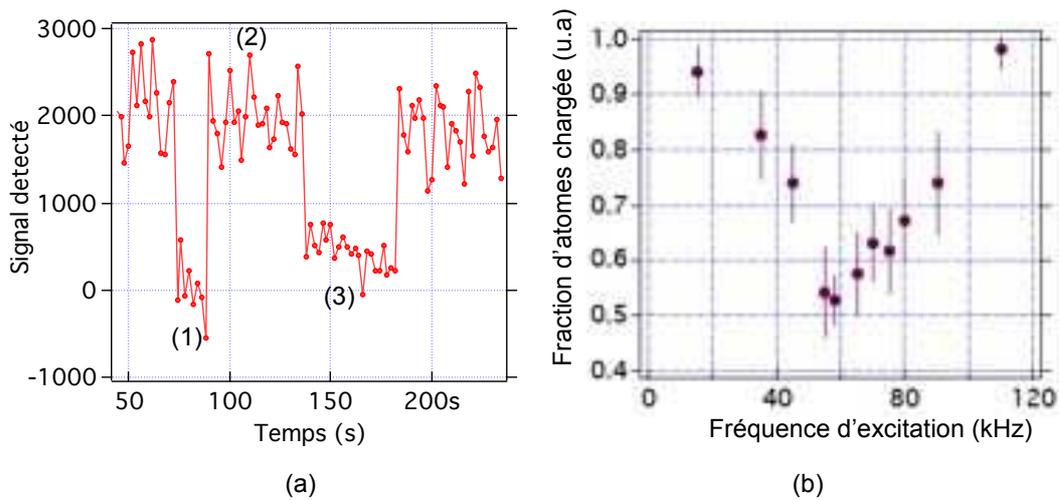


FIGURE 4.9 – (a) Variation du signal détecté sur la caméra CCD en fonction de la modulation d’amplitude : (1) Sans piège dipolaire (2) Avec piège dipolaire (3) Piège dipolaire avec la modulation d’amplitude. (b) Variation du signal des atomes chargés en fonction de la fréquence d’excitation pour un délai de détection de 30 ms. Cette courbe a été mesurée pour l’isotope ^{199}Hg .

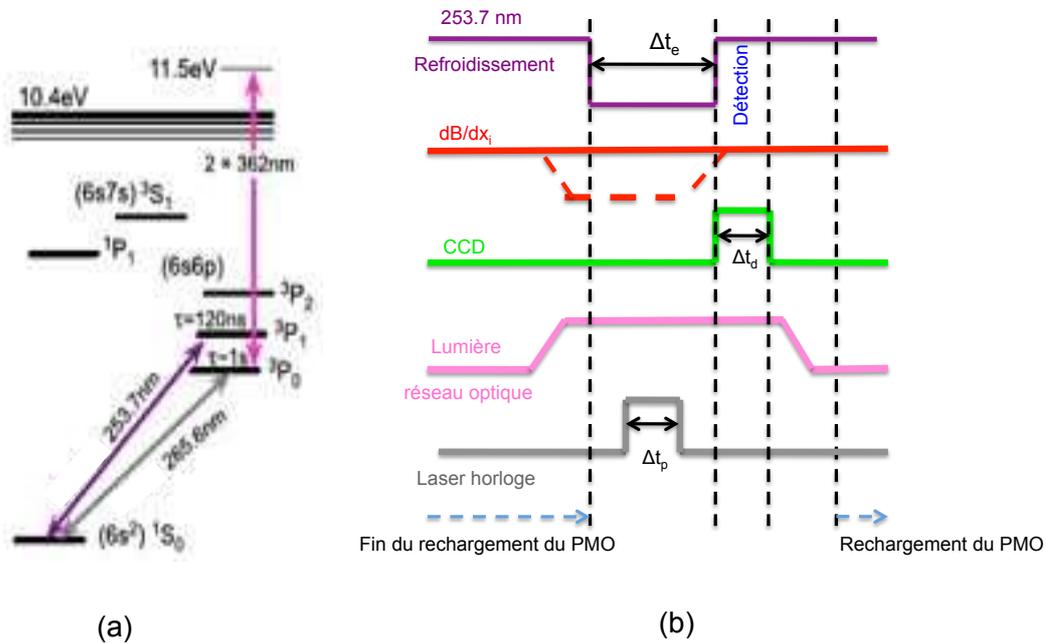


FIGURE 4.10 – (a) Diagramme des niveaux d’énergie du mercure neutre (la structure hyperfine des fermions n’est pas prise en compte). (b) Séquence temporelle d’opération de la spectroscopie de la transition $^3P_0 \rightarrow ^1S_0$.

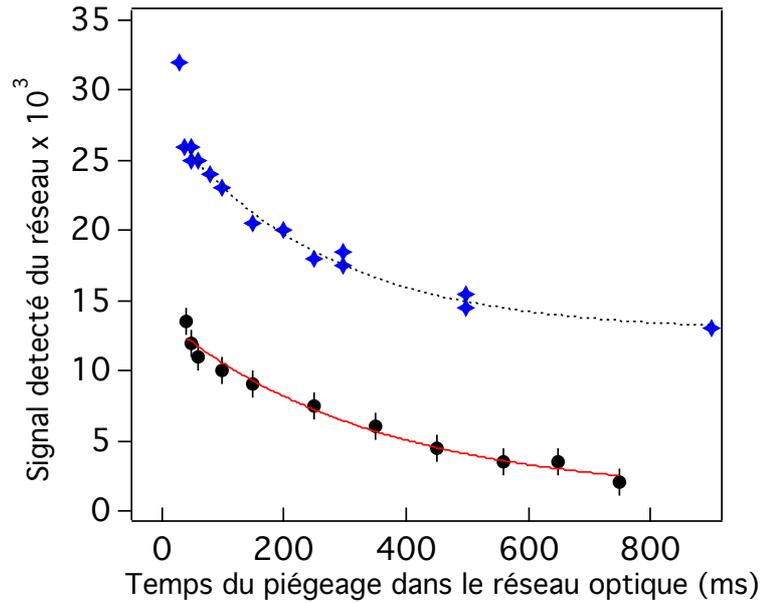


FIGURE 4.11 – Temps de vie des atomes dans le réseau : courbe en bleu pour l’isotope ²⁰⁰Hg. Courbe noire pour l’isotope ¹⁹⁹Hg. L’ajustement des points avec une fonction exponentielle donne une durée de vie de l’ordre de 250 ms pour l’isotope ¹⁹⁹Hg et 350 ms pour l’isotope ²⁰⁰Hg.

lumière parasite. Par conséquent, la re-capture des atomes dans le PMO est improbable. La séquence est celle adoptée précédemment en ajoutant le laser sonde à 265.6 nm (Figure 4.10). Le faisceau sonde de puissance 20 μW est appliquée pour une durée de 20 ms inférieure au temps de piégeage des atomes qui est de l’ordre de 30 ms. La détection des atomes piégés s’effectue comme précédemment avec le laser à 253.7 nm.

Le réglage de la longueur d’onde du piège se fait via le filtre de Lyot dans la cavité du laser Titane-Saphir. La mesure de cette longueur d’onde est effectuée avec un lamdamètre commercial qui permet d’ajuster la longueur d’onde à un niveau de 1 pm.

4.4.2 Mesure de la fréquence absolue pour deux profondeurs du piège

La mesure de la transition d’horloge a été répétée pour une gamme de longueurs d’onde du réseau optique et pour deux niveaux d’intensité dans le réseau. Les résultats de ces mesures sont résumés sur la Figure 4.14. Il faut noter qu’une mesure de la transition d’horloge, pour une longueur d’onde donnée et une profondeur donnée du piège, est la moyenne de quatre balayages successifs ce qui correspond à un temps d’acquisition de l’ordre de 180 s. Les séries de points obtenus ainsi sont ensuite moyennés en fonction de la profondeur du piège, ce qui permet d’obtenir un point par profondeur. Le déplacement de fréquence varie linéairement avec la longueur d’onde du réseau optique et le croisement des deux droites d’ajustement de ces données aux deux profondeurs correspond à la longueur d’onde où le déplacement de fréquence est nul : c’est la longueur d’onde magique. D’après ces mesures cette valeur est $\lambda_m = 362.61(0.21)$ nm. Cette première évaluation expérimentale est à 0.5 nm (où 0.15%) d’une récente évaluation théorique [103]. Un autre effet rassurant par rapport à notre mesure c’est que cette valeur de croisement est à 100 Hz seulement de la fréquence précédemment rapporté pour l’isotope ¹⁹⁹Hg dont l’incertitude associée est de 5.6 kHz.

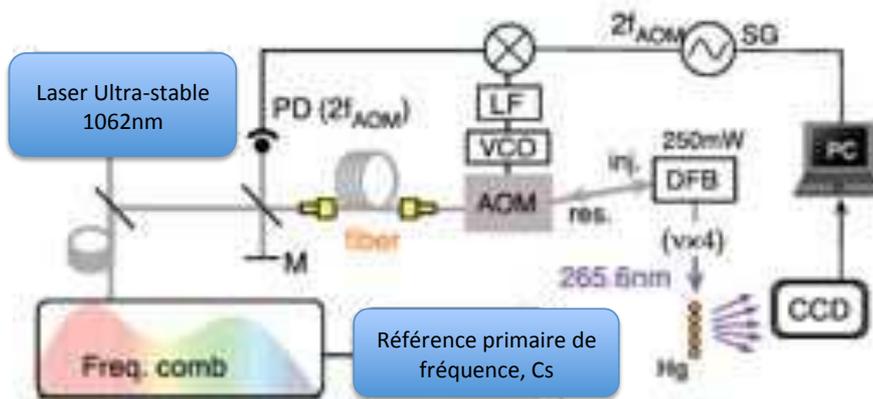


FIGURE 4.12 – Schéma du principe de la mesure absolue de la fréquence de transition. AOM : modulateur acousto-optique ; DFB : diode laser à injection ; inj : injection ; res : lumière résiduelle du DFB ; LF : Low pass-filter (filtre passe bas) ; M :miroir ; SG : générateur de signal ; PD : photodiode ; VCO : voltage-controlled oscillator.

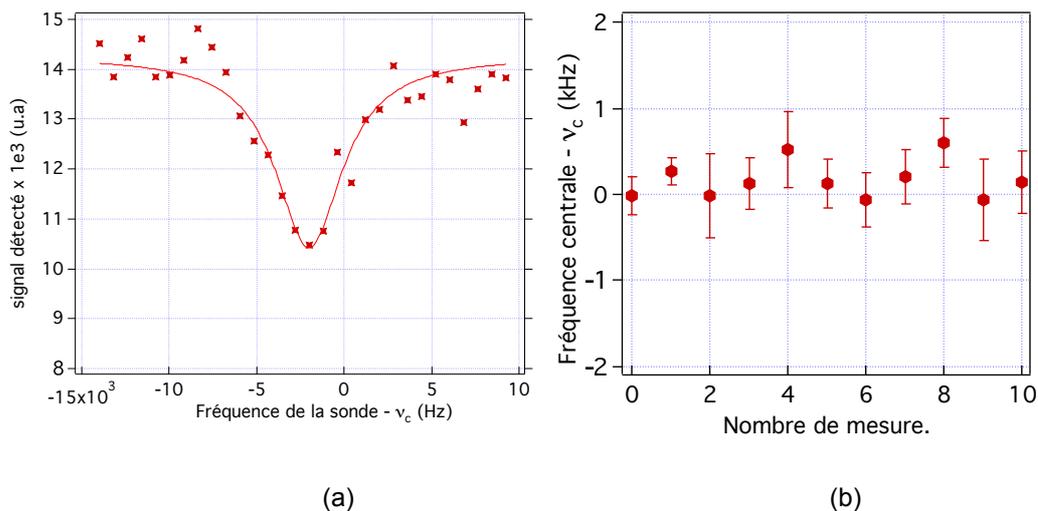


FIGURE 4.13 – (a) Profil de la transition d’horloge ^{199}Hg pour une longueur d’onde du réseau optique 362.15 nm. La courbe d’ajustement de la transition est une fonction Lorentzienne. (b) Variation de la fréquence centrale de la raie d’horloge en fonction du numéro de la mesure.

Le rapport des pentes de l’ajustement linéaire est de l’ordre de 0.57 qui est légèrement inférieur au rapport d’intensité de 0.67. La valeur absolue pour la pente de la polarisabilité est de $130 \text{ Hz E}_R^{-1} \text{ nm}^{-1}$, ou encore en normalisant par la fréquence de la transition d’horloge, $5 \times 10^{-17} \text{ E}_R^{-1} \text{ GHz}^{-1}$, ce qui suggère que le contrôle de la fréquence du piège à quelques MHz sera suffisant pour le fonctionnement de l’horloge. A titre de comparaison, dans le cas du Sr et Yb la pente de la polarisation est de l’ordre de $4 \times 10^{-17} \text{ E}_R^{-1} \text{ GHz}^{-1}$.

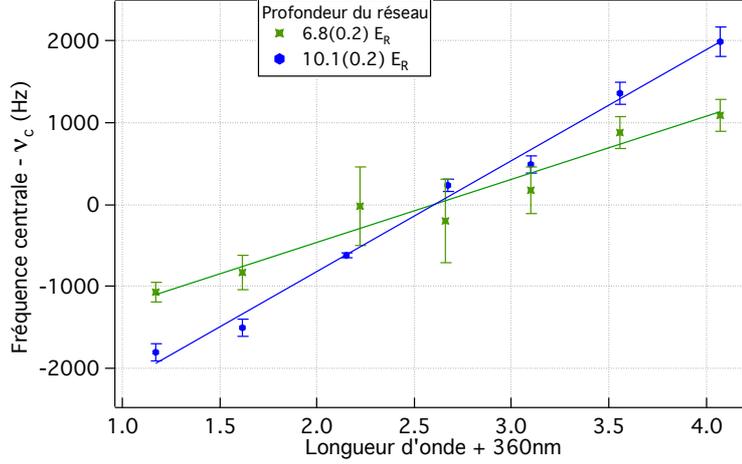


FIGURE 4.14 – Mesure du déplacement lumineux et détermination de la longueur d’onde magique : Déplacement lumineux en fonction de la longueur d’onde du piège pour deux profondeurs du piège. La longueur d’onde correspondant à un déplacement lumineux nul est la longueur d’onde magique.

4.4.3 Détermination de la longueur d’onde magique à partir de la forme asymétrique de la raie

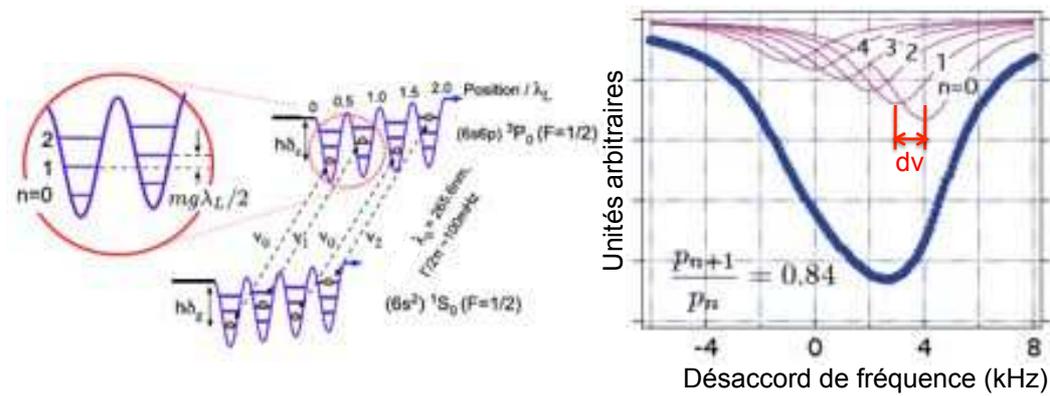
Comme il n’y a pas de refroidissement supplémentaire des atomes piégés dans le réseau optique, ils sont répartis sur des états vibrationnels du réseau (voir Figure 4.15). Lorsqu’on s’éloigne de la longueur d’onde magique les fréquences des transitions $\nu_0, \nu_1, \nu_2, \dots, \nu_n$ ne sont plus égales, ce qui se traduit par un profil de porteuse résultant de la superposition des différents profils lorentziens avec un décalage de fréquence $d\nu_v$ [104]. En supposant une distribution de Boltzmann, on a établi dans le premier chapitre la probabilité d’occupation des états vibrationnels :

$$P_{n+1}/P_n = \exp(-hf_z/k_B T) = f_B, \quad (4.1)$$

où T est la température. Sur la Figure 4.16 on présente le spectre de la transition $^3P_0 \rightarrow ^1S_0$ pour l’isotope ^{199}Hg enregistré respectivement pour deux longueurs d’onde du réseau situées de part et d’autre de λ_{magic} , déterminée par le spectroscopie directe : 361.17 nm (Figure 4.16 (a)) et 364.08 nm (Figure 4.16 (b)). L’asymétrie et son inversion entre les 2 longueurs d’ondes est clairement visible. Les profils des mesures ont été ajustés par une somme de lorentziennes telle que :

$$\zeta(\delta, d\nu_v) \propto - \sum_{n=0}^N \frac{f_B^n}{(\delta - \nu_0 + nd\nu_v)^2 + \Delta\nu^2}. \quad (4.2)$$

où δ est le désaccord de fréquence du laser sonde et ν_0 sa fréquence centrale pour $n=0$ (ν_0 peut être arbitraire dans ce cas). Une contrainte est appliquée sur N (le nombre de sommation), dans notre cas on se limitera à une sommation pour $N=4$, vu que la profondeur du piège permet seulement au plus quatre niveaux de vibration longitudinale. La largeur de la raie $\Delta\nu$ est prise comme celle mesurée proche du croisement de longueur d’onde, où la raie est quasi-symétrique, c’est à dire $2 \times \Delta\nu \approx 4.1$ kHz. A partir de ces données et à partir de cet ajustement on détermine la valeur de la constante du facteur de Boltzmann et le



(a)

(b)

FIGURE 4.15 – (a) Déplacement périodique des états inférieure et supérieure de la transition horloge pour plusieurs niveaux de vibration entre les sites du réseau. (b) Spectre résultant de la superposition des transitions $\nu_0, \nu_1, \nu_2, \dots, \nu_n$.

décalage de fréquence $d\nu_\nu$. En utilisant les spectres enregistrés, où l'asymétrie est évidente, on applique cette procédure d'ajustement du spectre de la porteuse à différentes longueurs d'onde du réseau optique, et nous en déduisons la variation du décalage de fréquence $d\nu_\nu$ en fonction de la longueur d'onde du réseau optique comme l'illustre la Figure 4.17. Un ajustement linéaire est attendu. Cette variation permet de faire une autre détermination de la longueur d'onde magique qui correspond à la valeur du décalage de fréquence nul. A partir de la courbe 4.17 on en déduit $\lambda_m = 362.44(0.25)$ nm, qui est une valeur en bon accord avec le résultat précédent de la spectroscopie directe. Etant donnée la valeur établi pour f_B et la valeur de la fréquence axiale f_z déterminée avant, on peut déterminer la température des atomes dans le piège en utilisant la relation 4.1. Avec $f_z \cong 50$ kHz on a $T \cong 4\mu\text{K}$.

4.5 Observation des excitations des états de Wannier-Stark

Une motivation importante pour la réalisation d'un étalon de fréquence c'est de produire une résonance avec un facteur de qualité Q élevé. Avec l'état de l'art des horloges actuelles, on a des facteur de qualité de l'ordre de 10^{14} . Dans cette perspective, et afin de produire une raie étroite, la lumière du réseau optique est fixée la plus proche possible de la valeur de la longueur d'onde magique déterminée dans la section précédente. Durant la période de chargement du piège dipolaire et de détection, le gradient de champ magnétique du PMO était maintenu éteint afin d'éviter tout déplacement, ou élargissement induit par l'effet Zeeman.

Plutôt qu'une raie étroite, nous avons observé un phénomène *inattendu* : des oscillations périodiques qui apparaissent sur le spectre. Ce comportement périodique a tendance à s'étendre sur quelque kHz pour des profondeurs de réseaux relativement petites. Ce comportement est illustré sur la Figure 4.18 pour une profondeur $8E_R$ et $\lambda=362.678$ nm. Sur cette Figure 4.18 la courbe en bleu (ii) montre que ce comportement est évident en présence du laser sonde à 265.6 nm, par contre (courbe rouge (i)) il est absent quand on bloque ce faisceau. On a remarqué aussi que le champ magnétique du PMO influe aussi sur le com-

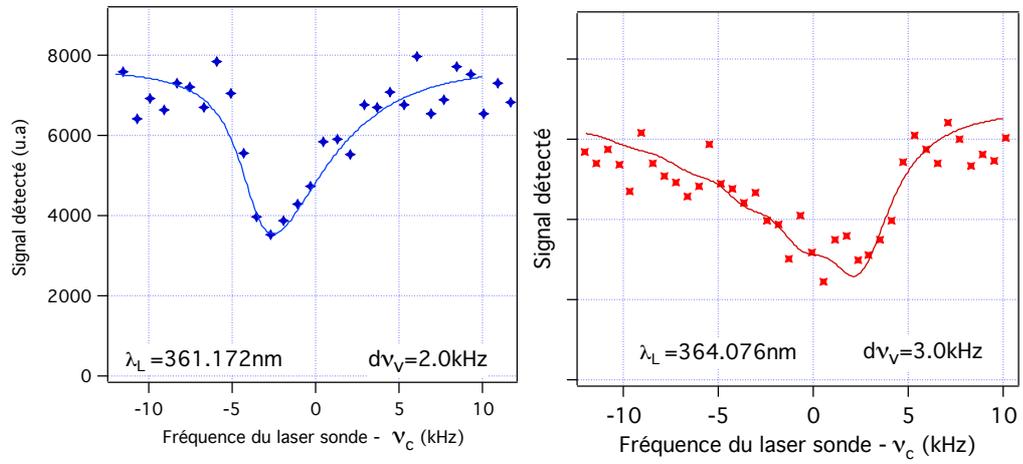


FIGURE 4.16 – Profil de la transition horloge de l’isotope ^{199}Hg avec une forte asymétrie : (a) $\lambda_L = 361.17\text{nm}$ avec un décalage de fréquence $d\nu = 2.0\text{ kHz}$. (b) $\lambda_L = 364.08\text{nm}$ avec un décalage de fréquence $d\nu = 3.0\text{ kHz}$.

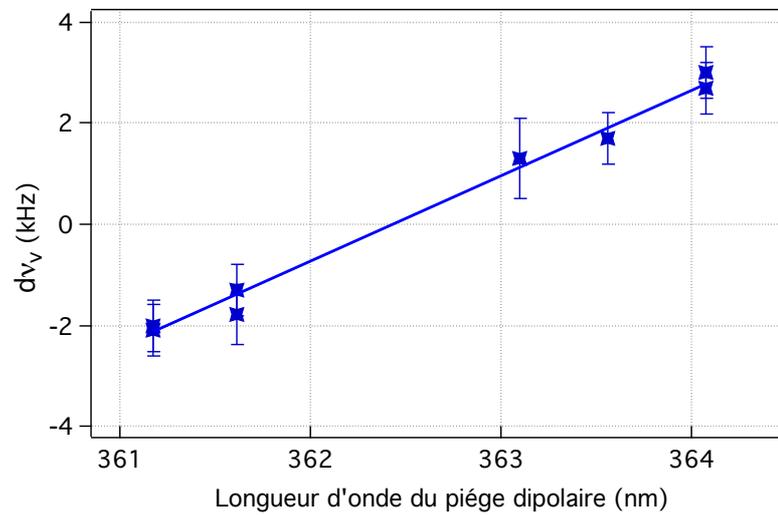


FIGURE 4.17 – Variation du décalage de fréquence $d\nu_V$ en fonction de différentes longueurs d’onde du réseau optique. Longueur d’onde magique déduite pour $d\nu=0$ est $\lambda_m = 362.44(0.25)\text{ nm}$.

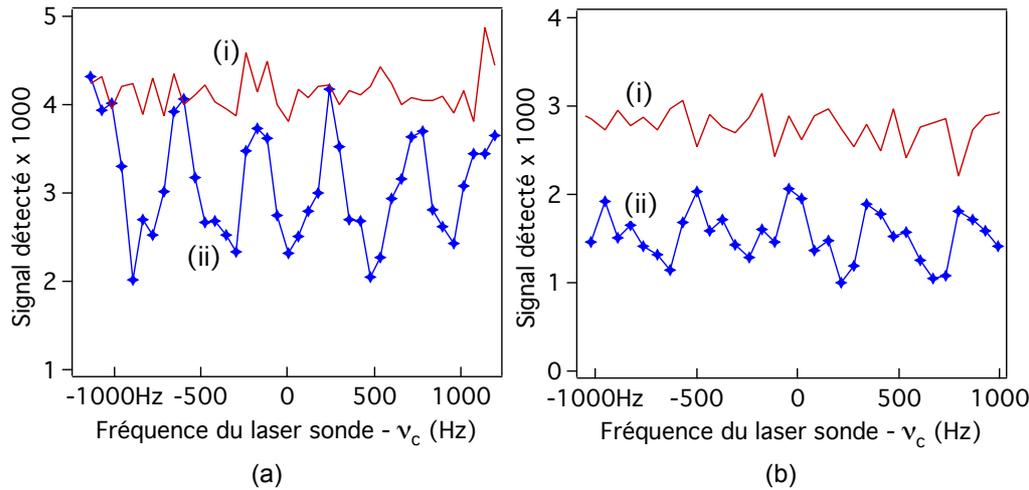


FIGURE 4.18 – (a) Oscillation périodique induite par la présence du laser sonde : (i) Faisceau du laser sonde bloqué. (ii) Laser sonde présent pour une durée de 20 ms pendant la période de piégeage dans le réseau optique. (b) Effet du champ magnétique sur les oscillations : (i) En présence du champ magnétique du PMO. (ii) Sans le champ magnétique.

portement de ces oscillations comme le montre la Figure 4.18 (b). En effet cette périodicité est difficile à percevoir quand on remet le champ magnétique du PMO.

Une raison plausible à ces comportements est que la présence du champ magnétique du PMO provoque un léger déplacement Zeeman des niveaux des atomes piégés dans le réseau optique. Ce déplacement Zeeman est plus important quand on s'éloigne du centre du PMO où le champ magnétique résultant est nul, ce qui affaiblit les oscillations. Le déplacement prévu pour la transition d'horloge est de l'ordre de 20 Hz (pour une transition $m_F = -1/2 \rightarrow m_F = 1/2$) tandis que aux bords du réseau optique le déplacement est de l'ordre de 120 Hz, d'où on estime le déplacement Zeeman fractionnel par site à 0.2 Hz, donc à notre échelle de résolution de 60-80 Hz la variation du déplacement Zeeman d'un site à un autre est loin d'être observable. La périodicité des pics d'oscillation est de l'ordre de 880Hz. Comme il n'existe pas à ce stade là un refroidissement supplémentaire des atomes dans le réseau optique, il y aura probablement une distribution axiale et transversal des états vibrationnels résultant de la distribution de Boltzmann tronquée qui se produit avec le piégeage des atomes chargés du PMO. D'autre part dans notre piège peu profond, les états excités des Wannier-Stark sont délocalisés sur plusieurs sites du réseau optique, ce qui rend l'excitation laser des états de Wannier-Stark très probable [53]. Ces suppositions sont soutenues par plusieurs observations : la première, est que la période observée des oscillations qui est de l'ordre de 880 ± 10 Hz correspond à la fréquence de Bloch produite par le potentiel de gravitation telle que $mg\lambda_L/(2\hbar) = 886$ Hz. La deuxième raison, est que la phase de ce phénomène périodique ne dérive pas d'une valeur discernable sur des longues périodes de temps : par exemple sur la Figure 4.19 (a) on montre la valeur moyenne de quatre balayages enregistrés sur une période de 1h. Le comportement oscillant est toujours présent. C'est qu'avec une augmentation de la profondeur du réseau, comme on le voit sur la Figure 4.19(b), on arrive à supprimer la structure. L'effet tunnel assisté dans un réseau optique vertical a été récemment démontré en utilisant des impulsions Raman contre-propageantes [105]. On assiste ici à un phénomène similaire, où l'effet tunnel se manifeste pour une excitation avec un seul

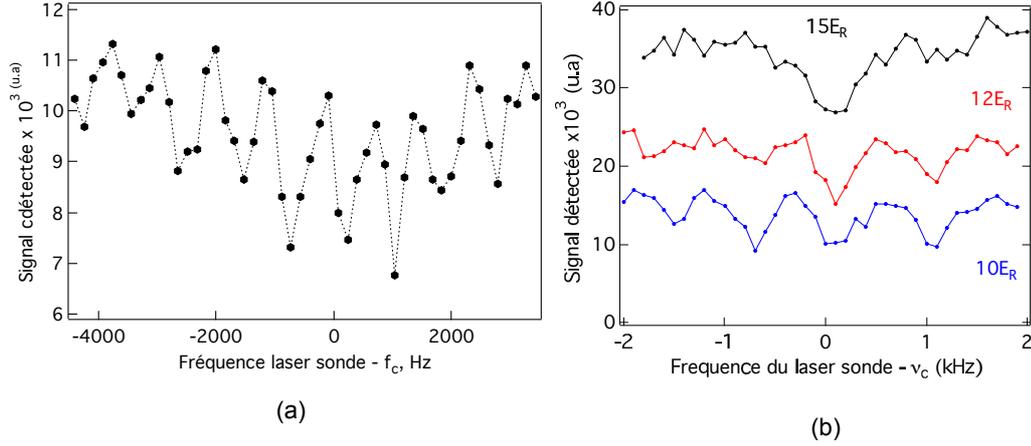


FIGURE 4.19 – (a) la moyenne de quatre balayages à haute résolution de la transition d’horloge enregistrée à des intervalles 15 minutes avec une longueur d’onde du réseau proche de 362.403 nm. (b) La suppression de la délocalisation de Wannier-Stark lorsqu’on augmente la profondeur du réseau ($\lambda = 362.403$ nm).

photon.

Conclusion

Dans ce chapitre on a montré le piégeage dans un réseau optique vertical, réalisé pour différents isotopes du mercure neutre. Nous avons aussi démontré, pour la première fois, la spectroscopie sans effet Doppler de la transition $^3P_0 \rightarrow ^1S_0$ pour l’isotope ^{199}Hg dans un réseau optique à une dimension, ainsi que la variation du déplacement lumineux en fonction de la longueur d’onde du réseau du piège pour une gamme de profondeurs ce qui nous a permis de faire la première évaluation de la longueur d’onde magique, jamais faite, de la transition $^3P_0 \rightarrow ^1S_0$ pour l’isotope ^{199}Hg . Cette valeur a été évaluée en utilisant deux méthodes. La première consiste à mesurer la fréquence absolue pour une gamme de longueur d’onde du piège et pour différentes profondeurs du réseau optique. La longueur d’onde déduite est $\lambda_m = 362 \pm 0.21$ nm. La pente du déplacement différentiel déduit à partir de ces données est de l’ordre de $-130 \text{ Hz}E_R^{-1}\text{GHz}^{-1}\text{nm}^{-1}$ (correspondant à $5 \times 10^{-17}E_R^{-1}\text{GHz}^{-1}$ en normalisant en fréquence d’horloge) et la longueur d’onde magique est de l’ordre de 362.61(0.21) nm. Ainsi on peut en déduire que la fréquence du piège dipolaire doit être contrôlée à un niveau de quelques MHz pour réduire le déplacement lumineux du premier ordre en dessous de 10^{-17} .

La deuxième méthode utilisée pour déterminer la longueur d’onde magique consiste à étudier l’asymétrie du profil de raie de la transition. La longueur d’onde ainsi déduite est de $\lambda_m = 362.44 \pm 0.25$ nm, qui est en accord avec la valeur précédente. Par ailleurs, un phénomène périodique s’est manifesté pour des profondeurs bien inférieure à $10 E_R$: nous l’attribuons à l’excitation des états excités de Wannier-Stark qui sont délocalisés sur plusieurs sites du réseau optique pour des pièges peu profonds et en absence de refroidissement supplémentaire des atomes dans le réseau.

Conclusion

L'avenir des horloges atomiques réside dans les horloges dites optiques capables d'améliorer l'exactitude et la stabilité comparées à la fontaine. Un bon compromis entre l'exactitude des horloges à ions et la stabilité des fontaines atomiques avec un grand nombre d'atomes est obtenu avec les horloges à réseau optique des atomes neutres. La réalisation de ce type d'horloge était soumise à plusieurs conditions : l'annulation du déplacement lumineux qui s'annule a priori à la longueur d'onde magique. Dans ce contexte, le mercure s'avère sans doute comme le candidat le plus prometteur vu certaines qualités intrinsèques de l'atome, notamment sa faible sensibilité au rayonnement du corps noir, ouvrant l'horizon d'une exactitude à un niveau de 10^{-18} . Le revers de médaille c'est les difficultés liées aux longueurs d'onde dans l'ultra-violet des sources laser nécessaires.

Le projet d'horloge à réseau optique de mercure de notre laboratoire LNE-SYRTE se situe dans ce contexte très compétitif et tire profit de la proposition de H. Katori formulée en 2001, visant à l'utilisation d'une longueur d'onde magique de piégeage pour annuler (au premier ordre en intensité) le déplacement lumineux de la transition. Suite au démarrage de ce projet en 2005, les développements ont été très rapides : le premier piège magnéto-optique ainsi que la première mesure de la fréquence d'horloge $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ réalisés sur un nuage atomique de mercure en chute libre qui a permis la connaissance de la fréquence de cette transition avec une incertitude de 6 kHz [16]. La faisabilité de ce concept d'horloge à réseau pour le mercure est soumise à plusieurs conditions, notamment la démonstration expérimentale de la longueur d'onde magique, ce qui est le fil conducteur de ce travail de thèse.

Les résultats expérimentaux ont été nombreux tout au long de cette thèse. Au chapitre 2 nous avons décrit le travail réalisé sur le piège magnéto-optique qui sert à la capture et refroidissement des atomes de mercure ainsi que la mise en place d'une caméra CCD ont permis l'obtention d'une caractérisation complète de notre PMO : évaluation des températures des différents isotopes présents dans le PMO, ainsi qu'une étude de la variation des dimensions du nuage atomique avec le désaccord de fréquence du laser de refroidissement. Il faut souligner que notre évaluation de température est en accord avec la température des fermions déduite antérieurement du profil de la spectroscopie effectuée sur les atomes en chute libre. D'autre part, on a montré la présence d'un refroidissement sub-Doppler pour les fermions ^{199}Hg et ^{201}Hg mais une faible dépendance de la température en fonction de l'intensité du faisceau de refroidissement représente un obstacle pour l'obtention de température plus faible que $50 \mu\text{K}$. Ce résultat est l'un des rares résultats obtenus pour un refroidissement sub-Doppler d'alcalino-terreux en utilisant une seule étape de refroidissement.

Dans le chapitre 3 on a détaillé la réalisation expérimentale tel que nous l'avons progressivement conçu du réseau optique effectuant le piégeage dipolaire des atomes de mercure. En absence de source commerciale produisant plusieurs milliwatt et accordable (l'accordabilité de cette source laser est nécessaire vu l'incertitude des valeurs établies théoriquement

pour la longueur d'onde magique), l'alternative pour nous était d'utiliser un processus non linéaire à partir d'un laser Titane-saphir. Un soin particulier a été porté dans notre montage à la cavité de surtension qui permet d'obtenir un potentiel profond et très stable du piège dipolaire.

Le chapitre 4 présente le coeur de la première évaluation expérimentale, jamais faite, de la longueur d'onde magique pour le mercure ainsi que la première spectroscopie en régime Lamb-Dicke de la transition interdite $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ de l'isotope ^{199}Hg . Plusieurs méthodes ont été utilisées pour évaluer la longueur d'onde magique : La première se base sur la mesure de la fréquence absolue de la transition d'horloge pour une gamme de longueurs d'onde du piège dipolaire et pour différentes profondeurs du réseau, la valeur expérimentale de la longueur magique établie à $\lambda_m = 362.61 \pm 0.21$ nm [106]. La deuxième méthode exploite la forme d'asymétrie de la raie pour déduire la valeur de la longueur d'onde magique, méthode utilisée pour la première fois pour la détermination de la longueur d'onde magique dans le cas de l'horloge à réseau du strontium [104]. La longueur d'onde déduite est de l'ordre de $\lambda_m = 362.44 \pm 0.25$ nm. Un phénomène périodique inattendu s'est manifesté lors de ces mesures pour des profondeurs moins que $10 E_R$ que nous attribuons à l'excitation des états de Wannier-Stark.

Perspectives

Les travaux futur consisteront dans une phase à l'amélioration de la spectroscopie en régime de Lamb-Dicke, pour atteindre des largeurs de raie étroites et améliorer la stabilité de fréquence. Il s'agira d'obtenir des largeurs de raies de quelques Hertz pour la spectroscopie en régime de Lamb-Dicke, de développer des méthodes de refroidissement des atomes dans le réseau optique, afin d'atteindre des stabilité dans la gamme des 10^{-15} à une seconde. Par ailleurs il s'agit d'améliorer progressivement l'exactitude, via des comparaisons avec les autres horloges à strontium et les fontaines du laboratoires. On vise d'atteindre rapidement une exactitude de 10^{-15} . Des études poussées des effets systématiques seront nécessaires pour atteindre les performances ultimes.

Annexe A : Variance d'Allan

La stabilité d'une horloge est souvent caractérisée par l'écart type des fluctuations de fréquences. Malheureusement, pour les fluctuations lentes de la fréquence d'horloge, on montre que la variance vraie de ces fluctuations n'existe pas [18].

Afin de remédier à ce problème D.Allan [107] a introduit un autre type de variance. Notons \bar{y}_k les valeurs moyennes successives des fluctuations relatives de fréquence, $y(t)$, sur des intervalles successifs $t \in [t_k, t_{k+1}]$ de durée τ :

$$\bar{y}_k = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_{k+1}} y(t) dt \quad (4.3)$$

La variance classique n'est pas un moyen pertinent pour caractériser les fluctuations de fréquence d'un oscillateur. Elle diverge pour certains types de bruit. La variance d'Allan est la méthode statistique la plus utilisée pour analyser ces fluctuations de fréquence. Cette variance est la variance d'Allan $\sigma_y^2(\tau)$ est définie comme :

$$\sigma_y^2 = \frac{1}{2} (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2 \quad (4.4)$$

$$= \lim_{n \rightarrow +\infty} \left(\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2 \right); \quad (4.5)$$

$$(4.6)$$

c'est à dire que c'est, à un facteur 2 près, la variance vraie des fluctuations des différences entre échantillons successifs \bar{y}_k et \bar{y}_{k+1} . Pour rendre compte de tous types de bruit pouvant perturber un oscillateur réel, on utilise très souvent un modèle de bruit en lois de puissance. On considère alors que la densité spectrale $S_y(f)$ peut être la somme de cinq types de bruits indépendants correspond à une loi de puissance différente :

$$S_y(f) = \sum_{\alpha=-2}^2 h_\alpha f^\alpha \quad (4.7)$$

où α est un entier. Cette variance peut aussi s'exprimer de manière équivalente en fonction de la densité spectrale $S_y(f)$ de la variable $y(t)$ comme :

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^0 S_y(f) H(f)^2 df \quad (4.8)$$

où $H(f)$ est la fonction de transfert du détecteur. La dépendance en fréquence f^α permet de traduire cette dépendance en terme de variance d'Allan avec τ en tant que $\sigma_y^2(\tau)$. La courbe $\sigma_y(\tau)$ en échelle log-log, est linéaire par morceaux, et la pente de chaque morceau

est caractéristique d'une puissance α . Dans la Figure 4.20, on résume les différents types de bruits. Dans les fontaines atomiques pour $\tau < 10^5$ s, les fluctuations des \bar{y}_k ne sont pas corrélées. Il s'agit donc de bruit blanc de fréquence, qui se traduit par une décroissance en $\tau^{-1/2}$ sur le graphe précédent.

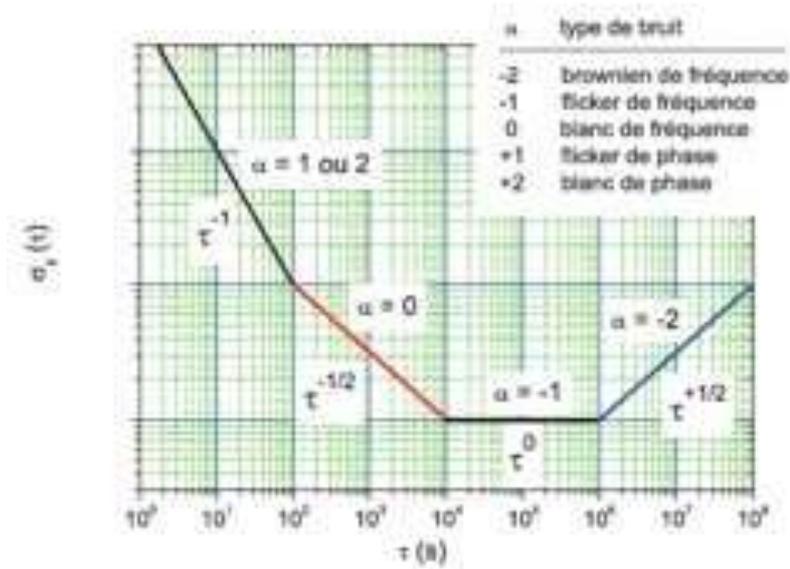


FIGURE 4.20 – Variation caractéristique de l'écart-type d'Allan en fonction du type de bruit.

Annexe B : Les peignes de fréquences

Afin d'effectuer la mesure d'une valeur de la fréquence d'une transition d'horloge, il est nécessaire de relier la valeur de cette fréquence à la définition de la seconde référencée à l'atome de césium. Comparer une transition optique comme dans notre cas avec une fréquence micro-onde s'avère une tâche très difficile. En effet avant l'avènement des peignes de fréquences à la fin des années 1990, cette comparaison devait passer par une chaîne de génération d'harmoniques pour combler les 5 ordres de grandeur entre les fréquences [108, 109, 110]. Ted Hänsch proposa à la fin de l'année 1990, d'utiliser des lasers femtosecondes d'impulsions ultra-courtes présentant dans le domaine de fréquences un spectre de modes équidistants [23, 111]. Grâce à la large courbe de gain du Titane-saphir il est possible de créer une règle dans l'espace des fréquences qui est capable de couvrir une octave dans le domaine optique. En référençant les graduations de cette règle sur une référence fournie par les fontaines atomiques, on établit un moyen direct pour établir un lien entre fréquence optique et fréquence micro-onde.

Les sources qui sont aujourd'hui très utilisées pour générer des peignes de fréquences sont les lasers à modes verrouillés en phase. Ces lasers permettent de générer des impulsions ultra-courtes d'une durée de plusieurs femtosecondes. Hormis une plus grande simplicité de mise en oeuvre, l'atout de ces sources par rapport aux précédentes est une étendue spectrale beaucoup plus grande permettant de générer typiquement des peignes de fréquences constitués de millions de dents. L'une des premières sources à modes verrouillés en phase à avoir été utilisée comme peigne de fréquences est le laser Ti :Saphir. Durant les campagnes de mesures de la spectroscopie de la transition d'horloge de l'atome de mercure a été réalisée initialement à partir de laser Titane-Saphir pompé par un Verdi 10W. Mais récemment une nouvelle approche pour réaliser des mesures de fréquence avec un laser à fibre [112] qui présente beaucoup d'avantages en terme de fonctionnement et en durée de vie et nettement moins cher.

La connaissance de la position exacte de chaque dent de fréquence dans le spectre de fréquence du peigne de fréquences passe par la détermination et le contrôle des paramètres f_{rep} et f_0 . La génération d'un peigne de fréquence est obtenue à l'aide d'un laser femtoseconde à modes bloqués. En supposant que les $N=2n+1$ modes longitudinaux cohérents en phase, de même amplitude E_0 et de fréquence centrale f_c oscillent simultanément dans la cavité laser (dont l'intervalle spectral libre est f_r), le champ électrique s'écrit sous la forme :

$$E(t) = \sum E_k \cos[2\pi(f_c + k f_r)t] \quad (4.9)$$

Les N modes interfèrent constructivement pour délivrer un pulse de durée de l'ordre de $\Delta T = 1/N f_r$. Dans le domaine fréquentiel, deux modes successifs sont espacés de f_r , et la fréquence du mode n peut s'écrire sous la forme :

$$f_n = n f_r + f_0 \quad (4.10)$$

où f_0 est le décalage de fréquence à l'origine. Ce décalage de fréquence provient du fait que la vitesse de phase alors que l'enveloppe se déplace à la vitesse de groupe. Cette différence correspond à une différence de phase $\Delta\varphi$. La fréquence offset est telle que $f_0 = \frac{\Delta\phi}{2\pi} f_r$. Afin d'éviter la dispersion issue de la différence de vitesse de propagation entre tous les modes, il faut introduire un mécanisme permettant de compenser cet effet. En utilisant des miroirs à dispersion négative dans la cavité laser dans notre laser femtoseconde on arrive à le compenser.

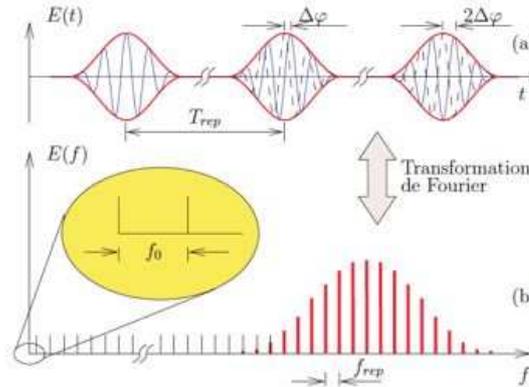


FIGURE 4.21 – Profil de $E(t)$ en fonction du temps : la porteuse correspondant à la fréquence centrale du laser, est représentée en bleu, l'enveloppe est représentée en rouge. Chaque impulsion est séparée d'un temps $T=1/f_{rep}$. Le déphasage $\Delta\varphi$ entre la porteuse et l'enveloppe vient du fait que, à l'intérieur du laser $v_g = v_\varphi$. (b) Peigne de fréquence du laser correspondant à la transformée de Fourier du champ $E(t)$. Les pics en rouge sont les signaux physiquement présents dans le peigne, les pics en noir sont l'extrapolation aux basses fréquences nécessaire pour mettre en évidence l'offset f_0 . Les dents du peigne sont espacés de f_r , la dent n du peigne a une fréquence $f_n = n f_r + f_0$. La figure est prise de [113].

La technique de verrouillage permet de favoriser le mode impulsionnel par rapport au mode continu. Dans le cas de notre Ti-Saphir on utilise l'effet Kerr. A ce stade là le spectre couvert par le laser impulsionnel est de l'ordre de quelques nm. Pour couvrir une octave pour référencer le peigne de fréquence, on couple le laser dans une fibre à cristal photonique qui permet d'élargir le spectre en créant dans la fibre des processus non linéaires. A la sortie de la fibre, le spectre du laser couvre une octave entre 500 nm et 1100 nm dans le cas de notre laser femtoseconde.

Afin d'effectuer des mesures absolues de fréquence, il faut raccorder les deux fréquences qui servent à définir la fréquence du mode du peigne c'est à dire f_{rep} et f_0 à une référence de fréquence, délivrée au LNE-SYRTE par l'ensemble FO1, FO2 et FOM. Pour asservir f_{rep} une partie du faisceau laser est filtré pour récupérer une unique composante $n f_r$ (pour les mesures de mercure $n=12$). Ce mode est mélangé avec un signal micro-onde produit à 1 GHz délivré par l'oscillateur cryogénique à résonateur en saphir. L'oscillateur est asservi aux temps longs sur un maser à hydrogène, afin qu'il serve comme oscillateur ultra-stable pour les fontaines atomique du SYRTE. Le signal d'erreur généré après le mélange des deux signaux permet d'asservir la longueur de la cavité du laser femtoseconde et donc d'asservir la fréquence de répétition f_r .

Afin de mesurer la fréquence de décalage f_0 il y a une technique d'auto-référence couramment utilisée qui consiste à considérer un ensemble de modes séparés d'une octave, de part et d'autre du spectre. Leurs fréquences sont respectivement $f_n = F_0 + n f_r$ et

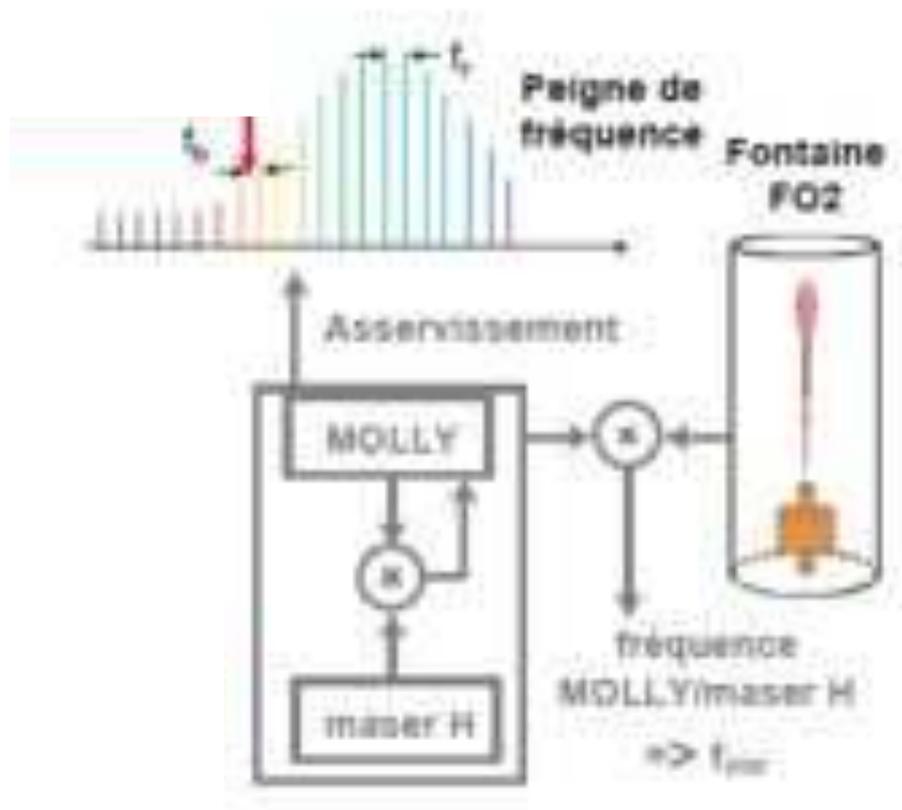


FIGURE 4.22 – Connexion à une référence de fréquence pour servir la fréquence du mode du peigne de fréquence.

$f_{2n} = f_0 + 2nf_r$. Le mode $2f_n$ est séparé puis doublé à l'aide d'un cristal non linéaire de BBO ou KTP. On réalise ensuite un battement de ce faisceau doublé avec le mode f_{2n} qui donne la fréquence f_0 .

Bibliographie

- [1] J.Guena et al. Demonstration of a dual alkali rb/cs fountain clock. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 57, 647-653, 2010.
- [2] Guinot.B et al. Atomic time-keeping from 1955 to the present. *Metrologia*, 42(3),S20-S30, 2005.
- [3] R.Srianand et al. Limits on the time variation of the electromagnetic fine-structure constant in the low energy limit from absorption lines in the spectra of distant quasars. *Phys.Rev.Lett*, 92(12) : 121302, 2004.
- [4] J.Webb et al. Futher evidence for cosmological evolution of the fine structure constante. *Phys.Rev.Lett*, 87(9) : 091301, 2001.
- [5] E.Reinhold et al. Indication of a cosmological variation of the proton-electron mass ratio based on laboratory measurement and re-analysis of H₂ spectra. *Phys.Rev.Lett*, 96,151101, 2006.
- [6] C.Schwob, L.Jozefowski, B.de Bauvoir, L.Helico, F.Nez, L.Julien, F.Biraben, O.Acef, and A.Clairon. Optical frequency measurement of the. *Journal of Physics :Conference Series*, 154,012016, 2009.
- [7] Ma.L.S et al. Optical frequency synthesis and comparison with uncertainty at the 10⁻¹⁹ level. *Science*, 303,1843-1845, 2004.
- [8] P.Laurent et al. Design of the cold atom pharao space clock and initial test results. *Appl.Phys.B*, 95(4) :683-690, 2006.
- [9] L.Duchayne et al. Requirements on orbitography for space clocks missions. *Proc.2007 of EFTF-IEEE-FCS*, Geneva, 2007.
- [10] L.Cacciapuoti and Salomon. Space clocks and fundamental tests : the aces experiment. *Eur.Phys.J.Spec.Top*, 172,57-68, 2009.
- [11] O.Lopez, A.Amy-klein, M.Lours, C.Chardonnet, and G.Santarelli. High-resolution microwave frequency dissemination on an 86-km urban optical link. *Appl.Phys.B*, 98 :723-727, 2010.
- [12] G.Marra, R.Slavik, H.S.Margolis, S.N.Lea, P.Petropoulos, D.J.Richardson, and P.Gill. High-resolution microwave frequency transfer over a 86-km-long optical fiber network using a mode-locked laser. *Opt.Lett*, 36,511-513, 2011.
- [13] N. R. Newbury, P. A. Williams, and W. C. Swann. Coherent transfer of an optical carrier over 251 km. *Opt.Lett*, 32,3056-3058, 2007.
- [14] F.Keffelian, O.Lopez, H.Jiang, C.Chardonnet, A.Amy-Klein, and G.Santarelli. High-resolution optical frequency dissemination on a telecommunications network with traffic. *Opt.Lett*, 34,1573-1575, 2009.

- [15] M.Tröbs et al. Lasers for lisa : overview and phase characteristics. *Journal of Physics : Conference Series*, 154,012016, 2009.
- [16] M.Petersen. Laser-cooling of neutral mercury and laser spectroscopy of the $1s_0 - 3p_0$ optical clock transition. *Thèse de doctorat*, Université Pierre et Marie Curie Paris VI, 2009.
- [17] H.Katori. Spectroscopy of strontium atoms in the lamb-dicke confinement. In P.Gill, editor, Sixth Symposium on frequency standards and metrology, Singapore, 2002.
- [18] J. Vanier and C. ouin. The quantum physics of atomic frequency standards. *Adam Hilger*, Bristol and Philadelphia, 1989.
- [19] L.Essen and J.V.L.Parry. An improved cesium frequency and time standard. *Nature*, 184 (1791), 1959.
- [20] T.Hänsch and al. Cooling of gases by laser radiation. *Optics Communications*, 13, 68-69, 2004.
- [21] S.Bize et al. Advances in ^{133}Cs fountains. *C.R.Physique*, 5, 829, 2004.
- [22] S.Bize et al. Cold atom clocks and applications. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 38, p449-p468, 2005.
- [23] R.Holzwarth et al. Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy. *Phys.Rev.Lett*, 85(11) :2264-2267, Sep 2000.
- [24] P.Wolfgang et al. Electromagnetic traps for charged and neutral particules. *Rev.Mod.Phys*, 62(3) :531-540, 1990.
- [25] H.G.Dehmelt et al. Radio-frequency spectroscopy of stored ions : storage. *Advances in Atomic and Molecular Physics*, 3 :53-72, 1967.
- [26] P.T.H.Fisk et al. Trapped-ion and trapped-atom microwave frequency standards. *Rep.Prog.Phys*, 60 :761-817, 1997.
- [27] C.Lisowski et al. Dark resonances as a probe for the motional state of a single ion. *Appl.Phys.B*, 8 :5-12, 2005.
- [28] M. Eichenseer et al. Towards an indium single-ion optical frequency standard. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 36,553-559, 2003.
- [29] C.W.Chou et al. Frequency comparison of two high-accuracy Al^+ optical clocks. *Phys.Rev.Lett*, 104, 070802, 2010.
- [30] S.Diddams et al. An optical clock based on a single trapped $^{199}\text{Hg}^+$ ion. *Science*, 293, 825-828, 2001.
- [31] S.Webster, R.Godun, S.King, G.Hung, B.Walton, V.Tsaturian, H.Margolis, S.Lea, and P.Gill. Frequency measurement of the $S_{1/2}D_{3/2}$ electric quadrupole transition in a single $^{171}\text{Yb}^+$ ion. *arXiv*, 1111.2446, 10 nov 2011.
- [32] H.Margolis and al. An optical clock based on a single trapped $^{88}\text{Sr}^+$ ion. *Proceedings of the 7 th Symposium Frequency Standards and Metrology*, 241-249, 2009.
- [33] M.Chwalla et al. Absolute frequency measurement of the $^{40}\text{Ca}^+ 4s2s_{1/2} - 3d2d_{5/2}$ clock transition. *Phys.Rev.Lett*, 102,023002, 2009.
- [34] N. Huntemann, M. Okhapkin, B. Lipphardt, S. Weyers, Chr. Tamm, and E. Peik. High-accuracy optical clock based on the octupole transition in $^{171}\text{Yb}^+$. *Phys. Rev. Lett.*, 108(9) :090801, 2012.

- [35] N.Huntemann, M.Okhapkin, B.Lipphardt, S.Weyers, Chr.Tamm, and E.Peik. High-accuracy optical clock based on the octupole transition in $^{171}\text{Yb}^+$. *arXiv*, 1111.2446, 10 nov 2011.
- [36] D.Engelke and C.Tamm. Dark times in the resonance fluorescence of trapped ^{171}Yb caused by spontaneous quantum jumps to the $^2d_{3/2}(f=2)$ state. *Europhys.Lett*, 33 :347, 1996.
- [37] E.A.Webster, P.Roberts, G.P.Barwood, and P.Gill. Kilohertz resolution spectroscopy of the $^2S_{1/2} - ^1F_{7/2}$ electric octupole transition in a single $^{171}\text{Yb}^+$ ion. *Phys.Rev.A*, 65 :(05)052501, 2002.
- [38] U.Tanaka et al. The $^{199}\text{Hg}^+$ single ion optical clock : progress. *J.Phys.BAt.Mol.Opt.Phys*, 36 :545, 2003.
- [39] R.J.Rafac et al. Sub-dekahertz ultraviolet spectroscopy of $^{199}\text{Hg}^+$. *Phys.Rev.Lett*, 85 :2462, 2000.
- [40] Th.Udem et al. Absolute frequency measurements of the Hg^+ and ca otical clock transition with a femtosecond laser. *Phys.Rev.Lett.*, 86 :4996, 2001.
- [41] H.S.Margolis et al. Hertz-level measurement of the optical dark frequency in a single $^{88}\text{Sr}^+$ ion. *Science*, 306 :1355, 2004.
- [42] A.A.Madej et al. Absolute frequency of the $^{88}\text{Sr } 5s^2s^{1/2} - 4d^2D^{5/2}$ reference transition at 445 THz and evaluation of systematic shifts. *Phys.Rev.A*, 456, 2004.
- [43] J.von.Zanthier et al. Absolute frequency measurement of the In^+ clock transition with a mode-locked laser. *Opt.Lett.*, 25 :1729, 2000.
- [44] C.Champenois, M.Houssin, C.Lisowski, M.Knoop, G.Hagel, M.Vedel, and F.Vedel. Evaluation of the ultimate performances of a Ca^+ single-ion frequency standard. *Phys.Rev.A*, 33,298-311, 2004.
- [45] T.Rosenband et al. Frequency ratio of Al^+ and Hg^+ single-ion optical clocks ; metrology at the 17th decimal place. *Science*, 319,1808-181, 2008.
- [46] A.Heidmann, C.Salomon, A.Aspect, J.Dalibard, and C.Cohen-Tannoudji. Cooling atoms with stimulated emission. *Phys.Rev.Lett*, 57(14) : 1688-1691, 1986.
- [47] S.Chu, J.E.Bjorkholm, A.Ashkin, and A.Cable. Experimental observation of optically trapped atoms. *Physical.Review Letters*, 70(3) : 314-317, 1986.
- [48] H. Katori and M.Takamoto. Ultrastable optical clock with neutral atoms in an engineered light shift trap. *Phys.Rev.Lett*, 91(17) : 173005-(1)-173005-(4), 2003.
- [49] H. Katori et al. Optimal design of dipole potentials for efficient loading of sr atoms. *Journal of the Physical Society of Japan*, 68 :8, 2479-2482, 1999.
- [50] H. Hachisu, K. Miyagishi, S. G. Porsev, A. Derevianko, V. D. Ovsiannikov, V. G. Pal'chikov, M. Takamoto, and H. Katori. Trapping of neutral mercury atoms and prospects for optical lattice clocks. *Phys. Rev.Lett*, 053001, 2008.
- [51] A. Ye and G. Wang. Dipole polarizabilities of $ns^2\ ^1S_0$ and $nsnp\ ^3P_0$ states and relevant magic wavelengths of group-iiib atoms. *Phys.Rev.A*, 78,014502, 2008.
- [52] V.D.Ovsiannikov et al. Polarisation and dispersion properties of light shifts in ultrastable optical frequency standards. *Quantum Electronics*, 36(1) :3, 2006.
- [53] P. Lemonde and P. Wolf. Optical lattice clock with atoms confined in a shallow trap. *Phys. Rev. B*, 72,033409, 2005.

- [54] M.Glück, A.R.Kolovsky, and H.J.Korsch. Wannier-stark resonances in optical and semiconductor superlattice. *Phys.Rev.E*, 366(3) :103-182, 2002.
- [55] B.Diu C.Cohen-Tannoudji and F.Laloe. Mécanique quantique. *Quantum Electronics*, Hermann, 1973.
- [56] T.Hong et al. Observation of the $^1s_0 - ^3p_0$ transition in an atomic ytterbium for optical clock and qubit arrays. *Opt.Lett.*, 30(19) :2644, 2005.
- [57] et al F.Levi. Lattice yb optical clock and cryogenic cs fountain at inrim. *7th Symposium on Frequency Standards and Metrology*, Pacific Grove, 2009.
- [58] St.Falke et al. The ^{87}Sr optical frequency standard at ptb. *Metrologia*, 48,399, 2011.
- [59] C.Abou-Jaoudeh et al. A compact source of ultracold ytterbium for an optical lattice clock. *FCS, 2009*, Joint with the 22nd EFTF, 2009.
- [60] M.Bigeon et al. Probabilité de transition de la raie $6^1S_0 - 6^3P_0$ du mercure. *Le journal de physique*, 28 :51, 1962.
- [61] E.J.Angstmann et al. Frequency shift of hyperfine transition due to blackbody radiation. *Phys.Rev.A*, 74, 023405, 2006.
- [62] T.Damour et al. The string dilation and a least coupling principle. *Nuclear.Physics.B*, 423,532-558, 1994.
- [63] J.Prestage et al. Atomic clocks and variations of the fine structure. *Phys.Rev.Lett*, 74, 3511-3514, 1995.
- [64] H.Marion et al. Search of variations of fundamental constants using atomic fountain clocks. *Phys.Rev.Lett*, 90,150801, 2003.
- [65] T.M.Fortier et al. Precision atomic spectroscopy for improved limits on variation of the fine structure constant and local position invariance. *Phys.Rev.Lett*, 98,070801, 2007.
- [66] E.Peik, B.Lipphardt, H.Schnatz, T.Schneider, and Chr.Tamm. Limit on the present temporal variation of the fine structure constant. *Phys.Rev.Lett*, 93,170801, 2004.
- [67] S.Blatt et al. New limits on coupling of fundamental constants to gravity using ^{87}Sr optical lattice clocks. *Phys.Rev.Lett*, 100,140801, 2008.
- [68] E.J.Angstmann et al. Relativistic effects in two valence-electron atoms and ions and search for variation of the fine-structure constant. *Phys.Rev.A*, 70, 014102, 2004.
- [69] C. Oates, F. Bondu, R. Fox, and L. Hollberg. A diode-laser optical frequency standard based on laser-cooled ca atoms : Sub-kilohertz spectroscopy by optical shelving detection. *Eur.Phys.J.D*, 7,449, 1999.
- [70] X.Xu, T.H.Loftus, M.J.Smith, J.L.Hall, A.Gallagher, and J.Ye. Dynamics in a two-level atom magneto-optical trap. *Phys.Rev.A*, 66,011401, 2002.
- [71] X.Xu, T.Loftus, J.Dunn, C.Greene, J.Hall, A.Gallagher, and J.Ye. Single-stage sub-doppler cooling of alkaline earth atoms. *Phys.Rev.Lett*, 90,193002, 2003.
- [72] R.Maruyama, R.H.Wynar, M.V.Romalis, A.Andalkar, M.D.Swallows, C.E.Pearson, and E. N.Fortson. Investigation of sub-doppler cooling in an ytterbium magneto-optical trap. *Phys.Rev.A*, 68, 011403, 2003.
- [73] Harold.J.Metcalf and Peter Van der Straten. Laser cooling and trapping. *Springer*, 98-55408, 1999.

- [74] P.D.Lett, W.D.Phillips, S.L.Rolston, C.E.Tanner, R.N.Watts, and C.I.Westbrook. Optical molasses. *J.Opt.Soc.Am.B*, 11,pp.2084-2107, 1989.
- [75] S.Chu, L.Hollberg, J.Bjorkholm, A.Cable, and A.Ashkin. Three dimensional viscous confinement and cooling of atoms by radiation pressure. *Phys.Rev Lett*, 55(1) :48-51, 1985.
- [76] J.Dalibard and C.Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the doppler limit by polarization gradient : simple theoretical models. *Vol.6, No.1.J.Opt.Soc.Am.B*, 1989.
- [77] P.J.Ungar, D.S.Weiss, and S. Chu. Optical molasses and multilevel atoms : Theory. *J.Opt.Soc.Am. B*, 6(11) :2058-2071, 1989.
- [78] E.L.Raab et al. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys.Rev.Lett*, 57,2631-2634, 1987.
- [79] D.W.Sesko et al. Behavior of neutral atoms in a spontaneous force trap. *J. Opt. Soc.Am.B*, 8, 946, 1991.
- [80] F.Y.Loo, A.Brusch, S.Sauge, M.Allegri, E.Arimondo, N.Andersen, and J.W.Thomsen. Investigations of a two-level atom in a magneto-optical trap using magnesium. *Phys.Rev.A*, 66,011401, 2002.
- [81] T.Kelliner, F.Heine, and G.Huberl. determination des coefficient de. *Appl.Phys.B*, 65, 1997.
- [82] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, and D. N. Nikogosyan. *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*. Springer, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010.
- [83] G. P. Banfi, R. Danielius, A. Piskarskas, P. Di Trapani, P. Foggi, and R. Righini. coefficient de sellmeier. *Opt.Lett*, 18, 1993.
- [84] R.C.Eckardt, H. Masuda, Y. X. Fan, and R. L. Byer. Absolute and relative nonlinear optical coefficient of KDP, KD*P, BaB2O4, LiIO3, MgO :LiNbO3, and KTP measured by phase-matched second-harmonic generation. *IEEE J. Quantum Electron*, 26, 1990.
- [85] Warren Nagourney. *Quantum Electronics for Atomic Physics*. Oxford, Oxford GraduateTexts Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1991.
- [86] G.D.Boyd and D.A.Kleinman. Theory of second harmonic generation of ligh. *J.Appl.Phys*, 39, 3597, 1968.
- [87] A.Ashkin, G.D.Boyd, and J.M.Dziedzic. Resonant optical second harmonic generation and mixing. *IEEE J. Quantum Electron*, 2, 1966.
- [88] M.Brieger, H. Busener, A. Hese, F.V. Moers, and A. Renn. Enhancement of single-frequency shg in a passive ring resonator. *Opt.Commun*, 38, 1981.
- [89] JG.D.Boyd and D.A.Kleinman. Parametric interaction of focused gaussian light beams. *J.Appl.Phys*, 39, 1968.
- [90] Y. Asakawa, H. Kumaga, K. Midorikawa, and M. Obara. 50 frequency doubling efficiency of 1.2-w cw ti :sapphire laser at 764 nm. *Optics communications*, 217, 2003.
- [91] Savard.T.A, OHara.K.M., and Thomas J.E. Laser-noise-induced heating in far off resonance optical traps. *Phys. Rev. A*, 56, 1997.
- [92] S. Mejri and al. Towards an optical lattice clock based on mercury : loading of a dipole trap. *EFTF proceedings*, 2010, ESA Noordwijk.

- [93] Martina Knoop. Mesures de frequences et stabilisation en frequence. *AER*, 2010.
- [94] A.Brusch et al. Hyperpolarizability effects in a sr optical lattice clock. *Phys.Rev.Lett*, 96, 103003, 2006.
- [95] B.C.Young, F.C.Cruz, W.M.Itano, and J.C.Bergquist. Visible lasers with subhertz linewidths. *Phys. Rev. Lett.* 82, 3799-3802, 1999.
- [96] S.A.Webster, M.Oxborrow, and P.Gill. Subhertz-linewidth nd :yag laser. *Opt.Lett*, 29,pp.1497-1499, 2004.
- [97] Stoehr.H, Mensing F, Helmcke.J, and Sterr.U. Diode laser with 1hz linewidth. *Opt.Lett*, 215 ;31(6) :736-8, 2006.
- [98] R.W.P.Drever, J.L.Hall, F.V.Kowalski, J.Hough, G.M.Ford, A.J.Munley, and H.Ward. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Appl.Phys.B*, 31,97-105, 1983.
- [99] S.T.Dawkins et al. An ultra-stable referenced interrogation system in the deep ultra-violet for a mercury optical lattice clock. *Appl.Phys.B*, 99,41, 2010.
- [100] J.Millo et al. Ultrastable lasers based on vibration insensitive cavities. *Phys.Rev.A*, 79, 053829, 2009.
- [101] K.Burns and K.B.Adams. Energy levels and wavelengths of the isotopes of mercury-199 and-200. *Journal of the optical society of America*, 42, 1952.
- [102] P.Kubina. et al. Long term comparaison of two fiber-based frequency comb systems. *Opt.Express*, 13, 904-909, 2005.
- [103] M.Safronova. magique wavelength for mercury. *Private communication*, 2010.
- [104] M.Takamoto and H.Katori. Spectroscopy of the $1s_0-3p_0$ clock transition of 87sr in an optical lattice. *Phys. Rev. Lett*, 2003.
- [105] Q.Beaufils et al. Laser controlled tunnelling in a vertical optical lattice. *Phys.Rev.Lett.* 106,213002, 2011.
- [106] L.Yi, S.Mejri, J.McFerran, Y.Le Coq, and S.Bize. Optical lattice trapping of ^{199}Hg and determination of the magic wavelength for the ultraviolet $^1S_0 - ^3P_0$ clock transition. *Phys.Rev.Lett*, 106,073005, 2011.
- [107] D.Allan. Time and frequency (time-domain) characterization, estimation, and prediction of precision clocks and oscillators. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. UFFC, vol. UFFC-34, no. 6, pp. 647 – 54, 1987.
- [108] D.Jennings, C.Pollock, F.Petersen, R.Drullinger, K.Evenson, J.Wells, J.Hall, and H.Layer. Direct frequency-measurement of the I_2 -stabilized he-ne 473 thz (633 nm) laser. *Phys.Rev.D*, 8(3) :136, 1983.
- [109] H. Schnatz, B. Lipphardt, J. Helmcke, F. Riehle, and G. Zinner. First phase-coherent measurement of visible radiation. *Phys.Rev.Lett*, 76 :18, 1996.
- [110] D. Touahri, O. Acef, A. Clairon, J.-J. Zondy, R. Felder, L. Hilico and B. de Beauvoir, F. Nez, and F. Biraben. Frequency measurement of the $5S_{1/2}(f = 3) - 5D_{5/2}(f = 5)$ two-photon transition in rubidium. *Opt.Comm.*, 133 :471, 1997.
- [111] D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, and S. T. Cundiff. Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis. *Science*, 288 :635, 2000.

- [112] F.Adler, K.Moutzouris, A.Leitenstorfer, H.Schnatz, G. Grosche B.Lipphardt, and F. Tauser. Phase-locked two-branch erbium-doped fiber laser system for long term precision measurements of optical frequencies. *Opt.Exp*, 12(24), 2004.
- [113] Daniele Rovera. Impulsion lumineuses ultra-courtes pour la métrologie de fréquences. *Images de la physique : Publications CNRS*, 2005.