

THÈSE

présentée à

L'UFR DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DE L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

pour obtenir le

GRADE DE DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ
spécialité Sciences Pour l'Ingénieur

CONTRIBUTIONS AU DÉVELOPPEMENT D'UNE MICROHORLOGE CPT : ETUDE DES MICROCELLULES À VAPEUR DE CESIUM

par

Adel DOUABI

Soutenue le 20 Mai 2009 devant la Commission d'Examen :

Président

B. DULMET

Professeur, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique
et des Microtechniques, Besançon

Rapporteurs

N. DIMARCQ

DR2, Directeur du SYRTE, Systèmes de Référence Temps Espace,
Observatoire de Paris

Examineurs

P. SIGNORET

HDR, Université Montpellier II, Montpellier

C. GORECKI

DR2, Institut FEMTO-ST, Besançon

V. HERMANN

Ingénieur R&D, Thales Electron Devices, Vélizy

M. PORTIER

Architecte fonction guidage-navigation au Centre d'Expertise
Parisien de la DGA, Bagneux

Directeur de thèse

V. GIORDANO

DR2, Institut FEMTO-ST, Besançon

Remerciements

Je tiens à exprimer ma reconnaissance envers monsieur Bernard Cretin, ancien directeur du LPMO, de m'avoir accueilli au sein du département.

J'ai eu la chance de travailler sous la direction de Monsieur V. Giordano qui m'a fait profiter, avec amitié, de sa grande compétence tant sur le plan expérimental que théorique. Je suis heureux de pouvoir lui exprimer toute ma gratitude.

Je remercie l'ensemble du Jury : Le président Bernard Dulmet, Les rapporteurs de mon travail, Noël Dimarcq et Philippe Signoret, Les examinateurs Bruno Desruelle, Christophe Gorecki et Virgile Hermann. Je remercie Monsieur Y. Dziuban de l'université de Wroclaw, L. Nieradko et J. Thevenet pour leurs participations et leurs implications à ce projet.

Je remercie Remo Jiust du département LOPMD pour son appui théorique indispensable et pour ses conseils judicieux.

Mes remerciements vont également à Stéphane Guérandel du Laboratoire national de métrologie et d'essais - SYRTE, qui a assuré avec compétence, l'obtention des premiers résultats expérimentaux.

Je tiens à remercier Cyrus Rocher pour la réalisation des montages électroniques.

Je remercie également tous les membres de l'équipe Temps - Fréquence qui m'ont accueilli dans un climat amical.

Merci à E. Breschi du Laboratoire Temps - Fréquence de Neuchatel pour ses conseils efficaces lors de la mise au point du banc optique.

Un merci global à l'ensemble des personnes des deux départements LPMO et LCEP pour leurs sympathie.

Enfin, un grand merci à mes chers parents, Cherif, Fatiha qui n'ont jamais cessé de me soutenir et de m'encourager à aller toujours plus de l'avant sans oublier mes deux soeurs, Farah, Soumia et mon frère, Fouad l'éclipsé.

Je remercie ma chère Wided pour sa patience, son aide précieuse dans la rédaction et qui a su me conforter lorsqu'elle m'a rejoint dans ce difficile mais néanmoins formidable challenge.

*N'essayez pas d'être un homme
qui a du succès. Essayez d'être
un homme qui a des valeurs.*

Albert Einstein

Table des matières

1	Etat de l'art	5
1.1	Applications actuelles des horloges atomiques	5
1.2	Principe de l'horloge atomique passive	8
1.3	Structures atomiques	10
1.3.1	L'atome de césium	11
1.3.2	Effet Zeeman	12
1.3.3	Transition d'horloge	12
1.3.4	Transitions optiques	13
1.3.5	Piègeage Cohérent de Populations (Coherent Population Trapping CPT)	14
1.3.6	Largeur de raie atomique ultime	16
1.4	Effet Doppler	17
1.5	Quelques types d'horloges atomiques	18
1.5.1	Horloge à jet de césium	18
1.5.2	Horloge à atomes froids	19
1.5.3	Horloge à Rubidium	20
1.5.4	Horloge atomique miniature	22
1.5.5	Performances des différentes horloges	26
1.6	Conclusion	27
2	Théorie des transitions atomiques	29

Introduction	29
2.1 Densité atomique dans la cellule et largeur Doppler	29
2.2 Absorption linéaire	31
2.2.1 Description des expériences	31
2.2.2 Modèle de l'absorption linéaire	32
2.2.3 Définition du taux de transition W	33
2.2.4 Définition de l'intensité de saturation	36
2.2.5 Coefficient d'absorption	38
2.3 Théorie des transitions atomiques	41
2.3.1 Système idéal à trois niveaux	41
2.3.1.1 L'interaction entre les champs laser et la vapeur atomique . .	42
2.3.1.2 Evolution de la matrice densité	43
2.3.2 Système à trois niveaux avec une diode laser modulée	44
2.4 Evaluation de la stabilité de fréquence à court terme d'une microhorloge CPT .	48
2.4.1 Amplitude du signal CPT pour un système réel	48
2.4.2 Largeur de raie	50
2.4.2.1 Cellule sans gaz tampon	50
2.4.2.2 Cellule avec gaz tampon	51
2.4.2.3 Collisions Cs-Cs	52
2.4.2.4 Elargissement par effet de puissance	54
2.4.2.5 Largeur de raie totale	54
2.4.3 Bruit associé à la détection	56
2.4.4 Stabilité de fréquence à court terme	60
2.5 Déplacements de fréquence et stabilité à long terme	61
2.5.1 Déplacement dû au gaz tampon	61

TABLE DES MATIÈRES

3 Technologies	65
Introduction	65
3.1 Les techniques de fabrication des microcellules	66
3.1.1 Les différents types de cellules	66
3.1.2 La gravure DRIE	68
3.1.3 Gravure Ultrason	74
3.1.4 La soudure anodique	77
3.2 Remplissage des microcellules	79
3.2.1 Méthode du NIST	79
3.2.2 Technique de notre laboratoire	81
3.3 Caractérisation optique des microcellules	88
3.3.1 Montage de la microcellule en thermostat	89
3.3.2 Description du montage d'absorption linéaire	90
3.3.3 Optimisation de la procédure d'activation	92
3.3.4 Régime de pression de vapeur saturante	103
3.3.5 Vieillissement de la microcellule	104
3.3.6 Amplitudes et largeur	105
3.3.7 Absorption linéaire en présence du gaz tampon	105
3.3.8 Absorption saturée	109
4 Composants optoélectroniques associés	113
Introduction	113
4.1 Sources lasers	113
4.2 Diode laser Fabry-Perot	114
4.3 DBR Yokogawa	116
4.3.1 Fonctionnement monomode	116
4.3.2 Largeur de raie	116

4.3.3	Puissance et longueur d'onde	117
4.4	Laser à Cavité Externe - SYRTE	117
4.5	Laser � Cavité Verticale émettant par la Surface-AVALON Photonics	119
4.5.1	Puissance émise et accordabilité	120
4.5.2	Divergence du faisceau	121
4.5.3	Polarisation du faisceau	122
4.5.4	Caractérisation spectrale de l'émission	123
4.5.5	Accordabilité en longueur d'onde	124
4.5.6	Modulation haute fréquence	124
4.5.7	Mesure du bruit <i>RIN</i>	127
4.6	Modulateur électro-optique	129
5	CPT mesures	133
	Introduction	133
5.1	Observation du CPT avec des LCE	134
5.2	Le banc optique CPT-VCSEL	136
5.2.1	Contraste de l'absorption Doppler	137
5.2.2	Contraste de l'absorption Doppler centrale	138
5.2.3	Tentative d'observation du signal CPT	140
5.3	Observation du CPT avec un laser DBR	141
5.3.1	Banc CPT de FEMTO-ST	141
5.3.2	CPT dans cellules centimétriques sans gaz tampon	142
5.3.3	Résonance CPT dans une cellule avec gaz tampon	146
5.3.4	CPT dans une microcellule	152
5.3.5	Le contraste dans la microcellule	160
5.4	Tableau récapitulatif des résultats des différents laboratoires	160
A	Effet Zeeman dans l'état fondamental	165

TABLE DES MATIÈRES

B VCSEL	169
C Largeur de raie	173
D Système à trois niveaux Calcul théorique	177

Introduction

Loin de nos préoccupations actuelles, les communautés primitives, nomades ou agricoles se contentaient de mesurer le temps grâce aux jours, aux saisons et aux phases de la lune dans le but de prévoir l'alternance entre les saisons froides et chaudes.

A l'époque préhistorique, il semblerait que les hommes comptaient les lunaisons grâce à des os, à des galets ou encore à des mégalithes, comme à Carnac en Bretagne. Plus tard, les égyptiens inventèrent d'autres gardes temps : le cadran solaire et la clepsydre. Le sablier quant à lui fut découvert au VIII^{ème} siècle.

Ce n'est qu'en 1370 que la première horloge mécanique est apparue : l'horloge à poids. Par la suite Galilée publia la théorie de la première horloge mécanique à pendule en 1638.

Progressivement, dans le cadre des explorations maritimes, la nécessité de mesurer le temps de manière plus précise apparut. En effet, le calcul des longitudes est basé sur la détermination précise de la différence entre l'heure locale (obtenue à partir de la position du soleil) et l'heure de référence (l'heure de Greenwich) conservée par une horloge bord. Il s'avère alors nécessaire d'embarquer une horloge capable de "garder" le temps de référence. Si l'horloge de bord se décale d'une minute par jour, l'erreur de temps accumulée sur un mois sera équivalente à une erreur de position de plus de 500km à une latitude moyenne. Les horloges à pendule après plusieurs phases de perfectionnement atteignirent leurs limites au début du vingtième siècle.

C'est à la même époque que les premiers oscillateurs piézoélectriques à quartz voient le jour grâce aux découvertes de Pierre Curie et de Forest. L'oscillateur à quartz assure une stabilité à court terme et peut être asservi ou corrigé afin de pallier sa dérive naturelle. Néanmoins les

oscillateurs à quartz basés sur des résonateurs macroscopiques ne présentent pas une bonne exactitude de temps, c'est pourquoi dès la première moitié du vingtième siècle Lyons fut le premier à démontrer le principe de l'horloge atomique à l'ammoniac [1]. Le même principe fut mis en œuvre dans l'horloge atomique à faisceau de césium, en 1955, par le National Physical Laboratory au Royaume Uni.

L'horloge atomique fut progressivement développée et améliorée. Finalement, la seconde a été redéfinie par la treizième Conférence Générale des Poids et Mesures en 1967 :

“ La seconde est la durée de 9 192 631 770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de césium 133, isolé au repos et en champ magnétique nul ”.

Tout au long de la deuxième moitié du XX^{ème} siècle, les physiciens se sont appliqués à améliorer les horloges atomiques. En 1989, le physicien américain Norman F. Ramsey fut récompensé par le prix Nobel pour l'invention de la fameuse cavité de Ramsey permettant d'améliorer les performances des horloges.

En 1997, C. Cohen-Tannoudji, S. Chu et W.D. Phillips se partagèrent le prix Nobel pour le développement de méthodes pour refroidir et piéger des atomes avec des faisceaux laser. C'est en 1998, que le BNM-LPTF (Bureau National de Métrologie, Laboratoire Primaire du Temps et des Fréquences), à l'Observatoire de Paris, a mis au point l'horloge la plus précise au monde grâce aux atomes froids.

En 2001, les chercheurs de National Institute of Standards and Technology (NIST) annoncent la mise au point d'une horloge qui fonctionne à une fréquence optique. L'augmentation de la fréquence de référence doit permettre à terme une description beaucoup plus fine du temps. Artisans de ces progrès liés au domaine de la spectroscopie laser à haute résolution, T. Hänsch, J. Hall et R. Glauber furent récompensés par le prix Nobel en 2005.

Aujourd'hui, les horloges atomiques les plus performantes fournissent le temps avec une imprécision relative qui est inférieure à 10^{-15} . Ce qui correspond à une seconde d'erreur accumulée au bout de 30 millions d'années. Toutefois, ces horloges ont une utilisation limitée car leur dimension, leur consommation énergétique mais aussi leur coût ne permettent pas un usage à grande échelle. Ainsi la problématique actuelle à laquelle les physiciens doivent faire face s'articule autour de la miniaturisation de l'horloge atomique tout en tenant compte des contraintes énergétiques et économiques.

Le principe d'une horloge atomique réside dans l'observation d'une transition entre deux niveaux d'énergie d'un atome. Pour générer cette transition les atomes sont soumis à un champ électromagnétique à l'intérieur d'une cavité résonnante. Dans les horloges actuelles, la transition d'horloge est dans la gamme des fréquences micro-ondes, 9,2 GHz pour les horloges à césium par exemple. Le volume de la cavité résonnante de plusieurs dizaines de cm^3 , ne permet pas la réduction des dimensions de l'instrument.

L'utilisation d'un principe différent : le piégeage cohérent de population (Coherent Population Trapping - CPT) découvert par Alzetta et ses collègues dans les années 70, va permettre de supprimer cette cavité encombrante. L'information à la fréquence d'horloge est alors transportée par un faisceau laser modulé. C'est ainsi qu'en 2001, la démonstration d'un premier prototype d'horloge miniature a été rapporté par le National Institute of Standards and Technologies (NIST).

En 2004 sous l'impulsion du CNES et de la DGA, l'Institut Femto-ST de Besançon lance un projet micro-horloge atomique situé au carrefour de plusieurs thématiques de l'Institut : Métrologie Temps-Fréquence, Microsystèmes et Optique. L'Institut s'associe au SYRTE de l'Observatoire de Paris.

L'objectif de ce travail de thèse est la mise en oeuvre et la validation des technologies néces-

saires au développement à terme d'un véritable démonstrateur d'horloge miniature CPT. Les résultats préliminaires obtenus dans le cadre de ce travail ont alors permis d'obtenir un financement de l'ANR dans un projet associant l'Institut Femto-ST, le SYRTE, l'IEMN, le CEA-Leti et la société TEMEX. Finalement un projet européen dans le cadre du FP7 vient d'être approuvé. Ce projet associe de nombreux partenaires institutionnels et industriels européens et dans ce cadre la totalité des problématiques de la micro-horloge est traité.

Ce manuscrit se décompose en 5 chapitres :

- Le premier chapitre est consacré à la revue des principes de fonctionnement des horloges atomiques actuelles ainsi qu'à un bref état de l'art des horloges miniatures CPT.
- Le chapitre 2 présente les modèles théoriques que nous avons utilisés pour analyser les différentes expériences de spectroscopie réalisées sur nos microcellules.
- Les composants optoélectroniques (diodes laser, photodétecteur, modulateur) utilisés sont décrits dans le chapitre 4.
- Le chapitre 3 est dédié à la description de la technologie originale de fabrication de nos micro-cellules ainsi qu'à leur validation.
- Dans le chapitre 5 nous présentons finalement les premiers signaux CPT obtenus avec nos micro-cellules et leur analyse préliminaire.

Chapitre 1

Etat de l'art

1.1 Applications actuelles des horloges atomiques

La figure 1.1 représente l'instabilité de fréquence d'un oscillateur à quartz de qualité métrologique.

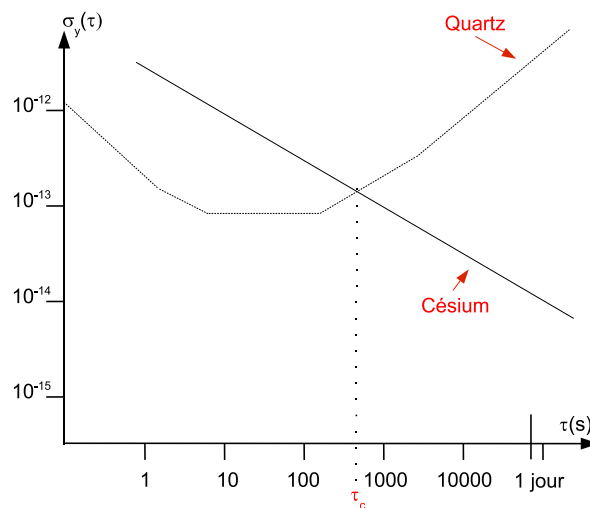


FIG. 1.1 – *Stabilité de fréquence relative d'un oscillateur à quartz et d'une horloge à jet de césium.*

L'instabilité présente une décroissance sur le court terme $\tau < 10$ s. La stabilité atteint ensuite un palier : appelé palier flicker. Puis sous l'influence du vieillissement du résonateur, la fréquence dérive pour atteindre une variation de l'ordre de 1×10^{-12} /jour. Sur la même figure est repré-

sentée la courbe d'instabilité de la résonance atomique du césium telle que l'on peut observer avec un résonateur d'une horloge commerciale. A court terme l'instabilité est importante car en général la transition d'horloge est observée avec un faible rapport signal à bruit. Le bruit qui est associé à la détection du signal d'horloge est un bruit blanc et donc lorsque la durée d'intégration augmente l'instabilité diminue. Dans une horloge atomique l'oscillateur à quartz est asservi sur la résonance atomique avec une constante de temps τ_c . Cet asservissement va conférer à l'oscillateur à partir de $\tau = \tau_c$ la stabilité de la résonance atomique. Puisque le quartz est asservi en fréquence sur la résonance de l'atome de césium, l'horloge délivre un signal d'une grande exactitude de fréquence.

L'échelle de temps mondiale est déterminée grâce aux horloges atomiques. Près de deux cents horloges atomiques dans le monde sont reliées au Bureau International des Poids et Mesures, à Sèvres, en France. La moyenne qui en résulte est le " Temps Atomique International " (TAI). Chaque laboratoire reçoit alors l'écart mesuré entre le temps indiqué par son horloge et le TAI, ce qui permet d'effectuer des corrections. Pour cette application métrologique on cherche évidemment à obtenir la plus grande exactitude possible.

Les horloges atomiques sont utilisées dans le domaine de la physique fondamentale comme dans la recherche sur une possible variation des constantes fondamentales (vitesse de la lumière...) [2][3][4][5]. Ici c'est généralement une très grande stabilité de fréquence que l'on recherche. Les phénomènes que l'on cherche à mettre en évidence demandent en général de très longues intégrations et donc toute instabilité de fréquence de la référence limitera le seuil de détection. Les systèmes de navigation par satellites (GPS, GLONASS, GALILEO) sont basés sur l'utilisation d'horloges atomiques embarquées et sol. La mesure du temps de propagation de l'onde émise par le satellite jusqu'au récepteur permet le calcul précis de la position de ce dernier. La détermination de ce temps de propagation ainsi que de la position précise des satellites réclame l'utilisation d'horloges atomiques embarquées dont l'instabilité de fréquence à long terme est de l'ordre de quelques 10^{-14} . Les récepteurs ne sont quant à eux pas équipés de références de fréquence performantes. La consommation, le volume et le coût des horloges atomiques ne

sont pas compatibles avec la portabilité de ces récepteurs. De simples oscillateurs à quartz sont donc utilisés mais ceux-ci nécessitent des phases de calibrage régulières qui sont, pour certaines applications, très limitantes. La mise en oeuvre d'horloges atomiques miniatures et à bas coût aurait un impact positif sur les performances et la sécurité de ces systèmes.

Avec le développement des systèmes de communications, tel que les portables cellulaires, les ordinateurs portables, le transfert de données avec précision est devenu très important. Dans le but de produire un transfert de données efficace et sans erreur, les différents points de transfert doivent être synchronisés avec une grande exactitude. Toutefois, la distance qui sépare les différents points limite la précision de synchronisation. Une horloge atomique en chaque point d'émission et de réception améliorerait la synchronisation. Pour que ceci soit envisageable à grande échelle, il devient nécessaire de développer des horloges compactes et de faible consommation. La stabilité de fréquence recherchée est ici de l'ordre de 10^{-11} à 10^{-12} .

1.2 Principe de l'horloge atomique passive

Dans une horloge passive un signal provenant d'un oscillateur électronique est injecté dans le résonateur atomique qui constitue le coeur de l'horloge (Figure 1.2).

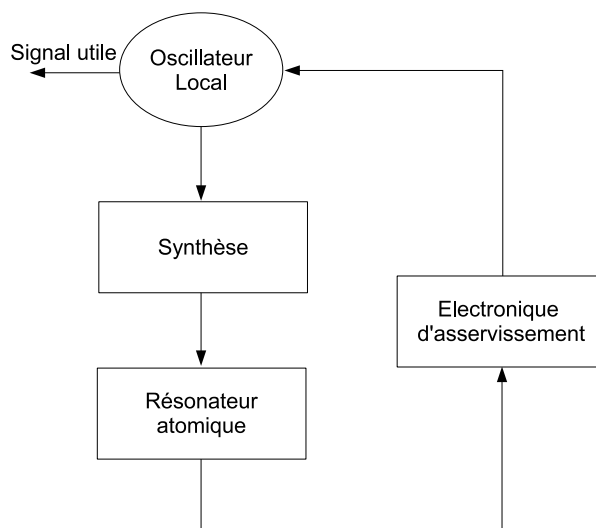


FIG. 1.2 – Schéma de principe de fonctionnement d'une horloge atomique.

L'oscillateur local (OL) est généralement un VCXO à quartz à 5 ou 10MHz. Il est suivi d'une synthèse de fréquence permettant de générer un signal de fréquence voisine de la fréquence de la transition d'horloge. On impose à ce signal une modulation de fréquence pour sonder le signal de résonance. La fréquence de modulation est généralement de l'ordre d'une centaine de Hertz. En sortie du résonateur atomique, un démodulateur synchrone permet d'extraire un signal d'erreur qui s'annule lorsque la fréquence du signal d'interrogation est égale à la fréquence de résonance de l'atome. Un traitement électronique est appliqué à ce signal d'erreur qui est injecté dans la commande électronique de l'oscillateur à quartz. Dans la bande passante de cet asservissement les qualités de stabilité et d'exactitude du résonateur atomique sont transférées à l'oscillateur à quartz. Le signal utile à 10MHz peut être ensuite divisé en fréquence pour obtenir diverses fréquences de sortie. Dans une horloge passive aucune énergie n'est extraite du système atomique. Ce dernier constitue une référence de fréquence que l'on vient sonder avec un signal extérieur : le *signal d'interrogation*.

La stabilité d'une horloge ou d'un oscillateur est représentée par l'écart type de fluctuations relatives de fréquence. Cet outil statistique est appelé l'écart type d'Allan : $\sigma_y(\tau)$. À court terme la stabilité de l'horloge en fonction de la durée d'intégration τ est donnée par :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \frac{1}{S/B} \tau^{-1/2} \quad (1.1)$$

$\Delta\nu$: la largeur de raie de la résonance atomique

ν_0 : fréquence de résonance

S/B : rapport signal sur bruit mesuré à la fréquence de modulation et exprimé en amplitude dans une bande passante de 1 Hz

La formule précédente rend compte de l'instabilité propre du résonateur atomique. Dans la plupart des cas, c'est en effet le bruit associé à la détection du signal d'horloge qui limite la stabilité de fréquence : bruit de grenaille du jet ou/et bruit du détecteur. Cette formule néglige l'influence du bruit propre de l'oscillateur local, ce qui est justifié dans les horloges atomiques commerciales dans lesquelles il est possible d'intégrer un oscillateur performant. Cependant, dans le cas d'une horloge atomique miniature où il ne sera pas possible d'utiliser un oscillateur à quartz de grande qualité, il sera nécessaire de tenir compte de son bruit propre. En effet, un phénomène d'"aliasing", ramène dans la bande passante de l'asservissement, le bruit de fréquence propre du VCO aux fréquences harmoniques paires de la fréquence de modulation, $2f_M, 4f_M, \dots$. Ce bruit est un facteur limitatif de la stabilité à court terme de l'horloge. En général, seul le bruit à $2f_M$ est prédominant et l'instabilité de fréquence résultante peut s'écrire [6] :

$$\sigma_{y_{aliasing}}(\tau) \approx \frac{f_M}{\nu_0} \sqrt{S_\phi(2f_M)} \tau^{-1/2} \quad (1.2)$$

où $S_\phi(2f_M)$ est le bruit de phase de l'OL à $2f_M$. Pour une fréquence de modulation de 100Hz, i.e. $f_M = 100\text{Hz}$, et $\sigma_y(1s) = 1 \times 10^{-11}$ on trouve :

$$S_{\phi}(200\text{Hz}) \leq -60\text{dB rad}^2\text{Hz}^{-1/2} \quad \text{ou encore } L_f \leq -63\text{dBc} \quad (1.3)$$

Ici réside une difficulté majeure pour la conception de l'oscillateur local de la micro-horloge.

1.3 Structures atomiques

L'une des principales caractéristiques des atomes est l'invariance dans le temps et l'espace de leurs niveaux énergétiques. En effet, à l'heure actuelle, aucune variation dans le temps ou dans l'espace des constantes fondamentales n'a pu être mise en évidence. Les écarts entre niveaux d'énergie d'un atome peuvent donc être considérés comme constants. Les atomes utilisés dans les horloges atomiques sont des atomes alcalins (première colonne de la classification périodique des éléments). Ces atomes possèdent un électron célibataire sur la dernière couche électronique. Ce sont les niveaux d'énergie de cet électron qui sont mis à profit dans les horloges actuelles.

Ces atomes présentent un état fondamental ($nS_{1/2}$) composé de deux niveaux hyperfins. La transition dipolaire magnétique entre ces deux niveaux constitue la transition d'horloge dont la fréquence est en général dans la gamme des hyperfréquences.

Pour les horloges utilisant le pompage optique, on fait également intervenir les niveaux excités $nP_{1/2}$ ou $nP_{3/2}$. Les transitions D1 et D2 correspondent aux transitions $nS_{1/2} \rightarrow nP_{1/2}$ et $nS_{1/2} \rightarrow nP_{3/2}$ respectivement.

Le tableau 1.1 résume les principales caractéristiques des éléments utilisés dans différents types d'horloges atomiques.

I : Spin du noyau et λ : longueur d'onde du rayonnement optique.

Dans le cadre de nos travaux, nous nous sommes limités à l'utilisation de l'atome de césium.

TAB. 1.1 – Quelques caractéristiques des atomes alcalins.

Atomes alcalins	Masse atomique	n	I	ν_0 transition hyperfine (Hz)	λ_{D1} (nm)	λ_{D2} (nm)
H	1	1	1/2	1420405751770(3)	121.6	121.6
Rb	85	5	5/2	3035732440(3)	794.8	780.0
Rb	87	5	3/2	6834682612.8(5)	794.8	780.0
Cs	133	6	7/2	9192631770	894.3	852.1

1.3.1 L'atome de césium

La définition de la seconde est basée sur l'atome de césium 133. Cet atome possède les propriétés suivantes :

- Métal alcalin stable, il est le plus lourd des alcalins et le plus électropositif de tous les métaux
- Température de fusion basse (28°C)
- Un seul isotope à l'état naturel
- Structure hyperfine de l'état fondamental $6S_{1/2}$ constituée de deux niveaux $F = 3$ et $F = 4$ dont l'écart énergétique en l'absence de champ magnétique correspond par définition à la fréquence 9192631770 Hz (Figure 1.3)
- Les états excités $6P_{1/2}$ et $6P_{3/2}$ sont accessibles par des sources lasers à semi-conducteurs
- La durée de vie de ces états excités est de l'ordre de 30ns.

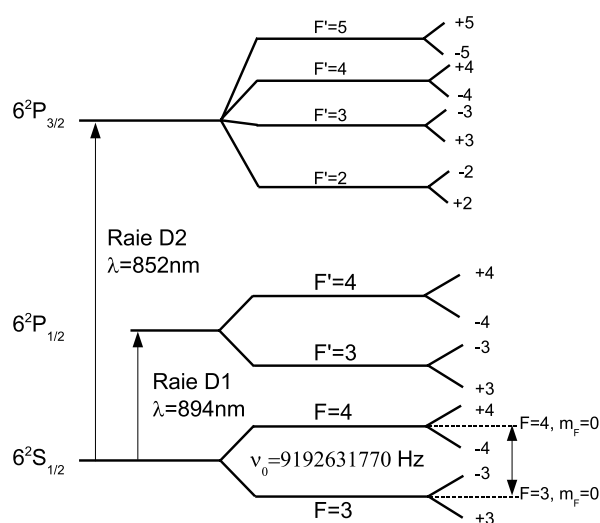


FIG. 1.3 – La structure hyperfine de l'atome de césium.

1.3.2 Effet Zeeman

Les niveaux hyperfins sont dégénérés. Une induction magnétique statique, B_0 lève cette dégénérescence hyperfine (effet Zeeman). Ainsi, en présence d'un champ magnétique statique chaque niveau hyperfin F se décompose en $2F + 1$ sous niveaux Zeeman notés : $|F, m_F >$. L'énergie des sous niveaux Zeeman dépend de la valeur de B_0 . Pour les sous niveaux tels que $|F, m_F = 0 >$ cette dépendance est quadratique, elle est linéaire pour $m_F \neq 0$ (cf. Annexe A).

1.3.3 Transition d'horloge

On génère la transition d'horloge entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental en soumettant l'atome à un champ magnétique oscillant B_{RF} à une fréquence proche de ν_0 . Si le champ B_{RF} est parallèle à B_0 on induit les transitions vérifiant $\Delta F = \pm 1, \Delta m_F = 0$. La transition d'horloge correspond à :

$$|F = 3, m_F = 0 > \leftrightarrow |F = 4, m_F = 0 > \quad (1.4)$$

En effet la fréquence de cette transition ν_{0-0} ne dépend que quadratiquement du champ statique B_0 appliqué aux atomes :

$$\nu_{0-0} = \nu_0 + 427 \times 10^8 B_0^2 \quad (1.5)$$

On a pour $B_0 = 10^{-5}$ T (100 mG) par exemple, $\nu_{0-0} - \nu_0 = 4.27$ Hz.

La relation 1.5 montre l'intérêt de disposer d'un champ magnétique statique faible et homogène dans la zone d'interaction.

Dans une horloge traditionnelle, l'interaction des atomes avec le champ B_{RF} est réalisée dans une cavité résonante alimentée par l'oscillateur d'interrogation.

1.3.4 Transitions optiques

Ces vingt dernières années, le développement des télécommunications optiques ont favorisé le perfectionnement de lasers à semi-conducteurs fiables émettant dans le proche infrarouge (Diode laser monomode, DBR, DFB...puis VCSEL).

Des diodes monomodes sont proposées par des industriels (AVALON, ULM, YOKOGAWA....) à des longueurs d'onde λ de 852 nm et 894 nm pour les deux transitions D1 et D2 du césium ou 780 nm et 794 nm pour le Rubidium. La largeur spectrale de ces diodes est très variée, allant de quelques kHz (pour les diodes lasers à cavité externe) à plusieurs dizaines de MHz. Les lasers VCSEL commerciaux présentent typiquement une largeur spectrale entre 30 MHz et 100 MHz pour une puissance de 1.5 mW environ.

De tels dispositifs permettent le transfert d'atomes de césium vers l'état excité via une transition dipolaire électrique (*transition optique*) pour laquelle les règles de sélection sont $\Delta F = 0, \pm 1$ et $m_F = 0, \pm 1$. Après relaxation des atomes on observe alors deux situations :

- Soit une modification des populations des niveaux de l'état fondamental sous l'effet d'une *transition pompante* (Figure 1.4). Ce type d'excitation fournit un nombre de photons par atome voisin de l'unité. Elles permettent de vider l'un des deux niveaux $F=3$ ou $F=4$ (pompage optique).

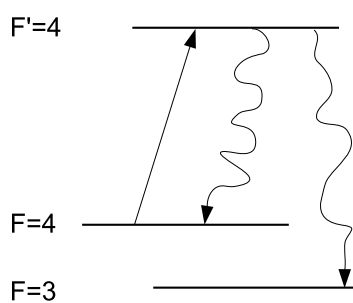


FIG. 1.4 – *Transition pompante.*

- Soit un retour des populations des niveaux de l'état fondamental à leur état initial sous l'effet d'une *transition cyclante* (Figure 1.5). Autrement dit, les populations des deux niveaux de la structure hyperfine de l'état fondamental ne sont pas transformées. Ces transitions produisent

un grand nombre de photons par atome.

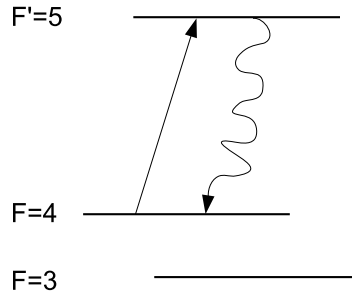


FIG. 1.5 – *Transition cyclante.*

1.3.5 Piègeage Cohérent de Populations (Coherent Population Trapping CPT)

Il est possible de produire la transition d'horloge à partir seulement de rayonnements optiques. Négligeons pour l'instant la dégénérescence Zeeman et considérons un atome de césium soumis à deux ondes optiques de longueur d'onde moyenne $\lambda = 852$ nm, cohérentes et dont les fréquences sont séparées de $\nu_0 = 9.192$ GHz [7]. Les lasers sont accordés sur des transitions pompantes de la raie D2 ayant en commun le même état excité. Ce système à trois niveaux est appelé système Λ (Figure 1.6).

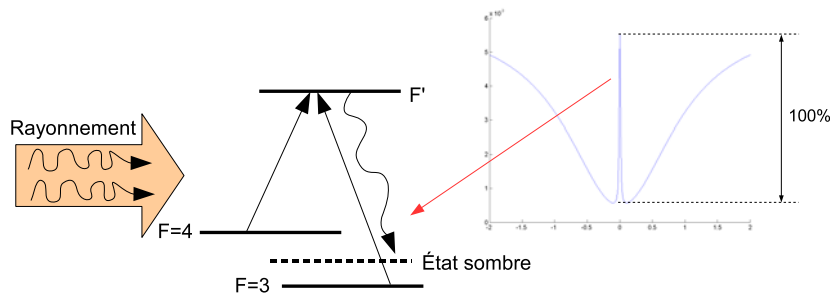


FIG. 1.6 – *Système Λ correspondant à l'atome de césium pour lequel on a négligé la structure Zeeman.*

On montre que dans ces conditions les atomes sont portés dans une superposition des états non perturbés $|F = 3\rangle$ et $|F = 4\rangle$ qui n'est plus couplée aux rayonnements optiques. Les

atomes sont ainsi pompés très rapidement dans cet état *sombre* et ne peuvent plus absorber de la lumière. Le signal d'horloge est obtenu en observant l'absorption de l'intensité lumineuse à travers une vapeur d'atome de césium.

Si l'on balaye la fréquence séparant les deux ondes optiques autour de ν_0 , on observe tout d'abord une baisse de l'intensité lumineuse transmise sous l'action de l'absorption des photons par les atomes. A la résonance, c'est à dire lorsque les deux fréquences optiques sont exactement séparées de ν_0 , les atomes sont portés dans l'état sombre et l'intensité transmise augmente fortement. Une raie de résonance présentant un maximum très étroit autour de 9.192 GHz est ainsi obtenue. Dans le cas du système idéal à trois niveaux et monocinétique, la transmission de la cellule à résonance est parfaite.

En pratique il est plus difficile de piéger tous les atomes dans l'état sombre à cause, d'une part de la distribution des vitesses dans la vapeur, mais également de la structure Zeeman. Afin de réaliser des transitions lambda (Λ) le champ magnétique statique doit être appliqué le long de l'axe de propagation du faisceau laser, la dégénérescence est ainsi levée. Le faisceau laser a une polarisation circulaire droite σ_- ou gauche σ_+ (Figure 1.7). Pour cela, on utilise une lame quart onde $\lambda/4$ placée sur le passage du faisceau laser.

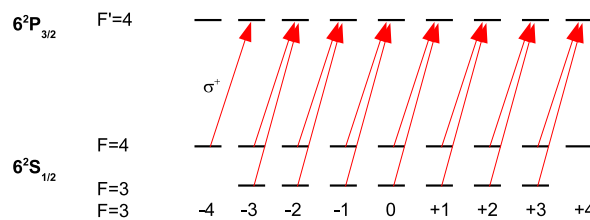


FIG. 1.7 – Situation réelle. La structure Zeeman impose d'utiliser une onde polarisée circulairement (ici σ^+) pour réaliser des transitions Λ

Dans le cas d'une excitation par des faisceaux polarisés σ_+ , le système Λ composé des sous-niveaux de l'état fondamental $|F = 3, m_F = 0\rangle$ et $|F = 4, m_F = 0\rangle$ et du sous-niveau $|F' = 4, m_F = +1\rangle$ de l'état excité n'est pas un système fermé. Par pompage optique, les atomes ont une probabilité non négligeable d'être repoussés vers le sous-niveau $|F = 4, m_F = +4\rangle$. Ils ne participent alors pas au signal CPT dont le contraste est alors beaucoup plus faible que dans le

cas idéal d'un système à trois niveaux.

1.3.6 Largeur de raie atomique ultime

Un atome initialement présent sur un état quantique E_0 peut, sous certaines conditions (règles de sélection) transiter vers un autre état quantique E_1 sous l'action d'un rayonnement électromagnétique dont la fréquence est proche de la fréquence de Bohr :

$$\nu_0 = \frac{E_1 - E_0}{h} \quad (1.6)$$

La raie de résonance obtenue sera centrée sur cette fréquence de résonance et sa largeur $\Delta\nu$ conditionnée par la durée de vie $\Delta\tau_1$ de l'état final E_1 :

$$\Delta\nu \times \Delta\tau_1 \approx 1 \quad (1.7)$$

En ce qui concerne la transition d'horloge, les niveaux hyperfins de l'état fondamental ont une durée de vie quasi-infinie. Dans le cas d'une horloge à jet de césium, c'est la durée d'interaction qui limitera la finesse de la raie. Pour observer une largeur de raie inférieure à 1 kHz, le temps d'interaction entre les atomes et le champ hyperfréquence devra être supérieur à 1 ms. La vitesse moyenne des atomes dans le jet étant de l'ordre de 300 m/s, la longueur L de la cavité devra être d'au moins $L \geq 30$ cm.

Dans le cas de l'horloge CPT, c'est la durée de vie de l'état sombre qui fixe la largeur de raie observée. Dans le cas d'une cellule d'un diamètre de 1 mm sans gaz tampon, les atomes rentreront en collision avec les parois de la cellule très fréquemment. Le temps moyen entre deux collisions $\Delta\tau$ sera approximativement $\Delta\tau \approx \frac{1\text{mm}}{v_p}$, où v_p est la vitesse moyenne des atomes dans la vapeur $v_p \approx 200$ m/s à 25°C.

$$\Delta\tau \approx \frac{10^{-3}}{200} \rightarrow \Delta\nu = 200\text{kHz} \quad (1.8)$$

Cette largeur de raie est beaucoup trop importante pour réaliser une horloge performante. Il sera donc nécessaire de réduire cet élargissement. Pour cela il est possible d'introduire dans la cellule un gaz tampon : gaz neutre comme par exemple l'argon, le néon ou encore l'azote. Les atomes de césium auront alors un mouvement de diffusion à travers ce gaz tampon. Si la pression est suffisante on réduira dans de larges proportions le nombre de chocs sur les parois de la cellule.

1.4 Effet Doppler

L'effet Doppler est un déplacement de la fréquence de résonance atomique dû au mouvement de l'atome (Figure 1.8). Soit ν_0 la fréquence de résonance de l'atome au repos et v_z la vitesse de l'atome dans la direction de propagation du rayonnement, la fréquence de résonance apparente sera :

$$\nu_0 - \delta\nu_D = \nu_0 \left(1 - \frac{v_z}{c}\right) \quad (1.9)$$

Où c est la vitesse de la lumière, $\delta\nu_D$ représente le déplacement Doppler dû au mouvement de l'atome.

L'effet Doppler se manifeste différemment dans une horloge à jet de césium et dans une horloge à cellule [8]. Dans le premier cas, c'est l'onde stationnaire dans les deux bras de la cavité Ramsey qui élimine l'effet Doppler. Un défaut dans cette zone pourrait le faire apparaître. La fréquence de transition hyperfine est alors déplacée et l'exactitude de l'horloge réduite. Alors que dans une cellule, l'agitation thermique des atomes produit une distribution maxwellienne des vitesses atomiques. Dans ce cas la résonance est élargie sans être déplacée.

Des méthodes existent pour réduire l'effet Doppler tel que le jet atomique et le gaz tampon [9]. La méthode du gaz tampon est employée dans les horloges à cellule de rubidium ou de césium. La présence d'un gaz tampon dans la cellule permet de réduire considérablement le libre parcours

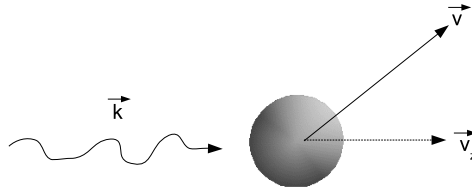


FIG. 1.8 – Représentation d'une interaction de l'atome à vitesse v avec une onde électromagnétique $\vec{k}$.

moyen des atomes alcalins (régime "Lamb-Dicke") et par conséquent, réduire l'élargissement dû à l'effet Doppler [10].

1.5 Quelques types d'horloges atomiques

1.5.1 Horloge à jet de césium

Ce type d'horloge d'une dimension de plusieurs dm^3 est destinée à des applications métrologiques et spatiales. Un jet de césium est formé dans une enceinte à vide à partir d'un four chauffé à 100°C . Ce jet traverse l'entrefer d'un premier aimant (aimant A) qui sélectionne les atomes du niveau $F=3$ (Figure 1.9). Ceux-ci pénètrent dans une cavité micro-onde où ils subissent l'interaction avec le signal d'interrogation à 9.192 GHz. Si la fréquence du rayonnement injecté dans la cavité est égale à la fréquence de transition atomique, les atomes basculent dans l'état $F=4$. Le deuxième aimant (aimant B) les dirige vers le détecteur à fil chaud. Finalement, un courant électrique proportionnel au nombre d'atomes ayant transité est généré. Ce courant est de l'ordre de 10 pA à résonance.

La cavité micro-onde a une structure particulière à deux bras inventée par N. Ramsey. Les atomes sont soumis à deux interactions séparées par une distance L de l'ordre de 20 cm dans les étalons du commerce. La raie de résonance observée a une largeur $\Delta\nu$ inversement proportionnelle à L . Pour un étalon commercial cette largeur est de l'ordre de 500 Hz. Avec un rapport S/B de l'ordre de 5000, la stabilité de l'horloge est $10^{-11}\sqrt{\tau}$.

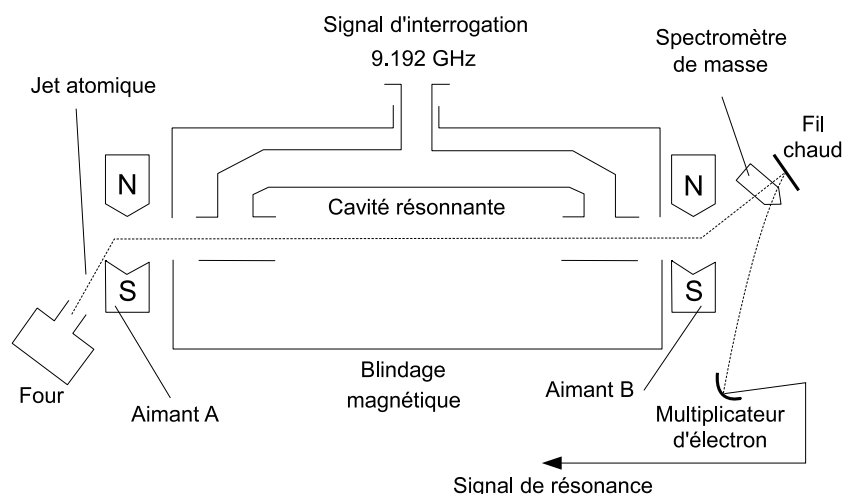


FIG. 1.9 – Schéma de principe d'une horloge à jet de césium à déflexion magnétique.

Il existe également des horloges à jet de césium à pompage optique. Les aimants sont remplacés par des diodes laser. Le changement d'état des populations atomiques est effectué à travers la transition D2 de l'atome de césium.

L'exactitude de l'horloge est limitée par un grand nombre de déplacements de la fréquence de résonance [8] (effet Zeeman, déphasage entre les deux bras de la cavité, effet Doppler du second ordre...) qui résulte du fait que les conditions idéales de la définition de la seconde (atome isolé, au repos en champ magnétique nul) ne sont jamais réalisées en pratique. Ces différents déplacements en fréquence augmentent en général avec la vitesse des atomes. Toute réduction de la vitesse atomique (ralentissement) et/ou de la largeur de la distribution des vitesses aura donc un impact positif sur la stabilité et l'exactitude de l'horloge. Ceci justifie les efforts pour réaliser des horloges à atomes froids.

1.5.2 Horloge à atomes froids

La découverte du refroidissement laser "sub-Doppler" en 1988 a permis de s'affranchir des limites liées à la vitesse élevée des atomes. La mise au point des "fontaines atomiques" qui sont des horloges primaires complexes et volumineuses a permis d'améliorer notablement la réalisation de l'unité de temps : la seconde.

Les atomes sont refroidis à une température de quelques microkelvins grâce à l'interaction avec six faisceaux laser contra-propageants deux à deux. Les atomes sont ensuite envoyés vers le haut et traversent une cavité micro-onde avec une vitesse initiale de l'ordre de 3 à 5 m/s. Sous l'effet de la pesanteur le mouvement des atomes est ralenti. En retombant, les atomes traversent une deuxième fois la cavité. Le temps entre deux interactions est de l'ordre 0.5 à 1 s. Cela permet d'atteindre une largeur de raie de l'ordre d'un hertz. Le schéma de principe de l'horloge à atomes froids est illustré ci-dessous (Figure 1.10).

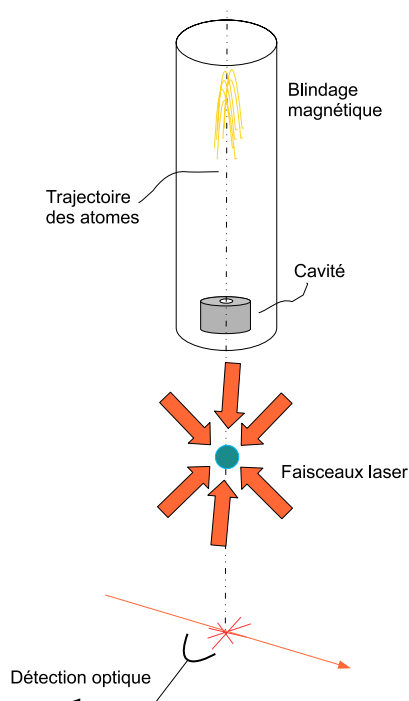


FIG. 1.10 – *Principe de la fontaine atomique.*

1.5.3 Horloge à Rubidium

L'horloge à Rubidium a un volume inférieur à celui des horloges citées précédemment (quelques dizaines de cm^3). Elle est utilisée principalement dans des systèmes de positionnement et de télécommunications. Elle met en oeuvre la méthode de la double résonance : résonance optique

et résonance micro-onde. Une lampe à décharge et un filtre sélectif permettent d'obtenir un rayonnement optique en résonance avec une transition pompante de l'atome de Rubidium 87. Ce faisceau traverse une cellule de résonance qui contient quelques milligrammes de rubidium 87 et du gaz tampon. Cette cellule est placée dans une cavité accordée sur la fréquence de résonance de l'atome de rubidium 87 ($\nu_0 = 6.834$ GHz). Par pompage optique le niveau $F=1$ est dépeuplé au profit du niveau $F=2$. Très rapidement, l'ensemble des atomes de rubidium est placé sur l'état $F=2$, les atomes ne peuvent donc plus absorber de photons. L'intensité lumineuse à la sortie de la cellule est maximale si la fréquence du signal injecté dans la cavité est égale à la fréquence d'horloge. La transition micro-onde $|F=2\rangle \rightarrow |F=1\rangle$ repeuple le niveau $|F=1\rangle$. Les atomes sont de nouveau susceptibles d'absorber des photons optiques. À la résonance le signal fourni par le photodétecteur placé derrière la cellule est au minimum (Figure 1.11).

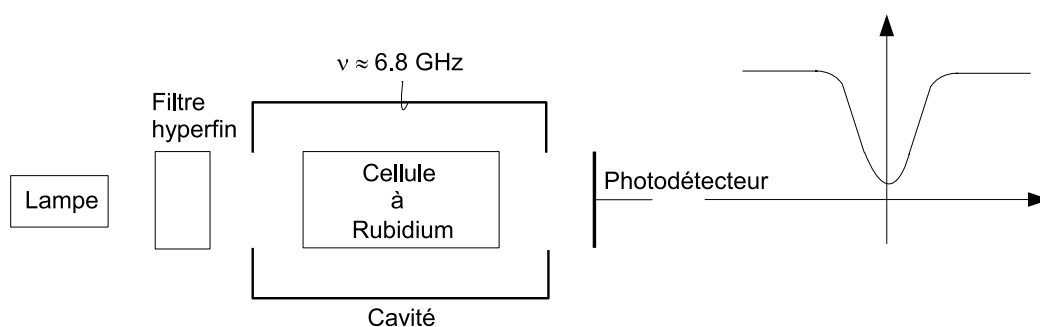


FIG. 1.11 – *Principe de la résonance atomique dans une horloge à cellule de rubidium.*

1.5.4 Horloge atomique miniature

Le volume et la consommation des horloges atomiques décrites précédemment restent importants et non compatibles avec certaines applications réclamant un encombrement réduit avec une faible consommation. Grâce à une nouvelle approche physique et aux progrès des technologies de microfabrication, il est aujourd'hui possible d'envisager la réalisation d'un étalon atomique très compact (volume de quelques cm^3), réalisé par une technologie MEMS. Les applications de telles micro-horloges se situent dans les systèmes de navigation et de localisation civiles et militaires et la synchronisation de réseaux informatiques et de télécommunication.

L'horloge atomique miniature utilise le principe du piégeage cohérent de population (CPT). La résonance de l'atome de césium est engendrée à l'aide d'un dispositif extrêmement simple et compact. Une simple diode laser modulée en fréquence, sonde l'absorption des atomes de césium contenus dans une microcellule. Lorsque la fréquence de modulation est exactement égale à la moitié de la fréquence de la transition atomique, les atomes cessent d'absorber les photons. Le signal électrique fourni par un photodétecteur constitue alors le signal d'horloge qui sera utilisé pour stabiliser l'oscillateur générant le signal de modulation. On confère alors à cet oscillateur les propriétés de stabilité et d'exactitude de la transition atomique (Figure 1.12).

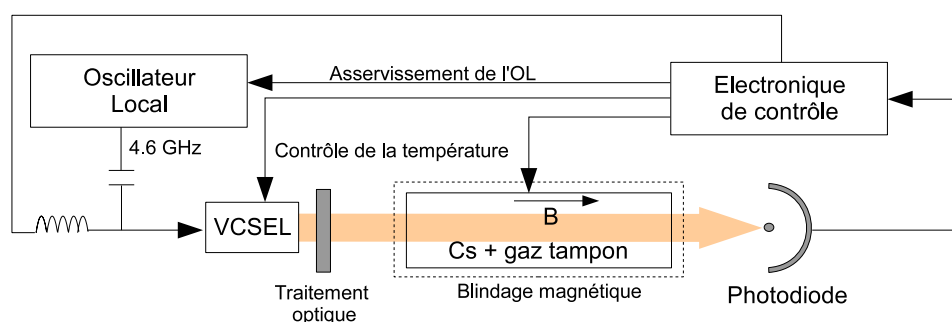


FIG. 1.12 – Le schéma de principe d'une horloge atomique miniature

Actuellement plusieurs équipes dans le monde participent à la réalisation de prototypes d'horloges CPT compactes. Aux États Unis, la DARPA finance depuis 2001 plusieurs projets associant laboratoires et industries. Les objectifs visés sont une horloge avec un volume de 1 cm^3 , une

consommation inférieure à 30 mW et une stabilité en fréquence de l'ordre de $10^{-11}\tau^{-1/2}$. Sur l'ensemble de ces sujets deux équipes sont très en avance : le NIST [11] et Symmetricom [12].

Prototype d'horloge du NIST

La figure 1.13 illustre le résonateur atomique de l'horloge NIST.

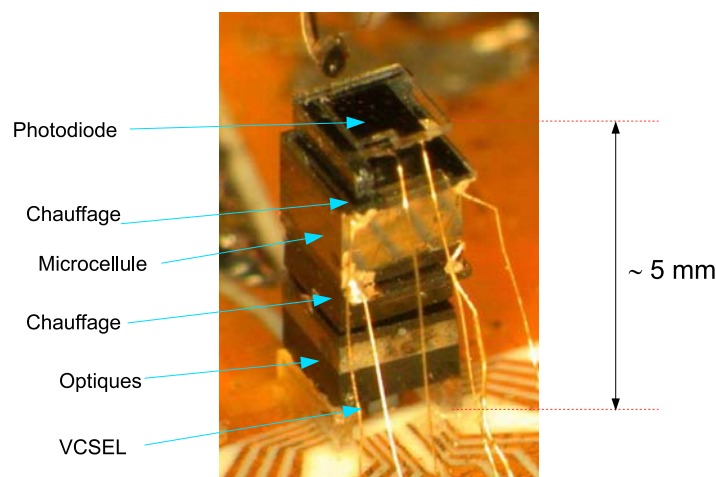
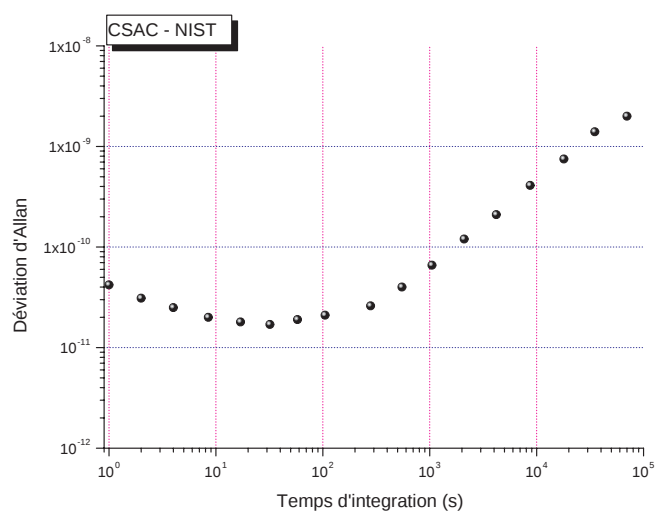


FIG. 1.13 – *Le prototype de la CSAC-NIST.*

Le volume du résonateur est inférieur à 10 mm^3 . Il est constitué d'un assemblage où sont superposés : la diode laser VCSEL, l'optique et la lame $\lambda/4$, la microcellule et le photodétecteur. La microcellule est constituée d'un sandwich verre-silicium-verre assemblé par soudure anodique. Le métal alcalin est placé dans la cellule avant son scellement (voir chapitre Technologie). Césium et rubidium ont été testés avec plusieurs types de gaz tampons. La figure 1.14 montre la stabilité de fréquence d'un prototype d'horloge CPT rubidium.

La stabilité à court terme est de $4.2 \times 10^{-11}\tau^{-1/2}$. Elle est limitée actuellement par le bruit de fréquence de l'oscillateur local. En effet, avec une électronique de laboratoire plus performante la stabilité atteint : $1 \times 10^{-11}/\sqrt{\tau}$ [13] [14]. A long terme la stabilité est dégradée principalement par les variations de la température de la diode laser et de la microcellule et très probablement par la dégradation de l'environnement interne de la microcellule.

La consommation de ce prototype est de 183 mW. Le tableau 1.2 présente le détail de la consom-

FIG. 1.14 – *Stabilité relative de fréquence du prototype NIST.*

mation ainsi que les dimensions des différents composants.

TAB. 1.2 – *La consommation et la dimension des différents éléments de la CSAC-NIST.*

Systèmes	Puissance dissipée (mW)	Volume (cm ³)
<u>Résonateur</u>		0.7
Chauffage de la microcellule	52	
Chauffage de la diode laser	55	
Courant DC de la diode laser	2.5	
Champ magnétique	0.1	
<u>Electronique de contrôle</u>	70.4	6.3
<u>Oscillateur local</u>	2.6	0.1
Total	182.6 (@ 25°C)	7.1

Prototype - Symmetricom

Le résonateur de la CSAC (Chip-Scale Atomic Clock) développé par Symmetricom est composé d'une diode laser VCSEL, une microcellule à césium avec un gaz tampon et enfin d'un photodétecteur (Figure 1.15). L'originalité de ce prototype est sa géométrie. Le résonateur est

suspendu et donc isolé thermiquement du système qui l'entoure. L'avantage de cette géométrie réside dans une faible consommation associée au maintien de la cellule à la température de fonctionnement qui est de l'ordre de 80°C.

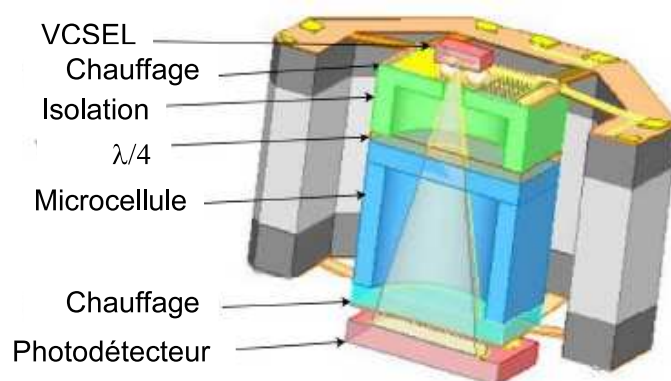


FIG. 1.15 – Le prototype de la CSAC-Symmetricom

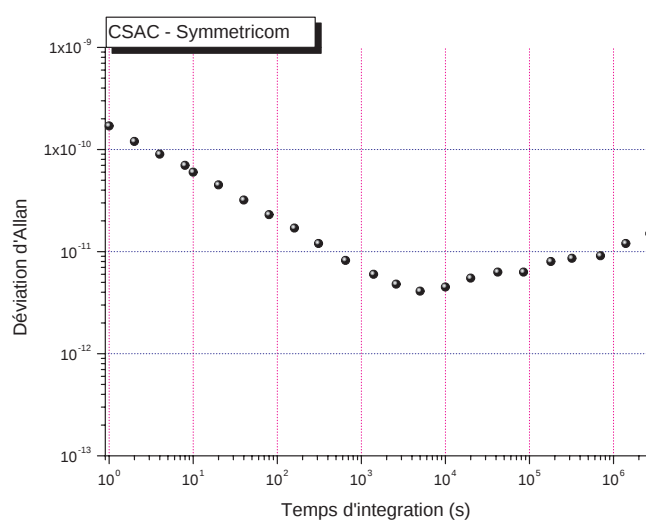


FIG. 1.16 – Stabilité relative de fréquence du prototype Symmetricom

À la fin de l'année 2005, Symmetricom a réussi la réalisation d'un prototype d'un volume total de 15 cm³ avec une consommation de 125 mW (Tableau 1.3). L'instabilité du prototype est de quelques 10⁻¹⁰ à 1 s [15] [16]. La figure 1.15 illustre le résonateur de la CSAC et la figure 1.16 illustre l'écart type d'Allan $\sigma_y(\tau)$ du prototype.

TAB. 1.3 – La consommation des différents éléments de la CSAC-Symmetricom

Systèmes	Puissance dissipée (mW)	Volume (cm ³)
<u>Résonateur</u>		
Chauffage de la microcellule et le Chauffage de la diode laser	20	
Courant DC de la diode laser	3	
Champ magnétique	1	
<u>Electronique de contrôle</u>	94	
<u>Oscillateur local</u>	7	
Total	125 (@ 25°C)	6

La réalisation d'une CSAC d'une dimension de 1 cm³ avec une faible consommation < 30 mW va nécessiter encore de nombreux efforts. D'après Symmetricom, les points suivants restent à améliorer [15] :

- ◇ Contrôler le vide à l'intérieur du boîtier de la CSAC
- ◇ Une intégration supplémentaire de l'électronique
- ◇ Réduire le bruit de phase de l'oscillateur local qui constitue actuellement le facteur limitatif de la stabilité à court terme.
- ◇ Meilleure stabilisation de la température de l'ensemble autour des 85°C

1.5.5 Performances des différentes horloges

La figure 1.17 présente une comparaison des stabilités publiées par Symmetricom, le NIST et le SYRTE. A titre de comparaison figure également la stabilité de l'horloge CPT du SYRTE qui n'est pas une horloge miniature mais une horloge de laboratoire pour laquelle de nombreuses sophistications ont été mises en oeuvre (Sources Laser à cavité externe, schéma de pompage original et pulsé) [17]. Ce dernier résultat constitue en quelque sorte la limite ultime qu'il est possible d'obtenir avec une horloge à atomes thermiques et basée sur le phénomène CPT. Les résultats de Symmetricom présentent une meilleure stabilité à long terme. Cela peut être ex-

pliqué par la géométrie originale du résonateur qui permet d'obtenir une meilleure stabilité thermique.

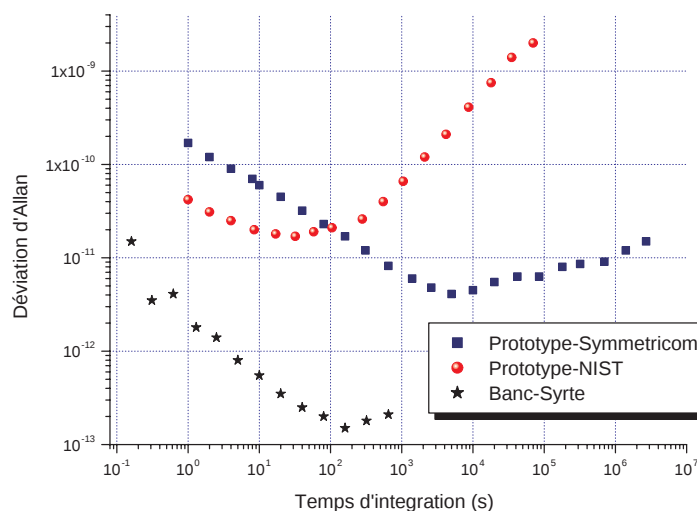


FIG. 1.17 – Comparatif de la stabilité relative de fréquence des horloges CPT.

La figure 1.18 permet de positionner les performances de l'horloge miniature par rapport aux autres horloges atomiques. Evidemment, la stabilité de l'horloge miniature est nettement inférieure à celle des autres horloges. Mais rappelons qu'elle est destinée à des applications différentes et surtout portables.

1.6 Conclusion

Actuellement une avancée significative a été réalisée dans le domaine des horloges atomiques miniatures. Ces progrès ont principalement été obtenus aux Etats Unis par le NIST et la société Symmetrcom. Cependant, de nombreux travaux restent à réaliser en ce qui concerne la stabilité à court et à long terme, la dimension de l'horloge et sa consommation. Dans le cadre de cette thèse, les travaux ont pour but de contribuer à la réalisation d'une horloge atomique miniature européenne. Cette contribution s'est concrétisée principalement par la réalisation et la caractérisation de microcellules originales qui seront décrites dans le chapitre 3.

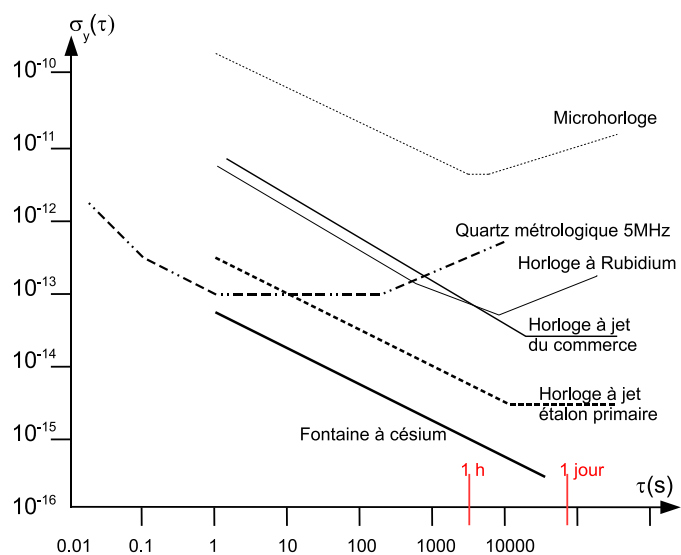


FIG. 1.18 – *Stabilité relative de fréquence des différents horloges.*

Chapitre 2

Théorie des transitions atomiques

Introduction

Le principe d'une horloge atomique est fondé sur l'interaction des atomes avec un rayonnement optique ou micro-onde. Dans nos expériences de validation de microcellules nous avons utilisé la spectroscopie d'absorption linéaire puis d'absorption saturée sur les raies D1 et D2 de l'atome de césium. La microhorloge fait quant à elle appel à un phénomène d'absorption non linéaire : le piégeage cohérent de population. Afin d'analyser les résultats expérimentaux obtenus, il nous a semblé intéressant de préciser les modèles théoriques utilisés pour décrire ces différents types d'interaction.

Dans ce chapitre nous allons étudier dans un premier temps la théorie de l'absorption linéaire pour un système à deux niveaux en faisant appel aux équations des taux puis dans un second temps le piégeage des populations par un système à trois niveaux à travers la matrice densité.

2.1 Densité atomique dans la cellule et largeur Doppler

Dans nos expériences on soumet un ensemble d'atomes contenus dans un volume fermé (la cellule) à un rayonnement optique. Les signaux utiles sont prélevés par un photodétecteur qui

permet d'observer les modifications d'intensité du faisceau optique lorsqu'il traverse la cellule. Bien évidemment l'amplitude des signaux va dépendre du nombre d'atomes qui interagissent avec le faisceau et donc de la densité atomique n (en atomes/m³) dans la cellule.

Lorsque l'on fabrique cette cellule, l'objectif est d'atteindre le régime de pression de vapeur saturante. Préalablement, la cellule est pompée pour atteindre la pression résiduelle la plus faible possible. Le césium est alors introduit (ou généré in situ) en quantité suffisante pour obtenir du césium liquide. L'équilibre entre la phase vapeur et liquide s'établit dans la cellule et la pression P de vapeur ne dépend que de la température T (K)[18] :

$$\log \frac{P}{133} = 11.0531 - \frac{4041}{T} - 1.35 \log T \quad (2.1)$$

La densité atomique n est :

$$n = \frac{P}{k_B T} \quad (\text{at}/\text{m}^3) \quad (2.2)$$

Où k_B est la constante de Boltzman. La vitesse v d'un atome est définie par les trois coordonnées v_x, v_y, v_z suivant les trois axes d'un repère orthonormé. La distribution de vitesse dans la cellule suit la loi de Maxwell-Boltzmann :

$$f(v_x, v_y, v_z) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} \exp \frac{-m}{2k_B T} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) \quad (2.3)$$

où m est la masse de l'atome. Le nombre d'atomes par unité de volume dont la composante de vitesse suivant l'axe z (l'axe de propagation du faisceau laser) est comprise entre v_z et $v_z + dv_z$ est :

$$dn(v_z) = n \left[\int \int f(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y \right] dv_z = n \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp \frac{-m}{2k_B T} v_z^2 dv_z \quad (2.4)$$

La variation de la densité des atomes de césium dans une cellule selon leurs classes de vitesse correspond à un profil gaussien représenté sur la figure 2.1.

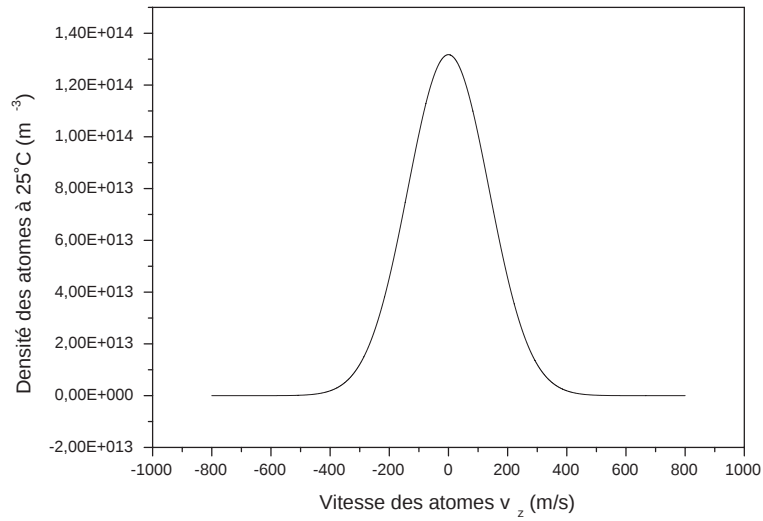


FIG. 2.1 – *Profil gaussien de la densité des atomes de césium selon leurs classes de vitesse.*

La largeur de ce profil est d'environ $\Delta v = 400$ m/s pour les atomes de césium à une température de 25°C. Ce profil est responsable de l'élargissement Doppler des raies de résonance qui présenteront également un profil gaussien dont la largeur en fréquence est :

$$\Delta \nu_D = \frac{\nu_0}{c} \Delta v \quad (2.5)$$

où ν_0 est la fréquence de la transition atomique considérée. Pour une transition optique de la raie D2 du césium $\nu_0 \approx 3.5 \times 10^{14}$ Hz et la largeur Doppler $\Delta \nu_D \approx 500$ MHz.

2.2 Absorption linéaire

2.2.1 Description des expériences

Les expériences d'absorption linéaire permettent de vérifier simplement que la densité d'atomes de césium dans la cellule est bien celle attendue. Elles consistent à envoyer un faisceau laser résonant à travers la cellule et à observer son absorption (Figure 2.2).

L est la longueur de la cellule

I_0 est l'intensité du faisceau laser à l'entrée de la cellule

I_L est l'intensité du faisceau laser à la sortie de la cellule

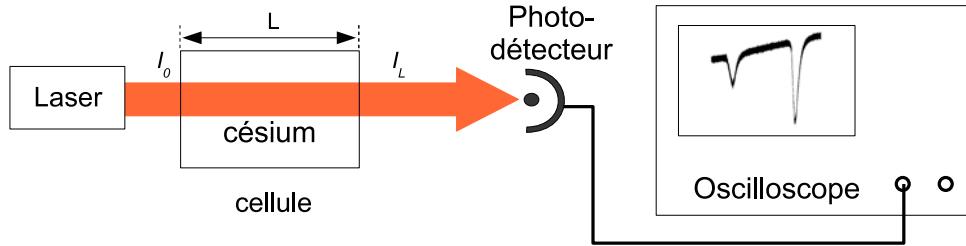


FIG. 2.2 – Description de l'expérience de l'absorption linéaire.

2.2.2 Modèle de l'absorption linéaire

Pour décrire l'absorption linéaire, il est suffisant d'utiliser un modèle simple d'un atome à 2 niveaux traité de façon classique par les équations de taux. La figure 2.3 représente un tel système à deux niveaux en interaction avec un rayonnement.

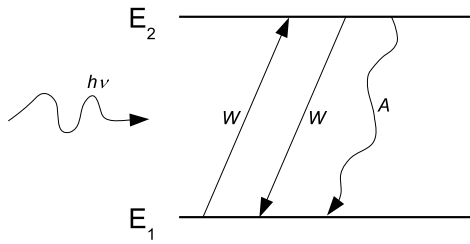


FIG. 2.3 – Diagramme des transitions atomiques d'un système à deux niveaux.

W représente le taux de transition par absorption ou par émission stimulée qui dépend de l'intensité du laser. L'atome porté vers l'état excité à une durée de vie naturelle $\Delta\tau$ ($\Delta\tau \approx 30$ ns pour le césium). Le taux de désexcitation spontanée est alors désigné par $A = \frac{1}{\Delta\tau}$. Le phénomène d'émission spontanée limite la largeur de raie à $\Delta\nu_0 = \frac{A}{2\pi} = 5.3$ MHz.

L'évolution des densités atomiques s'écrit :

$$\begin{cases} \frac{dn_1}{dt} = -Wn_1 + (W + A)n_2 \\ \frac{dn_2}{dt} = Wn_1 - (W + A)n_2 \\ n_1 + n_2 = n \end{cases}$$

n_1 et n_2 représentent respectivement les populations atomiques dans l'état fondamental et l'état excité. n est la somme des populations des deux niveaux. En régime stationnaire, la variation des populations des deux niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ est nulle. Les équations de pompage s'écrivent :

$$\begin{cases} -Wn_1 + (W + A)n_2 = 0 \\ Wn_1 - (W + A)n_2 = 0 \\ n_1 + n_2 = n \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} n_1 = \frac{1 + \frac{A}{W}}{1 + \frac{A}{2W}} \frac{n}{2} \\ n_2 = \frac{1}{1 + \frac{A}{2W}} \frac{n}{2} \\ n_1 + n_2 = n \end{cases}$$

Δn représente la différence de population entre les deux niveaux avec :

$$\Delta n = n_1 - n_2 = \frac{A/W}{1 + A/2W} \frac{n}{2} \quad (2.6)$$

Pour des grandes valeurs de W , Δn tend vers 0 : la transition sature et à forte intensité les atomes ne sont plus susceptibles d'absorber des photons supplémentaires.

La figure 2.4 représente la variation des populations des deux niveaux en fonction du rapport $2W/A$.

2.2.3 Définition du taux de transition W

Le taux d'absorption et d'émission stimulée W est proportionnel à l'intensité laser I :

$$W = B(\nu)I \quad (2.7)$$

$B(\nu)$ est le coefficient d'Einstein dans lequel est incluse la dépendance fréquentielle de l'inter-

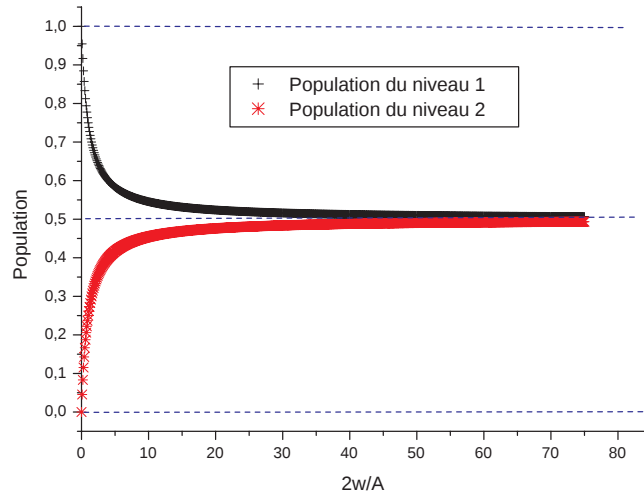


FIG. 2.4 – Evolution des populations dans les deux niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ suite à la variation du rapport $\frac{2W}{A}$.

action. Dans le cas général [19] [20] [21] :

$$B(\nu) = \frac{A\lambda^3}{8\pi\hbar c} \int \underbrace{g_0(\nu - \nu_0)}_{\text{raie_atomique}} \underbrace{g_l(\nu - \nu_l)}_{\text{raie_laser}} d\nu \quad (2.8)$$

λ est la longueur d'onde du faisceau laser, c est la vitesse de la lumière, ν_0 est la fréquence de résonance atomique et ν_l est la fréquence centrale du laser. L'intégrale contient deux fonctions lorentziennes g_0 et g_l . Ces deux fonctions représentent respectivement l'élargissement naturel de la raie atomique et l'élargissement spectral du laser :

$$g_0(\nu - \nu_0) = \frac{\Delta\nu_0}{2\pi} \frac{1}{(\frac{\Delta\nu_0}{2})^2 + (\nu - \nu_0)^2} \quad \text{et} \quad g_l(\nu - \nu_l) = \frac{\Delta\nu_l}{2\pi} \frac{1}{(\frac{\Delta\nu_l}{2})^2 + (\nu - \nu_l)^2} \quad (2.9)$$

On peut distinguer deux cas :

i) Excitation large bande

La largeur spectrale du champ électromagnétique laser $\Delta\nu_l$ est beaucoup plus importante que la

largeur spectrale atomique $\Delta\nu_0$. L'excitation atomique correspondante est dite excitation *large bande*. La raie atomique est considérée comme étant un Dirac (Figure 2.5), on peut donc faire l'approximation suivante :

$$g_0(\nu - \nu_0) \approx \delta(\nu - \nu_0) \quad (2.10)$$

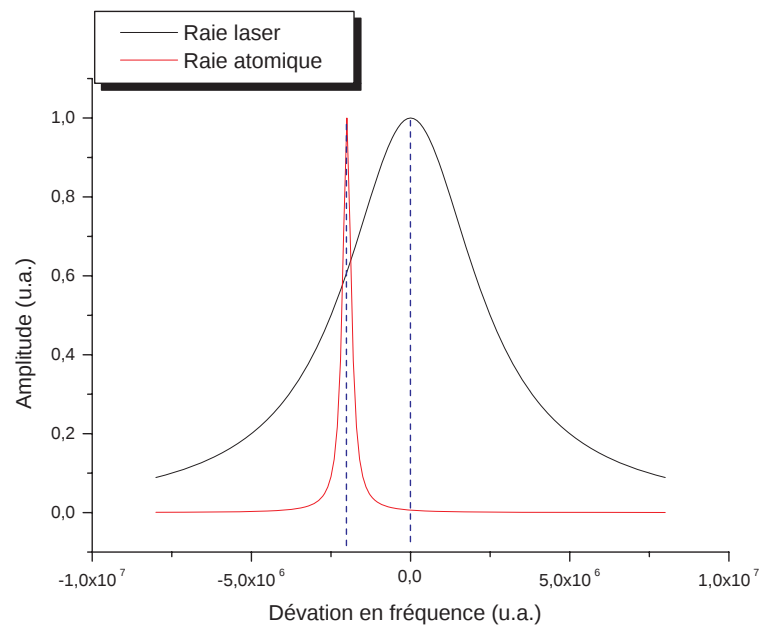


FIG. 2.5 – Représentation des deux raies laser et atomique dans le cas d'une excitation large bande.

En substituant g_0 et g_l dans l'intégrale de l'équation 2.8, on a :

$$\int \delta(v - v_0) g_l(v - v_l) dv = g_l(v_0 - v_l) \quad (2.11)$$

Par conséquent l'expression du taux de transition W devient :

$$W = \frac{A\lambda^3}{8\pi\hbar c} I g_l(v_0 - v_l) = \frac{A\lambda^3}{8\pi\hbar c} I \frac{\Delta v_l}{2\pi} \frac{1}{(\frac{\Delta v_l}{2})^2 + (v_0 - v_l)^2} \quad (2.12)$$

à la résonance $v_l = v_0$, la valeur de W est :

$$W = \frac{A\lambda^3}{4\pi^2\hbar c \Delta v_l} I \quad (2.13)$$

ii)-Excitation monochromatique

Dans le cas d'une excitation monochromatique, la raie du laser est approximée par un Dirac :

$$g_l(v - v_l) \approx \delta(v - v_l) \quad (2.14)$$

et on trouve :

$$W = \frac{A\lambda^3}{8\pi\hbar c} I \frac{\Delta v_0}{2\pi} \frac{1}{(\frac{\Delta v_0}{2})^2 + (v_l - v_0)^2} \quad (2.15)$$

à la résonance $v_l = v_0$ et W s'écrit :

$$W = \frac{\lambda^3}{2\pi\hbar c} I \quad (2.16)$$

2.2.4 Définition de l'intensité de saturation

C'est l'intensité à partir de laquelle la saturation de la résonance devient non négligeable.

Par définition c'est l'intensité $I = I_s$ pour laquelle $n_2 = \frac{1}{1 + \frac{A}{2W}} \frac{n}{2} = \frac{n}{4}$. Le taux d'émission spontanée A vaut alors deux fois la valeur du taux de transition W .

$$2W = A \Rightarrow I = I_s \quad (2.17)$$

Dans ce cas, les populations de chaque niveau sont :

$$\begin{cases} n_1 = \frac{3n}{4} \\ n_2 = \frac{n}{4} \end{cases} \quad (2.18)$$

On déduit à partir des équations 2.13 et 2.16 les valeurs des intensités de saturation dans les deux cas d'excitation large bande et monochromatique :

Excitation large bande

$$I_{sLB} = \frac{2\pi^2 hc}{\lambda^3} \Delta\nu_l \quad (2.19)$$

Dans le cas où la source laser est une diode VCSEL de largeur de raie $\Delta\nu_l \approx 50$ MHz, on peut considérer que l'excitation est large bande et donc $I_{sLB} \approx 20 \text{ mW/cm}^2$.

L'expression de W en fonction de I_{sLB} hors résonance est :

$$W = \frac{A}{2} \frac{I_l}{I_{sLB}} \frac{(\Delta\nu_l/2)^2}{(\Delta\nu_l/2)^2 + (\nu_0 - \nu_l)^2} \quad (2.20)$$

Excitation monochromatique

$$I_{sM} = \frac{2\pi^2 hc}{\lambda^3} \Delta\nu_0 = \frac{A\pi hc}{\lambda^3} \quad (2.21)$$

Dans le cas d'une excitation monochromatique l'intensité de saturation est beaucoup plus faible que dans le cas précédent : $I_s \approx 3 \text{ mW/cm}^2$. Nous retiendrons cette valeur pour une excitation

avec un laser DBR. En effet dans ce cas $\Delta\nu_l = 1\text{MHz}$ et $\Delta\nu_0 = 5.3\text{ MHz}$. On trouve pour W une expression analogue à celle du cas de l'excitation large bande :

$$W = \frac{A}{2} \frac{I}{I_{SM}} \frac{(\Delta\nu_0/2)^2}{(\Delta\nu_0/2)^2 + (\nu_0 - \nu_l)^2} \quad (2.22)$$

2.2.5 Coefficient d'absorption

Lors du passage du faisceau laser à travers une cellule à césium d'une longueur dz , son intensité I est atténuée à la fréquence de résonance. La variation de son intensité dI dépend des taux de transitions W , de la différence de populations entre les deux niveaux Δn et de la fréquence laser ν_l :

$$\frac{dI}{dz} = -h\nu_l W \Delta n = -hB(\nu_l) \Delta n I \quad (2.23)$$

$\alpha = h\nu_l B \Delta n$ est appelé : *coefficient d'absorption*

Pour de très faibles valeurs de l'intensité laser $I \ll I_s$ le taux de transition par émission spontanée est très supérieur aux taux de transitions par émission stimulée et par absorption, $W \ll \frac{A}{2}$. Dans ce cas la différence des populations n'est pratiquement pas modifiée par la présence du faisceau laser (milieu optiquement mince) : $\Delta n \approx n$. Dans le cas d'une interaction large bande et en prenant en compte la distribution de vitesse des atomes, le coefficient d'absorption s'écrit :

$$\alpha = \frac{h\nu_l A}{4I_s} n \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \left(\frac{\Delta\nu_l}{2}\right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \frac{-mv_z^2}{2k_B T} \frac{1}{\left(\frac{\Delta\nu_l}{2}\right)^2 + (\nu_0 - \nu_l(1 + \frac{v_z}{c}))^2} dv_z \quad (2.24)$$

Dans le domaine où la lorentzienne prend des valeurs notables on peut considérer que $e^{-mv_z^2/2\pi k_B T} \approx \text{constante}$.

Le laser interagit avec la classe de vitesse telle que :

$$v_l(1 + \frac{v_z}{c}) = v_0 \quad \Rightarrow \quad v_z = c \frac{v_0 - v_l}{v_0} \quad (2.25)$$

Pour simplifier l'écriture de α on note l'égalité suivante :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{x^2 + a^2} = \frac{\pi}{a} \quad (2.26)$$

en appliquant le changement de variable adéquat à l'intégrale de l'équation 2.26, on obtient :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dv_z}{(\frac{\Delta v_l}{2})^2 + (v_0 - v_l(1 + \frac{v_z}{c}))^2} = \frac{2\pi}{\Delta v_l} \frac{c}{v_0} \quad (2.27)$$

L'expression de α s'écrit donc de la manière suivante :

$$\alpha = \frac{A\lambda^3 n}{16\pi} \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp \frac{-mc^2}{2k_B T} (\frac{v_0 - v_l}{v_0})^2 \quad (2.28)$$

à la résonance :

$$\alpha = \frac{A\lambda^3 n}{16\pi} \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \quad (2.29)$$

On reprend l'équation 2.23 avec la valeur de α (2.29), l'intensité lumineuse à la sortie de la cellule est donnée par la loi de Beer :

$$I(L) = I_0 \exp -\alpha L = I_0 \exp -\frac{A\lambda^3 n}{8\pi} \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} L \quad (2.30)$$

I_0 est l'intensité du faisceau laser incident à l'entrée de la cellule.

La figure 2.6 représente une comparaison entre les valeurs de l'intensité mesurées à la sortie des deux cellules à césium ($L_{microcellule} = 1.4$ mm et $L_{cellule} = 20$ mm) et les valeurs d'intensités I_L calculées à partir de l'équation 2.30. La microcellule ($L = 1.4$ mm) est chauffée à 40°C alors que la grande cellule ($L = 20$ mm) est à température ambiante ($T_{salle} = 20^\circ\text{C}$). Pour des petites

valeurs de l'intensité laser ($I_0 \ll I_S$) les valeurs expérimentales sont en parfaite adéquation avec les valeurs théoriques.

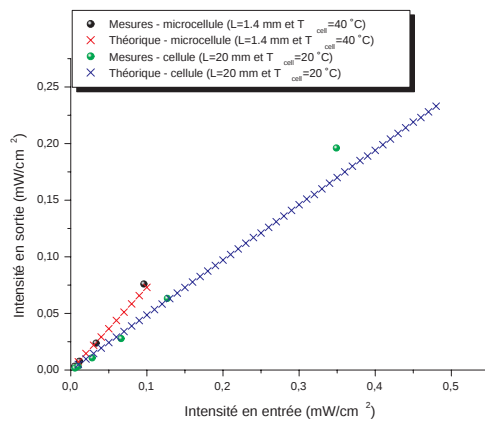


FIG. 2.6 – Comparaison des valeurs d'absorptions optiques théoriques et expérimentales.

2.3 Théorie des transitions atomiques

2.3.1 Système idéal à trois niveaux

La manière la plus simple pour décrire l'effet de piégeage cohérent de populations (CPT), est de considérer un système atomique idéal à trois niveaux parfaitement isolés (système Λ). L'énergie de chaque niveau est notée ε_i ($i=1,2,3$).

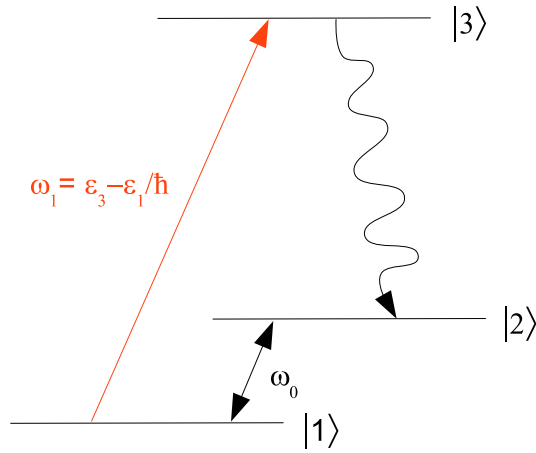


FIG. 2.7 – *Pompage optique*

Dans notre cas, les niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ représentent les niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'alcalin entre lesquels la transition d'horloge est générée à la fréquence $\omega_0 = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\hbar}$. Le niveau $|3\rangle$ est l'état excité accessible à travers une transition optique.

Si on considère un seul champ laser appliqué avec une pulsation ω_1 par exemple, avec ω_1 proche de $\frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_1}{\hbar}$, la transition qui en découle est $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$. Par émission spontanée, la population sera pompée optiquement vers l'état $|2\rangle$. Cette population atomique ne pourra plus être pompée par le champ laser, par conséquent elle se retrouve piégée (Figure 2.7). Dans l'hypothèse où le champ laser appliqué est à une pulsation ω_2 proche de $\frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_2}{\hbar}$, celui-ci pompe la population vers l'état $|1\rangle$ à travers la transition $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$. La présence des deux champs lasers accordés chacun sur les transitions $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ et $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ respectivement, crée une superposition d'états. Lorsque la différence en fréquence entre les deux champs laser est exactement égale à celle

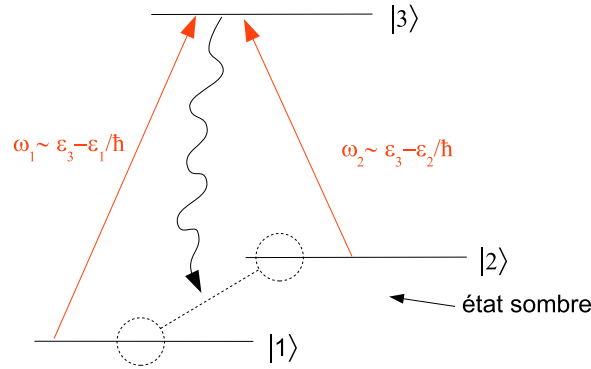


FIG. 2.8 – Représentation simplifiée de l'état sombre

qui sépare les deux états $|1\rangle$ et $|2\rangle$ et si les deux champs laser sont parfaitement en phase, les atomes sont pompés dans un état piège non naturel. Cet état est une superposition cohérente des deux sous-niveaux de l'état fondamental de l'atome alcalin, communément appelé *état sombre* (Figure 2.8).

Cet état n'est plus couplé aux champs laser. Les atomes qui sont dans cet état ne peuvent plus absorber de photons. Si la fréquence qui sépare les deux fréquences laser est balayée autour de la résonance, on observera une modification de l'absorption de la lumière à travers le système atomique. C'est ce phénomène résonant qui est exploité dans le fonctionnement de l'horloge.

2.3.1.1 L'interaction entre les champs laser et la vapeur atomique

L'analyse de l'interaction entre le champ laser et le système atomique permet de décrire le phénomène CPT. Les deux champs laser sont caractérisés par leurs amplitudes $\xi_{1,2}$, leurs pulsations $\omega_{1,2}$, leurs phases $\phi_{1,2}$ et leurs polarisations $\mathbf{e}_{1,2}$. Pour produire un signal CPT, les critères sont notamment : la cohérence en phase des deux champs laser et la fréquence qui les sépare. Dans le cas du césium cette fréquence est de 9,192 GHz. L'écriture des deux champs laser se fait de la manière suivante :

$$\mathbf{E}_1 = \frac{\xi_1}{2} e^{i(\omega_1 + \phi_1)t} \mathbf{e}_1 + \frac{\xi_1}{2} e^{-i(\omega_1 + \phi_1)t} \mathbf{e}_1^* \quad (2.31)$$

$$\mathbf{E}_2 = \frac{\xi_2}{2} e^{i(\omega_2 + \phi_2)t} \mathbf{e}_2 + \frac{\xi_2}{2} e^{i-(\omega_2 + \phi_2)t} \mathbf{e}_2^* \quad (2.32)$$

Le champ électrique total $\mathbf{E}$ auquel est soumis l'atome est la somme de E_1 et E_2 . Le comportement de la vapeur atomique en présence des deux champs laser est décrit par les lois de la mécanique quantique [22][23].

2.3.1.2 Evolution de la matrice densité

L'équation de Liouville - Bloch (équation 2.33) permet de décrire l'ensemble atomique en interaction avec les deux champs laser :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} [\mathbf{H}, \rho] + \Gamma_{relax} \quad (2.33)$$

Γ_{relax} est la matrice des processus de relaxation [24][25][26][9] :

- Le taux de relaxation de la population du niveau excité est Γ^* . Ce paramètre prend en compte la désexcitation par émission spontanée ainsi que l'effet des collisions avec le gaz tampon.
- Le taux de relaxation des cohérences optiques est $\Gamma^*/2$
- La différence de populations entre niveaux de l'état fondamental est affectée d'un taux de relaxation γ_1 . Celui-ci prend en compte l'effet des chocs avec les parois, entre atomes de césium et avec le gaz tampon
- La cohérence hyperfine ρ_{12} est affectée d'un taux de relaxation γ_2 .

La matrice Γ_{relax} s'écrit :

$$\Gamma_{relax} = \begin{pmatrix} \frac{\Gamma^*}{2} \rho_{33} + \frac{\gamma_1}{2} (\rho_{22} - \rho_{11}) & -\gamma_2 \rho_{12} & -\frac{\Gamma^*}{2} \rho_{13} \\ -\gamma_2 \rho_{21} & \frac{\Gamma^*}{2} \rho_{33} - \frac{\gamma_1}{2} (\rho_{22} - \rho_{11}) & -\frac{\Gamma^*}{2} \rho_{23} \\ -\frac{\Gamma^*}{2} \rho_{31} & -\frac{\Gamma^*}{2} \rho_{32} & -\Gamma^* \rho_{33} \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

2.3.2 Système à trois niveaux avec une diode laser modulée

Dans le cas d'une application horloge atomique, la diode laser est modulée autour de la moitié de la fréquence de résonance. La fréquence de modulation ω_M s'écrit :

$$\omega_M = \frac{\omega_0}{2} + \Delta_0 \quad (2.35)$$

Lorsque la fréquence de modulation de la diode laser est exactement égale à la moitié de la fréquence de résonance $\frac{\omega_0}{2}$, les deux raies laser émises sont séparées de ω_0 . Les atomes de césium sont piégés et le signal sombre apparait (Figure 2.9). Pour simuler le piègeage cohérent des populations nous allons considérer la notation qui correspond à la situation où l'on module une diode laser VCSEL à 4.6 GHz. Δ_0 est la déviation en fréquence autour de la fréquence de modulation $\frac{\omega_0}{2}$ (Figure 2.10).

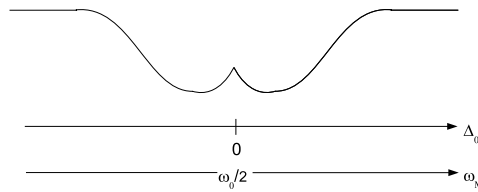


FIG. 2.9 – Représentation de la résonance en fonction de la fréquence de modulation de la diode laser

L'hamiltonien de l'interaction entre l'atome et les deux champs lasers cohérents ayant les deux fréquences ω_1 et ω_2 s'écrit comme suit :

$$H = \hbar \begin{pmatrix} E_1 & 0 & -\Omega_1 \frac{e^{j\omega_1 t} + e^{-j\omega_1 t}}{2} \\ 0 & E_2 & -\Omega_2 \frac{e^{j\omega_2 t} + e^{-j\omega_2 t}}{2} \\ -\Omega_1 \frac{e^{j\omega_1 t} + e^{-j\omega_1 t}}{2} & -\Omega_2 \frac{e^{j\omega_2 t} + e^{-j\omega_2 t}}{2} & E_3 \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

L'évolution des populations des trois niveaux ρ_{11} , ρ_{22} et ρ_{33} ainsi que les cohérences entre les niveaux ρ_{12} , ρ_{13} et ρ_{23} est représentée par la matrice densité 2.37 :

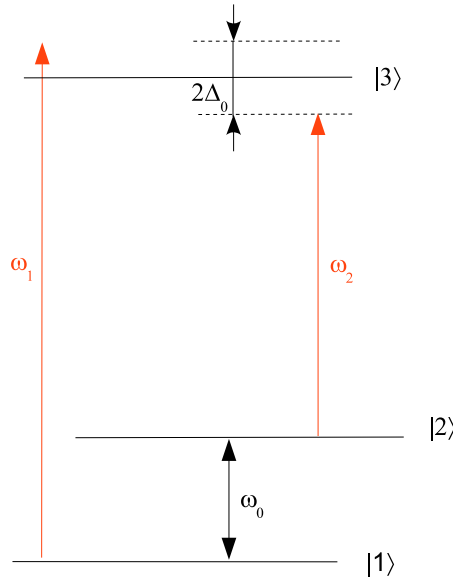


FIG. 2.10 – Système atomique à trois niveaux en interaction avec deux champs résonants

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{\rho}_{11} = -iA_1(\rho_{13} - \rho_{31}) - \frac{\gamma_1}{2}\rho_{11} + \frac{\Gamma^*}{2}\rho_{33} + \frac{\gamma_1}{2}\rho_{22} \\ \dot{\rho}_{22} = -iA_2(\rho_{23} - \rho_{32}) - \frac{\gamma_1}{2}\rho_{22} + \frac{\Gamma^*}{2}\rho_{33} + \frac{\gamma_1}{2}\rho_{11} \\ \dot{\rho}_{33} = -iA_1(\rho_{13} - \rho_{31}) - iA_2(\rho_{23} - \rho_{32}) - \Gamma^*\rho_{33} \\ \dot{\rho}_{12} = i(E_2 - E_1)\rho_{12} - iA_1\rho_{32} + iA_2\rho_{13} - \gamma_2\rho_{12} \\ \dot{\rho}_{13} = i(E_3 - E_1)\rho_{13} + iA_2\rho_{12} - iA_1(\rho_{33} - \rho_{11}) - \frac{\Gamma^*}{2}\rho_{13} \\ \dot{\rho}_{23} = i(E_3 - E_2)\rho_{23} + iA_1\rho_{21} - iA_2(\rho_{33} - \rho_{22}) - \frac{\Gamma^*}{2}\rho_{23} \end{array} \right. \quad (2.37)$$

Pour le calcul de la variation des populations ainsi que la variation temporelle des cohérences entre les différents niveaux, il est opportun de se placer dans le référentiel des champs tournants (R.W.A), c'est-à-dire d'éliminer tous les termes oscillants à des fréquences supérieures aux fréquences de chaque référentiel. On peut écrire le changement de variable suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_{13} = \sigma_{13}e^{i\omega_1 t} \\ \rho_{23} = \sigma_{23}e^{i\omega_1 t} \\ \rho_{12} = \sigma_{12}e^{i(\omega_1 - \omega_2)t} \end{array} \right. \quad (2.38)$$

Les variations temporelles des populations des différents niveaux s'écrivent :

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{11} + \frac{\gamma_1}{2}(\rho_{11} - \rho_{22}) - \frac{\Gamma^*}{2}\rho_{33} = \Omega_1 \text{Im}(\sigma_{13}) \\ \dot{\rho}_{22} + \frac{\gamma_1}{2}(\rho_{22} - \rho_{11}) - \frac{\Gamma^*}{2}\rho_{33} = \Omega_2 \text{Im}(\sigma_{23}) \\ \dot{\rho}_{33} + \frac{\Gamma^*}{2}\rho_{33} = -\Omega_1 \text{Im}(\sigma_{13}) - \Omega_2 \text{Im}(\sigma_{23}) \end{cases} \quad (2.39)$$

En appliquant le changement de variable (2.38) dans les termes des cohérences de l'équation 2.37 on a :

$$\begin{cases} \dot{\sigma}_{12} + i(2\Delta_0 - i\gamma_2)\sigma_{12} = i\frac{\Omega_1}{2}\sigma_{23}^* - i\frac{\Omega_2}{2}\sigma_{13}^* \\ \dot{\sigma}_{13} + i(\Delta_0 - i\frac{\Gamma^*}{2})\sigma_{13} = -i\frac{\Omega_2}{2}\sigma_{12} - i\frac{\Omega_1}{2}(\rho_{22} - \rho_{33}) \\ \dot{\sigma}_{23} - i(\Delta_0 + i\frac{\Gamma^*}{2})\sigma_{23} = -i\frac{\Omega_1}{2}\sigma_{12}^* - i\frac{\Omega_2}{2}(\rho_{22} - \rho_{33}) \end{cases} \quad (2.40)$$

Dans l'application actuelle, il convient de considérer une approximation à faible puissance $\Omega_1, \Omega_2 \ll \Gamma^*$ avec une faible déviation en fréquence $\Delta_0 \ll \frac{\Gamma^*}{2}$. La population de l'état excité est négligeable devant les populations des deux niveaux de l'état fondamental $\rho_{33} \ll \rho_{11}, \rho_{22}$, la différence de population entre les deux niveaux est représentée par $\Delta = \rho_{22} - \rho_{11}$. Cette différence de population entre les deux niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ dépend de l'intensité laser et de la cohérence optique entre l'état fondamental et l'état excité :

$$\dot{\Delta} + \gamma_1 \Delta = \Omega_2 \text{Im}\sigma_{23} - \Omega_1 \text{Im}\sigma_{13} \quad (2.41)$$

La variation des cohérences optiques entre les deux niveaux de l'état fondamental et l'état excité est très lente. On considère donc que la variation des cohérences optiques est nulle :

$$\dot{\sigma}_{13} = \dot{\sigma}_{23} = 0 \quad (2.42)$$

L'équation 2.41 devient :

$$\dot{\Delta} + \left(\gamma_1 + \frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}{2\Gamma^*(1 + \delta_0^2)} \right) \Delta = \frac{\Omega_1^2 - \Omega_2^2}{(1 + \delta_0^2)} \quad (2.43)$$

En substituant l'expression 2.43 dans l'expression du taux de population du niveau excité $|3\rangle$, nous obtenons :

$$\dot{\rho}_{33} + \Gamma^* \rho_{33} = \frac{1}{1 + \delta_0^2} \left(\frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}{2\Gamma^*} + \Delta \frac{\Omega_2^2 + \Omega_1^2}{2\Gamma^*} + \frac{2\Omega_1\Omega_2}{\Gamma^*} \Re(\sigma_{12}) \right) \quad (2.44)$$

La partie réelle du taux de cohérence entre les deux niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$, $\Re(\sigma_{12})$ s'écrit :

$$\Re(\sigma_{12}) = - \frac{\frac{\Omega^2}{2\Gamma^*} (\gamma_2 + \frac{\Omega^2}{\Gamma^*})}{(\gamma_2 + \frac{\Omega^2}{\Gamma^*})^2 + 4\Delta_0} \quad (2.45)$$

En remplaçant l'expression 2.45 dans l'équation 2.44, l'expression de population du niveau $|3\rangle$ ρ_{33} s'écrit en fonction de l'intensité laser et les taux de relaxation de l'état fondamental et l'état excité :

$$\rho_{33} = \left(\frac{\Omega}{\Gamma^*} \right)^2 \left[1 - \frac{\Omega^2}{\Gamma^*} \frac{\gamma_2 + \frac{\Omega^2}{\Gamma^*}}{(\gamma_2 + \frac{\Omega^2}{\Gamma^*})^2 + 4\Delta_0} \right] \quad (2.46)$$

La figure 2.11 représente l'évolution de la population atomique du niveau $|3\rangle$ en fonction de la déviation en fréquence de modulation ω_M . La raie CPT est centrée sur la fréquence $\omega_M = \frac{\omega_0}{2}$.

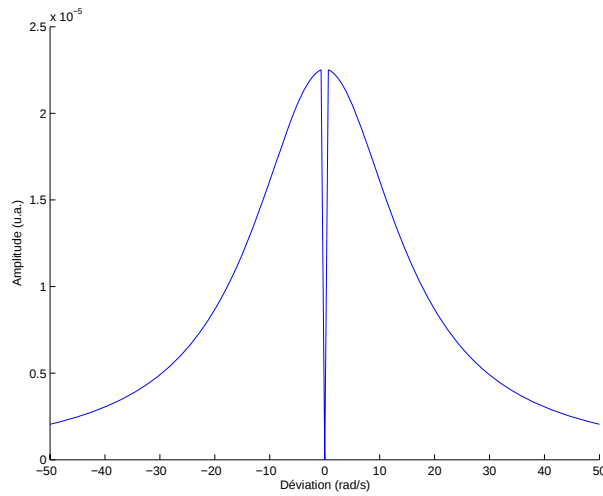


FIG. 2.11 – Signal CPT simulé dans le cas idéal

La largeur de la raie CPT est [9][26] :

$$\Delta\nu_0 = \frac{1}{2\pi} \left(\gamma_2 + \frac{\Omega^2}{\Gamma_*} \right) \quad (2.47)$$

La largeur du signal CPT est donc conditionnée par deux paramètres :

- Le taux de relaxation des cohérences γ_2 qui représente l'inverse de la durée de vie de l'état sombre. Cet état est très fragile, les collisions avec les parois ou entre atomes de césium limiteront cette durée de vie.
- L'intensité lumineuse à travers la fréquence de Rabi Ω . Il s'agit ici de l'élargissement par effet de puissance.

2.4 Evaluation de la stabilité de fréquence à court terme d'une microhorloge CPT

La stabilité de fréquence à court terme de la micro-horloge est, rappelons le, donnée par :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{\Delta\nu_0}{\nu_0} \frac{1}{S/B} \tau^{-1/2} \quad (2.48)$$

où $\Delta\nu_0$ est la largeur du signal CPT et S/B le rapport signal sur bruit exprimé en amplitude dans une bande de 1Hz et mesuré à la fréquence de modulation de l'oscillateur local. Nous allons dans la suite évaluer la stabilité de la micro-horloge en fonction des paramètres de l'expérience et en particulier des caractéristiques de la micro-cellule.

2.4.1 Amplitude du signal CPT pour un système réel

Dans le cas réel de l'atome de césium, les niveaux hyperfins de l'état fondamental sont constitués de 16 sous niveaux Zeeman. Seules les transitions entre $|F = 4, m_F = 0\rangle$ et $|F = 3, m_F = 0\rangle$ nous intéressent. À l'équilibre thermodynamique, les différents sous-niveaux Zeeman sont équi-

peuplés, seulement $\frac{1}{8}$ des atomes sont donc susceptibles de participer au signal d'horloge. Lorsque l'on utilise un laser polarisé circulairement pour observer l'effet CPT, ce nombre doit encore être abaissé à cause de l'effet de pompage vers les sous-niveaux extrêmes. En pratique le contraste $C = \frac{S}{\frac{2I_0 A_l}{3}(1 - e^{-\alpha L})}$ peut atteindre 3% [27].

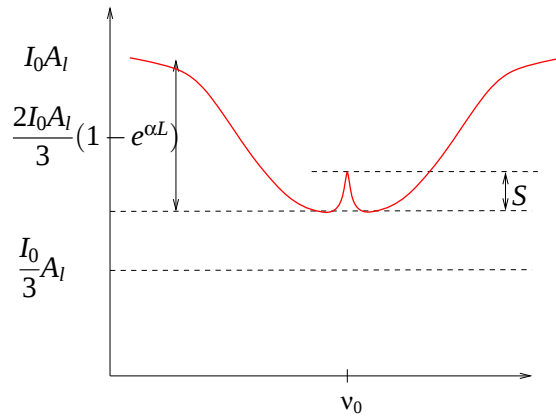


FIG. 2.12 – Amplitude du signal CPT dans le cas réel

Dans le cas de la microhorloge, on module le courant d'injection d'une diode VCSEL pour générer les deux fréquences optiques nécessaires au CPT. La puissance maximale qu'il est possible de placer dans ces deux raies représentent 60% de la puissance totale. Le reste est distribué sur la porteuse (raie centrale) et les autres raies de modulation. Dans le cas d'une modulation optimale 1/3 de la puissance laser est donc hors résonance et est intégralement captée par le photodétecteur, générant ainsi un fort fond continu sur lequel sera inscrit le signal utile. Si A_l est la section du faisceau laser, l'amplitude S (Figure 2.12) du signal CPT s'écrit comme suit :

$$S = C \times \frac{2I_0}{3} A_l (1 - \exp -\alpha L) \quad (2.49)$$

avec $C \approx 3 \%$ typiquement.

2.4.2 Largeur de raie

2.4.2.1 Cellule sans gaz tampon

Dans la cellule sans gaz tampon, l'atome de césium se déplace librement jusqu'à ce qu'il rentre en collision soit avec un atome, soit avec la paroi de la microcellule (Figure 2.13). Ces deux types de collisions ont une influence directe sur la cohérence hyperfine de l'atome. Les collisions des atomes de césium avec les parois détruisent totalement la cohérence, par conséquent la durée de vie de l'état sombre est au maximum limitée par le temps entre deux chocs avec les parois.

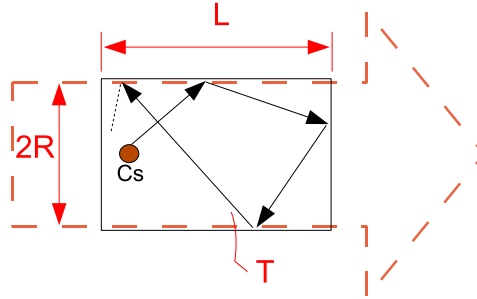


FIG. 2.13 – Illustration des chocs d'un atome de césium avec les parois dans une cellule sans gaz tampon.

La largeur de raie du signal de résonance dans une microcellule sans gaz tampon dépend de la vitesse moyenne des atomes $\langle v \rangle$ et de la distance moyenne entre deux parois de la cellule $d_{cell} \approx L$:

$$\gamma_{2_{parois}} = \frac{\langle v \rangle}{d_{cell}} \quad (2.50)$$

Pour $L = 1\text{mm}$ et une température de 60°C , on a $\gamma_{2_{parois}}/2\pi \approx 80\text{ kHz}$. De telles largeurs de raie ne permettent pas de réaliser des horloges performantes. Il est donc nécessaire d'introduire dans la cellule un ou des gaz tampons afin de diminuer l'élargissement dû aux chocs avec les parois et l'effet Doppler.

2.4.2.2 Cellule avec gaz tampon

La largeur de la raie est considérablement diminuée en présence d'un gaz tampon. En effet, les atomes de césium entrent en collision avec les atomes du gaz tampon, par conséquent le temps entre deux collisions avec les parois de la cellule est considérablement augmenté. Le choc césium-gaz tampon ne détruit pas la cohérence, cela explique la réduction de la largeur spectrale. Les gaz tampons sont des gaz inertes. Il n'y a aucune interaction chimique entre le césium et le gaz tampon. Par conséquent la densité des atomes alcalins n'est pas perturbée par la présence du gaz tampon. Le chemin parcouru par l'atome de césium entre deux collisions avec les atomes du gaz tampon est le "libre parcours moyen" λ_f . Le libre parcours moyen est proportionnel à la constante de diffusion D_0 et inversement proportionnel à la pression du gaz tampon P_{gt} et à la vitesse relative v_{rel} entre les atomes de césium et du gaz tampon.

$$\lambda_f = \frac{D_0}{v_{rel} P_{gt}} \quad (2.51)$$

Pour l'argon $D_0 = 0.134 \text{ cm}^2/\text{s}$ mesuré à la pression $P_0 = 10.13 \times 10^4 \text{ Pa}$ [28]. v_{rel} est la vitesse moyenne relative des atomes de césium de masse m et des atomes de gaz tampon de masse M , elle est donnée par :

$$v_{rel} = \sqrt{\frac{8K_B T}{\pi m M / (m + M)}} \quad (2.52)$$

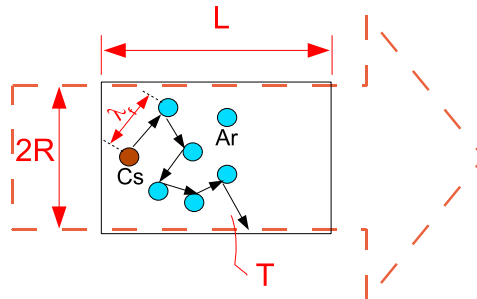


FIG. 2.14 – Le libre parcours moyen réduit dans une microcellule en présence d'un gaz tampon.

En présence du gaz tampon, le mouvement des atomes de césium n'est plus balistique entre

deux chocs avec les parois, mais il s'agit de mouvement de diffusion à travers le gaz tampon.

Le taux de relaxation des cohérences s'écrit alors [29] :

$$\gamma_{2_{gt}} = \left[\left[\left(\frac{2,405}{R} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 \right] D_0 \frac{P_0}{P} + N_0 v_{gt} \sigma_{gt} \frac{P}{P_0} \right] \quad (2.53)$$

Le premier terme représente l'effet résiduel des parois, le second tient compte de la probabilité d'échange de spin entre un atome de césium et un atome (ou une molécule) de gaz tampon. Cette probabilité est représentée par la section efficace d'échange de spin σ_{gt} qui dépend du type de gaz tampon utilisé. $N_0 \approx 2,69 \times 10^{25} \text{m}^{-3}$ est la constante de Loschimdt. Le tableau 2.1 donne les paramètres associés au différents types de gaz tampons communément utilisés.

TAB. 2.1 – Constante de diffusion D_0 et section efficace σ_{gt} pour plusieurs gaz tampons

	He	Ne	N ₂	Ar	Kr	CH ₄	Units
D_0	0.20(4)	0.153(14)	0.087(15)	0.134(2)	0.14(3)	0.28(5)	cm ² /s
σ_{gt}	2.8(3)	9.3(9)	60(4)	104(10)	2550(360)	41(6)	10 ⁻²³ cm ²

La figure 2.15 représente la variation de la largeur de raie calculée à partir de l'équation (2.53), en considérant l'argon comme gaz tampon et $L = 2R$. Pour une pression d'argon $P_{Ar} = 5.3 \text{ kPa}$ l'équivalent de 40 Torr, la largeur de résonance calculée est de 5 kHz.

2.4.2.3 Collisions Cs-Cs

Lorsque deux atomes de césium rentrent en collision, la cohérence peut être perturbée. La largeur de raie correspondant à cet effet est fonction de la densité n , de la vitesse des atomes v_{cs} et de la section efficace d'échange de spin $\sigma_{ES} = 2,2 \times 10^{-18} \text{m}^2$. $I = \frac{7}{2}$ est le spin nucléaire de l'atome de césium.

$$\gamma_{2_{cs-cs}} = \frac{6I+1}{8I+4} n \langle v_{cs} \rangle \sigma_{ES} \quad (2.54)$$

Cet effet d'élargissement sera seulement nuisible pour des températures élevées (Figure 2.16).

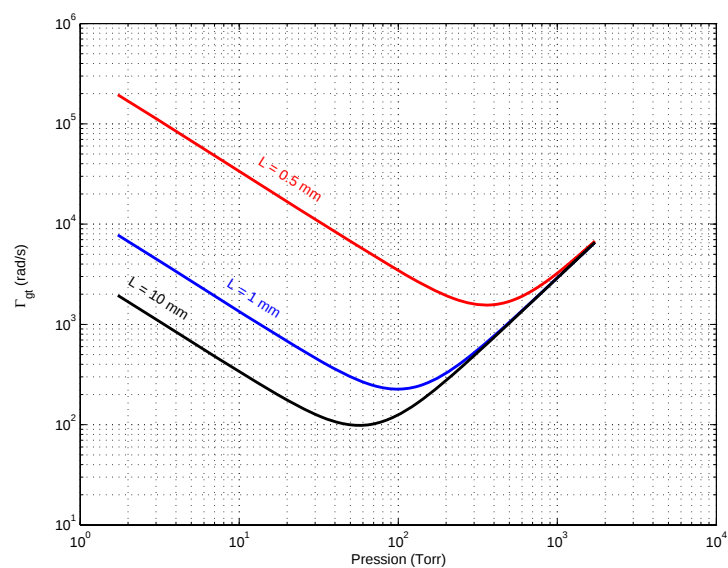


FIG. 2.15 – Variation de la largeur CPT en fonction de la pression de l'argon calculé pour des longueurs de cellules différentes

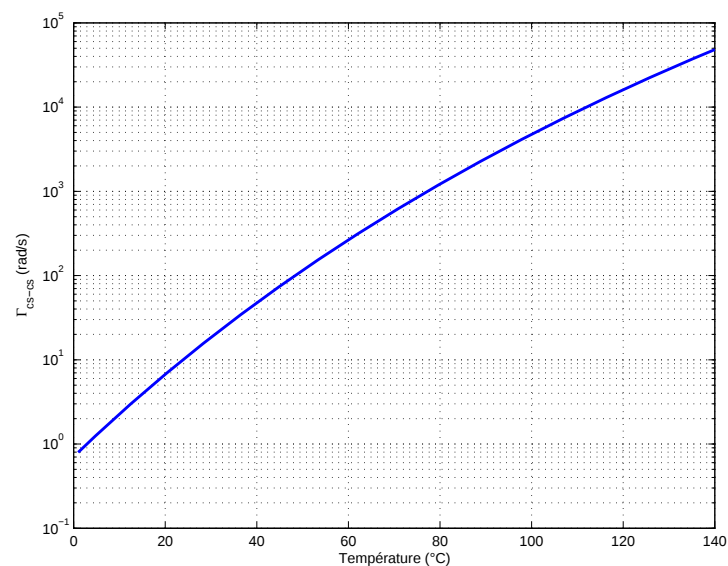


FIG. 2.16 – Variation de la largeur de raie suite aux collisions Cs-Cs

2.4.2.4 Elargissement par effet de puissance

La théorie du CPT (système à trois niveaux) montre que la largeur de raie est fonction de l'intensité lumineuse. La contribution de cet effet sur la largeur de raie est :

$$\Gamma_I = \frac{\Omega^2}{\Gamma^*} \quad (2.55)$$

Γ^* est la largeur de raie des transitions optiques et Ω est la pulsation de Rabi. En présence de gaz tampon, les raies optiques sont fortement élargies :

$$\Gamma^* \approx A + k_{gt} P_{gt} \quad (2.56)$$

Si on utilise de l'argon, on a :

$$k_{gt} \approx 2\pi \times 10 \text{ MHz/Torr} \quad (2.57)$$

En considérant 100 Torr d'argon, l'élargissement par effet de puissance sera :

$$\frac{\Gamma_I}{2\pi} = 6.6 \times I \text{ kHz} \cdot \text{cm}^2/\text{mW} \quad (2.58)$$

Pour une intensité $I = 1.6 \text{ mW/cm}^2$ par exemple l'élargissement est proche des 10 kHz.

2.4.2.5 Largeur de raie totale

En tenant compte des différents effets mentionnés précédemment, nous avons calculé la largeur de raie du signal CPT pour deux dimensions de cellules. Nous avons supposé $2R = L$ et une température de fonctionnement de 65°C . Les figures suivantes donnent les largeurs de raies en fonction de l'intensité laser totale et de la pression d'argon supposée introduite à 25°C .

On notera que pour obtenir des largeurs de raies inférieures à 5kHz dans une cellule de longueur 1mm, il est nécessaire d'imposer une pression de gaz tampon très importante ($P_{gt} \approx 100 \text{ Torr}$)

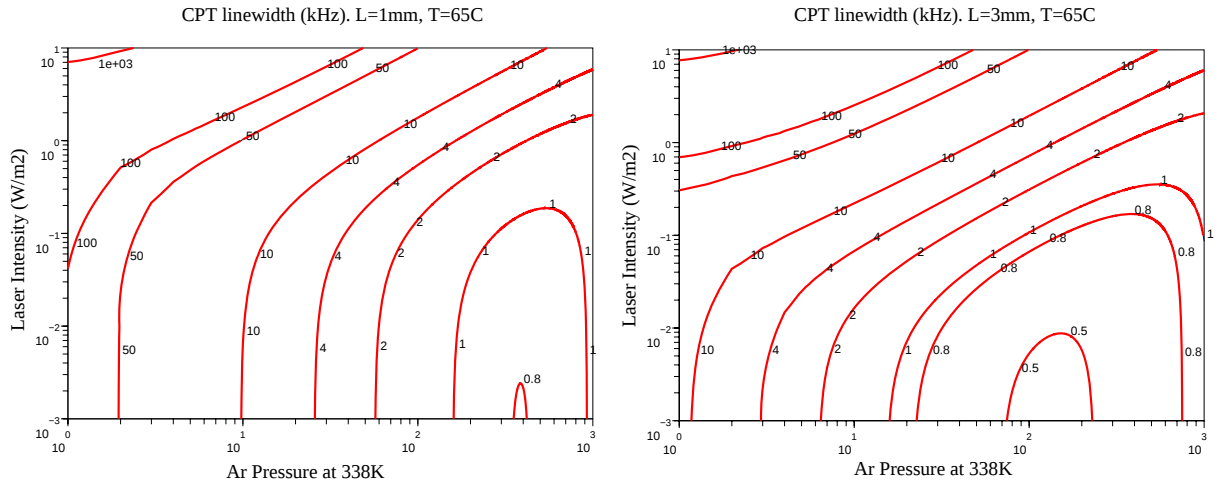


FIG. 2.17 – Largeur de raie CPT pour deux dimensions de cellules en fonction de l'intensité lumineuse totale et de la pression de gaz tampon introduite à 25°C. $L = 2R$ et $T = 65^\circ\text{C}$.

et de travailler à faible puissance laser ($I_l < 100\mu\text{W}/\text{cm}^2$).

2.4.3 Bruit associé à la détection

Pour asservir l'oscillateur local sur la raie CPT, on module la fréquence ν_M de l'ordre de 500Hz. Le signal d'erreur est extrait en démodulant le signal d'horloge, c'est donc le bruit à la fréquence de modulation que nous devons prendre en compte.

Bruit de grenaille

En supposant une modulation optimale du laser, le fond continu sur lequel est inscrit le signal CPT sera $\frac{I_0}{3}A_l(1 + 2e^{-\alpha L})$. Le bruit de grenaille (shot noise) associé à ce fond continu est donc :

$$B_{shot} = \sqrt{2h\nu \frac{P_0}{3}(1 + 2e^{-\alpha L})} \quad (2.59)$$

On note la puissance totale $P_0 = I_0 A_l$. Le bruit de grenaille B_{shot} dépend du coefficient d'absorption qui est relié à la densité atomique n , et donc à la température. Typiquement, la puissance du laser ne dépasse pas 100 μW , ainsi :

$$B_{shot} \leq 5 \times 10^{-12} W/Hz^{1/2} \quad (2.60)$$

Bruit du photodétecteur

Il dépend du type de photodiode utilisé, de sa surface et de l'électronique qui lui est associée. Dans le fonctionnement de la microhorloge, la photodiode doit détecter deux modulations. La première à une fréquence de 500 Hz est utilisée pour l'asservissement de l'oscillateur local. La deuxième à une fréquence plus élevée (qq. 10kHz typiquement) est nécessaire à la stabilisation en longueur d'onde du laser sur la résonance optique. Afin de donner un ordre de grandeur du bruit du détecteur, nous avons considéré une photodiode Silicium (type HAMAMATSU [30]) dans un montage transimpédance. La source de bruit prépondérant de ce circuit est le bruit en courant associé à la résistance de feedback : $\frac{4k_B T}{R_f}$. La valeur de la résistance R_f ne peut pas être

trop importante pour ne pas limiter la bande passante de détection. Pour des valeurs typiques, on trouve que le bruit du détecteur reste inférieur à $4 \times 10^{-12} \text{W/Hz}^{1/2}$:

$$B_{PD} \approx 4 \times 10^{-12} \text{W/Hz}^{1/2} \quad (2.61)$$

Bruit d'amplitude du laser (AM noise)

Le fond continu est affecté directement par les fluctuations d'intensité du laser. Le bruit d'amplitude d'un VCSEL est généralement caractérisé par le RIN (Relative Intensity Noise) à plusieurs GHz. Ici, nous sommes intéressés aux fluctuations autour de la fréquence de modulation de l'O.L. (500 Hz). A basse fréquence, le bruit d'amplitude du laser n'est pas un bruit blanc mais un bruit en $1/f$ (bruit flicker). La figure 2.18 montre le bruit d'amplitude typique d'une diode VCSEL mesuré par Turrenc [31].

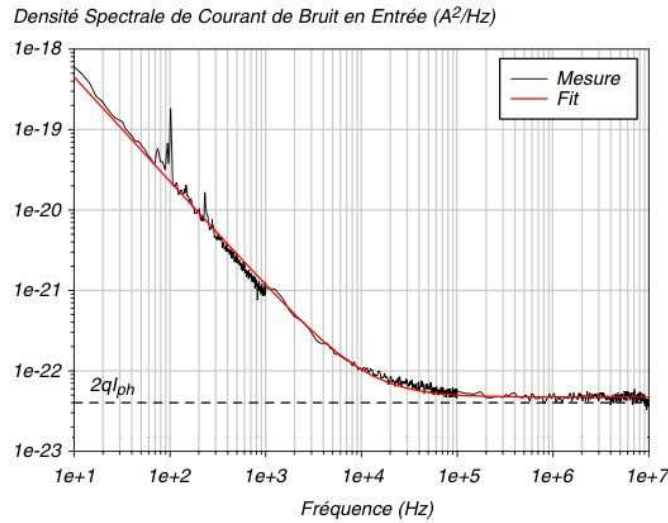


FIG. 2.18 – AM noise of a AVALON VCSEL [31].

Les fluctuations de puissance de la diode VCSEL sont détectées par une photodiode Silicium dont la réponse typique est 0.5 A/W et la figure 2.18 donne la densité spectrale des fluctuations du photocourant pour une puissance incidente de 250 μW . En considérant une modulation de l'OL. à 500 Hz, les fluctuations de puissance détectées seront :

$$B_{AM} \approx 4 \times 10^{-7} P_0 \text{ 1/Hz}^{1/2} \quad (2.62)$$

Ce qui donne pour une puissance incidente de $20\mu\text{W}$:

$$B_{AM} \approx 8 \times 10^{-12} \text{ W/Hz}^{1/2} \quad (2.63)$$

Bruit de fréquence du laser (FM laser noise)

Le bruit de fréquence du laser affecte également la détection du signal CPT. Il est généralement admis que cette contribution provient de la conversion bruit de fréquence [32] en bruit d'amplitude à travers le processus de pompage optique. Une analyse théorique est donnée dans [33]. Dans [34] et [35], il est démontré expérimentalement que le bruit de fréquence du laser constitue la source de bruit prépondérante qui limite la stabilité de l'horloge CPT. A partir des données publiées dans [34], il est possible d'obtenir l'ordre de grandeur de la contribution du bruit (AM et FM) du laser. On trouve pour une source VCSEL :

$$B_{VCSEL} \approx 5 \times 10^{-11} \text{ W/Hz}^{1/2} \text{ pour } P_0 = 20\mu\text{W} \quad (2.64)$$

En comparant avec 2.63, il est clair que le bruit FM est dominant. En combinant 2.63 et 2.64 et en supposant que les bruit AM et FM du laser sont décorrélés ¹, on trouve :

$$B_{FM} \approx 2.5 \times 10^{-6} P_0 \text{ 1/Hz}^{1/2} \quad (2.65)$$

Bruit total

Pour résumer, nous avons tracé le bruit associé à la détection du signal d'horloge en fonction de la puissance optique totale.

¹En réalité les bruits AM et FM du laser ne sont certainement pas décorrélés. L'hypothèse qui est faite ici donne donc une valeur maximale du bruit FM

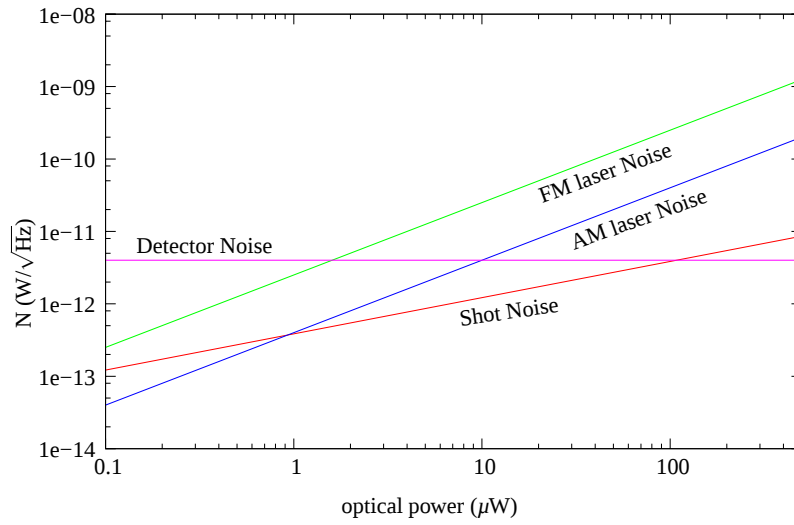


FIG. 2.19 – L'évolution des bruits laser FM et AM, du bruit shot noise et du bruit de détection en fonction de la puissance laser.

Dans la gamme de puissance utilisée ($1\mu\text{W} \leq P_0 \leq 100\mu\text{W}$), c'est le bruit blanc de fréquence du laser qui prédomine.

2.4.4 Stabilité de fréquence à court terme

En combinant les différents chiffres précédents et en utilisant la formule 2.48, nous avons calculé la stabilité relative de fréquence de la microhorloge pour un temps d'intégration $\tau = 1s$, en fonction de l'intensité laser totale et la pression de gaz tampon (supposé ici de l'argon). Les figures suivantes représentent $\sigma_y(1s)$ pour plusieurs longueurs de cellules et une température de $65^\circ C$.

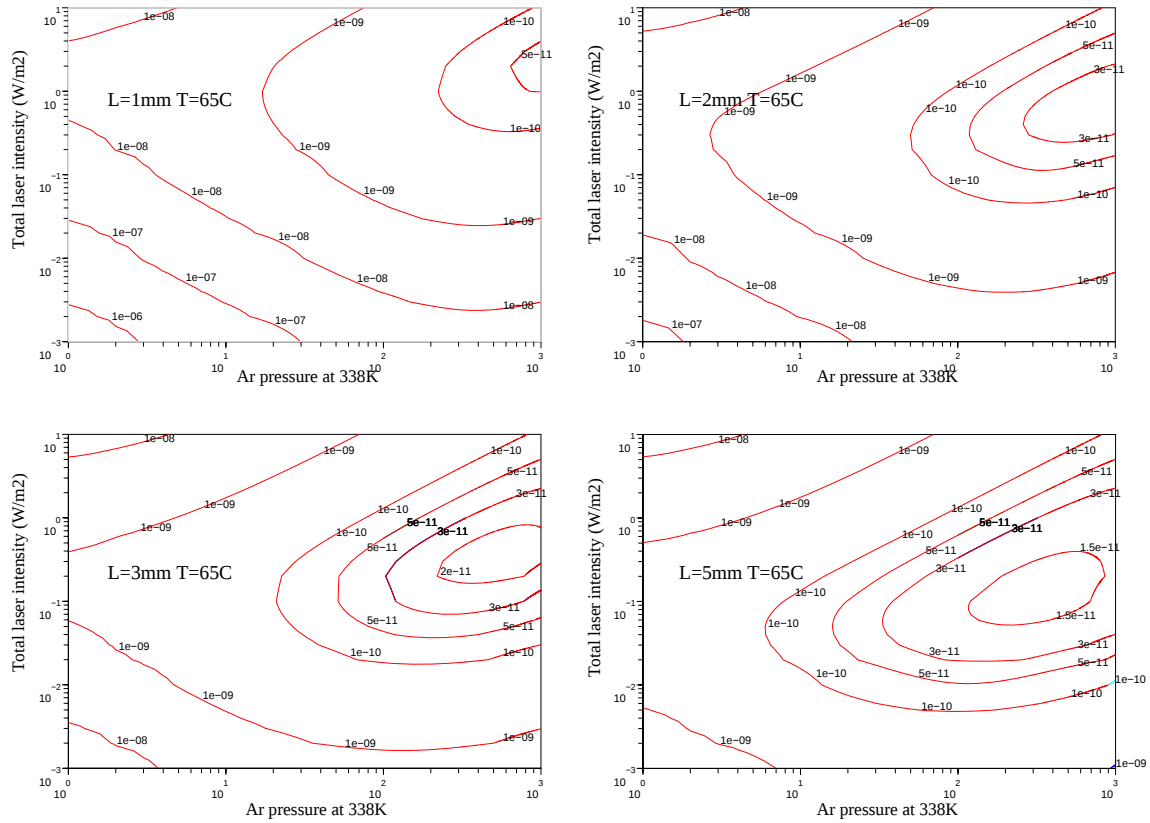


FIG. 2.20 – Représentation de la variation de la stabilité pour plusieurs longueurs de cellules à $65^\circ C$.

Ces figures montrent qu'une stabilité de fréquence à court terme de l'ordre de 1×10^{-11} ne peut être obtenue que pour une pression de gaz tampon importante (supérieure ou de l'ordre de 100 Torr) et pour une intensité lumineuse de l'ordre de 10 à 100 $\mu W/cm^2$.

2.5 Déplacements de fréquence et stabilité à long terme

La stabilité de fréquence à long terme de l'horloge est conditionnée par la sensibilité de la fréquence d'horloge aux paramètres environnementaux. En effet, les atomes de césium dans la micro-cellule sont loin d'être dans les conditions idéales de la définition de la seconde (atomes isolés, au repos et en champ magnétique nul) et ainsi, la fréquence de la transition d'horloge est déplacée par différents effets. La valeur de ces déplacements de fréquence est fonction du champ magnétique, de la température ou encore de l'intensité lumineuse. Toute fluctuations à long terme de ces paramètres entrainera une variation de la fréquence d'horloge. Nous ne nous intéressons ici qu'au déplacement de fréquence dû à la présence du gaz tampon. C'est en effet dans l'état actuel de nos travaux, le premier effet à minimiser.

2.5.1 Déplacement dû au gaz tampon

Lors d'une collision entre un atome alcalin et un atome gaz tampon, une interaction hyperfine se produit. La conséquence est un déplacement de la fréquence de résonance $\delta\nu$. La valeur de ce déplacement dépend du type et de la pression du gaz tampon utilisé. On approxime généralement la dépendance de $\delta\nu$ par rapport à la température par une fonction quadratique :

$$\delta\nu(T) = P_0 (\beta + \delta(T - T_0) + \gamma(T - T_0)^2) \quad (2.66)$$

P_0 est la pression du gaz tampon mesurée à la température T_0 . Pour le césium nous connaissons essentiellement les paramètres β et δ pour quelques gaz tampons. Le coefficient quadratique n'est pas connu (Tableau 2.2).

En supposant le terme quadratique négligeable devant le terme linéaire, la sensibilité relative de la fréquence en fonction de la température pour une pression de 100 Torr d'argon est :

$$\frac{1}{\nu} \frac{d\nu}{dT} \approx 1 \times 10^{-8} / ^\circ\text{C} \quad (2.67)$$

TAB. 2.2 – Les coefficients de pression et de température pour le césium 133, $T_0 = 333$ K [25].

	$\beta(\text{Hz} \cdot \text{Torr}^{-1})$	$\delta(\text{Hz} \cdot \text{Torr}^{-1} \cdot \text{C}^{-1})$	$\gamma(\text{Hz} \cdot \text{Torr}^{-1} \cdot \text{C}^{-2})$
He [36]	1185 ± 0.04	1.47 ± 0.15	1.06 ± 0.3 [38]
Ne [25]	0.580	1.012	
Ar [37]	-191.4 ± 3	-1.05 ± 0.05	
Kr [37]	-1450 ± 50	-1.9 ± 0.5	
N ₂ [36]	924.7 ± 7	0.623 ± 0.05	
CH ₄ [36]	-1050 ± 30	-1.47 ± 0.09	

Ainsi même si la température de la cellule est régulée à 1mK près, l'instabilité de fréquence à long terme ne pourra pas être meilleure que 1×10^{-11} . Ceci est certainement le facteur principal quant à la performance à long terme de l'horloge. Il est cependant possible en théorie, de pallier cet effet néfaste en combinant deux gaz tampons qui engendrent des déplacements de fréquence de signe opposé et par conséquent annuler la sensibilité thermique totale. Dans ce cas le déplacement de fréquence devient [9] :

$$\delta\nu_m(T) = P_t \left(\beta' + \delta'(T - T_0) + \gamma'(T - T_0)^2 \right) \quad (2.68)$$

avec :

$$\begin{cases} \beta' = \frac{\beta_1 + r\beta_2}{1+r} \\ \delta' = \frac{\delta_1 + r\delta_2}{1+r} \\ \gamma' = \frac{\gamma_1 + r\gamma_2}{1+r} \end{cases}$$

où β_i , δ_i et γ_i sont les coefficients relatif à chaque gaz tampon, $P_t = P_1 + P_2$ la pression totale des deux gaz formant le mélange, $r = \frac{P_2}{P_1}$ et T_0 la température à laquelle ces différents paramètres ont été mesurés. La sensibilité thermique de la fréquence d'horloge s'annule pour une certaine température :

$$\frac{d\delta\nu_m}{dT} = 0 \quad \Rightarrow (T - T_0) = \frac{-\delta'}{2\gamma'} = \frac{-\delta_1 + r\delta_2}{2(\gamma_1 + r\gamma_2)} \quad (2.69)$$

On peut donc en jouant sur le rapport de pressions r , régler la température d'inversion pour laquelle la fréquence d'horloge est peu sensible.

Ce mécanisme a été largement utilisé pour les horloges à rubidium. Pour cet alcalin les paramètres β , δ et γ ont été mesurés pour de nombreux gaz tampons (Tableau 2.5.1).

TAB. 2.3 – Les coefficients de pression et de température pour le Rb87, $T_0 = 333$ K [25].

	$\beta(\text{Hz} \cdot \text{Torr}^{-1})$	$\beta(\text{Hz} \cdot \text{Torr}^{-1} \cdot \text{C}^{-1})$	$\gamma(\text{Hz} \cdot \text{Torr}^{-1} \cdot \text{C}^{-2})$
Ar	-59.7	-0.32	-0.00035
N ₂	546.9	0.55	-0.0015
CH ₄	508.7	0.59	$< \pm 6 \times 10^{-5}$

Ainsi par exemple en combinant l'argon et l'azote avec $r = 1$ on obtient une température d'inversion égale à 60°C (voir figure 2.21) :

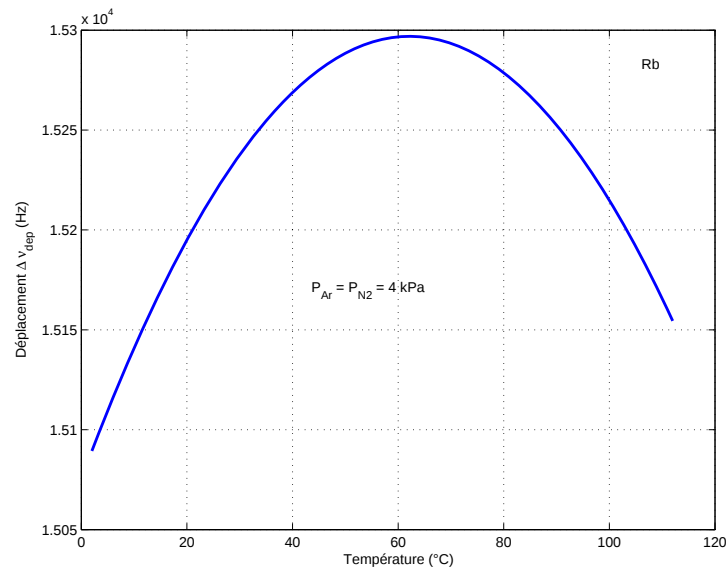


FIG. 2.21 – Déplacement en fréquence dans une cellule à rubidium avec $P_{\text{Ar}} = P_{\text{N}_2}$

Comme nous l'avons déjà signalé, les coefficients quadratiques associés à chaque gaz tampon ne sont pas connus pour le césium. Il conviendrait dans la suite de cette étude de mesurer expérimentalement ces coefficients afin de déterminer les pressions partielles de gaz tampon permettant d'obtenir une température d'inversion. Il est à noter que dans notre cas, il sera impossible d'utiliser l'azote. En effet, notre source de césium constituée d'un *cesium dispenser* (cf.

chapitre 3) absorbe l'azote. Par contre, il est tout à fait possible d'utiliser un mélange d'argon et de Néon.

Chapitre 3

Technologies

Introduction

Les techniques de microfabrication appliquées aux systèmes microélectromécaniques (MEMS) permettent de réaliser des systèmes miniatures, robustes, peu coûteux et à faible consommation. Durant la dernière décennie plusieurs laboratoires spécialisés dans le domaine Temps-Fréquences se sont intéressés au développement des horloges atomiques miniatures utilisant les MEMS. La miniaturisation d'une horloge atomique n'est pas une tâche aisée du fait de la multitude de systèmes devant être combinés pour fabriquer l'horloge. La partie la plus délicate à miniaturiser est le résonateur atomique et plus particulièrement la cellule à vapeur alcaline.

Ces microcellules doivent posséder une très grande pureté interne pour permettre à l'horloge miniature de fonctionner de manière optimale.

Il convient alors de présenter les technologies MEMS s'articulant autour de la fabrication de la microcellule.

La première partie de ce chapitre est axée sur la présentation des technologies de gravure et d'assemblage. Nous détaillerons les deux techniques de gravure utilisées : la DRIE et la gravure ultrason. Ensuite nous présenterons la technique de scellement, la soudure anodique.

La seconde partie de ce chapitre expose les différents comportements des microcellules.

Pour cela nous utiliserons des analyses de spectroscopie.

3.1 Les techniques de fabrication des microcellules

3.1.1 Les différents types de cellules

Cellules classiques

Les horloges à Rubidium utilisent déjà des cellules à vapeur réalisées en verre ou Pyrex. Ce sont des cellules de dimensions centimétriques de forme cylindrique et équipées d'un queusot qui permet d'introduire le Rubidium et les gaz tampons avant le scellement (Figure 3.1).



FIG. 3.1 – Cellule à vapeur de dimension centimétrique ($L=20$ cm) avec le queusot.

Elles sont réalisées à l'unité avec les techniques classiques du verrier. Des bancs de remplissage dédiés permettent de contrôler efficacement la qualité du vide initial, la quantité d'atomes alcalins et les pressions partielles de gaz tampon [25].

Mini-cellule en technologies classiques

Le NIST fait partie des premiers laboratoires à avoir lancé des recherches sur la réalisation des microcellules de dimensions millimétriques destinées à la réalisation de la microhorloge [39] [40]. Les chercheurs du NIST ont tout d'abord modifié la technique de fabrication de cellules classiques en pyrex en cherchant à pousser leur miniaturisation.

La cellule est formée à partir d'un tube de diamètre interne de 1 mm dont on a fait fondre les extrémités avec un faisceau laser CO_2 de 5W. Les extrémités ainsi obtenues ont la forme de

demi-sphère (Figure 3.2). Un queusot est rapporté par soudure à cet ensemble [41]. La cellule ainsi réalisée a une longueur de 5mm.

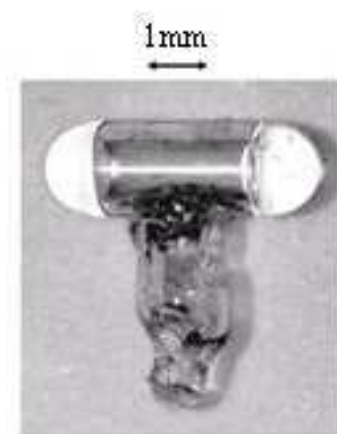


FIG. 3.2 – *Microcellule à queusot fabriquée au NIST.*

Cependant, ces mini-cellules ont montré les limites quant à leur miniaturisation. Et cela pour deux raisons principales : d’une part la méthode de fabrication en elle-même ne permet pas de miniaturiser en deçà de quelques millimètres. D’autre part, le queusot permettant l’insertion des gaz gêne le processus de miniaturisation [41]. Enfin, les techniques d’élaboration de ces cellules en verre ne sont pas compatibles avec une fabrication de masse.

Cellules MEMS

Réaliser des cellules compactes dont les dimensions sont de l’ordre du millimètre nécessite donc d’abandonner les anciennes technologies pour les nouvelles techniques de microfabrication. L’approche qui a été proposée par le NIST [42] [43] consiste à utiliser deux substrats, le silicium et le pyrex. On réalise alors un “ sandwich ” pyrex-silicium-pyrex (Figure 3.3). La vapeur atomique est logée dans une cavité réalisée dans le substrat de silicium. Cette cavité est réalisée par DRIE ou attaque chimique KOH. Les deux substrats de pyrex sont alors soudés hermétiquement de part et d’autre du substrat de silicium.

Les avantages de cette conception résident dans le fait que la microcellule est plate et carrée,



FIG. 3.3 – *Microcellule MEMS réalisée par le NIST*

ce qui contribue à la miniaturisation de la microhorloge. De plus, l'absence de queusot permet d'optimiser l'espace. La miniaturisation peut alors atteindre des dimensions de l'ordre millimétrique voire sub-millimétrique. Enfin, la fabrication peut être réalisée à grande échelle, ce qui permet de réduire les coûts de production.

Ce principe de réalisation peut à première vue sembler très simple. Réaliser un orifice d'un diamètre de 1mm dans un substrat silicium et rapporter deux substrats de verre ne pose a priori aucune difficulté à l'ingénieur de salle blanche habitué à réaliser des structures micrométriques. Cependant, la difficulté se situe dans l'introduction de la vapeur alcaline et des gaz tampon. Il faudra de plus s'assurer de la tenue à long terme de la densité atomique et de la pression du gaz tampon.

Nous avons utilisé deux techniques pour la réalisation de la cavité dans le silicium : la gravure DRIE et l'usinage Ultrasonore. Les substrats de verre sont rapportés par soudure anodique et une technologie originale a été mise en œuvre pour le remplissage des cellules.

3.1.2 La gravure DRIE

Principe

Il s'agit d'une gravure physico-chimique, car elle met en jeu à la fois un bombardement ionique et une réaction chimique entre un gaz ionisé et les surfaces du silicium. Les atomes du gaz (SF_6) sont ionisés dans l'enceinte de gravure à l'aide d'un générateur RF. Les électrons du plasma qui en résulte, iront polariser négativement le support diélectrique sur lequel le substrat de silicium est posé. Les ions de fluor F^+ sont alors attirés vers le support est donc vers le substrat pour

le graver. Les ions réagissent ensuite avec les atomes du substrat de silicium pour former une nouvelle espèce volatile qui sera évacuée par le groupe de pompage (Figure 3.4). On parle de gravure ionique réactive ou (Réactive Ionic Etching) ou encore gravure plasma. Un procédé dit *procédé Bosch* est utilisé pour réaliser des gravures profondes dites "Deep Réactive Ionic Etching". Ce procédé est obtenu à l'aide d'un champ magnétique produit par des aimants de confinement (Figure 3.4).

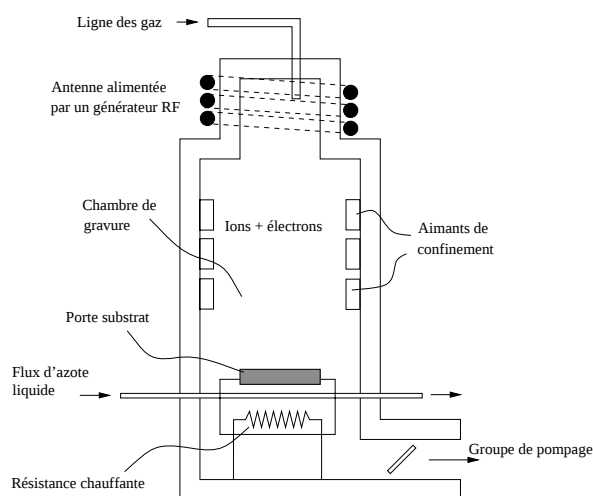


FIG. 3.4 – Principe de bâti de gravure ionique réactive profonde.

Ce champ magnétique permet d'augmenter la vitesse des ions en direction de la surface du silicium. Les chocs sont plus puissants et la gravure plus profonde. La température de gravure est comprise entre 10 et 20°C. Au fur et à mesure que le silicium est usiné, le procédé permet de déposer un composé fluoré sur les parois usinées, afin de les passiver. Il existe donc des cycles de gravure-dépôt avec des gaz et des temps bien précis pour graver en profondeur le silicium indépendamment de son orientation. Les cycles gravure-dépôt permettent d'obtenir des gravures anisotropes. C'est-à-dire des gravures avec des flancs droits perpendiculaires à la surface [44].

Réalisation des cavités (DRIE)

La première horloge atomique miniature utilisant les MEMS a été réalisée au NIST, portant le nom de Chip Scale Atomic Clock (CSAC) [45]. La vapeur alcaline de la CSAC est cantonnée dans une microcellule MEMS "sandwich". Le processus utilisé pour la réalisation de la cavité

à vapeur, exploite la technique de gravure sèche DRIE.

La cellule du NIST représentée sur la figure 3.3, possède une cavité cubique réalisée dans le silicium. Cette cavité reçoit le césium métal et permet le passage du faisceau laser.

Nous avons adopté la même technique d'usinage, cependant nous avons réalisé deux cavités distinctes connectées entre elles, (Figure 3.5).

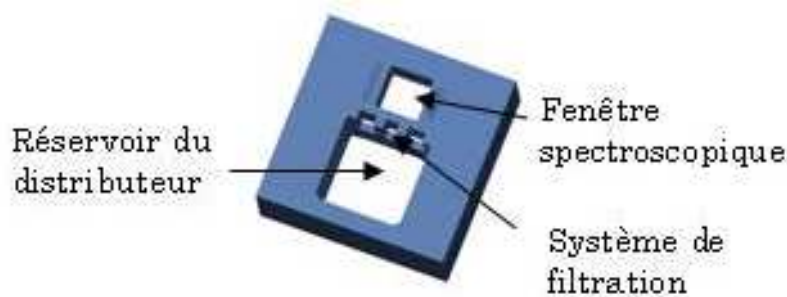


FIG. 3.5 – Cavité de la microcellule et systèmes de filtration.

En effet, la première cavité “distributeur” joue le rôle d’un réservoir où le distributeur d’atomes de césium (cf. mise en vapeur des atomes de césium) est placé. La deuxième cavité “spectroscopie” contient la vapeur atomique interrogée par le faisceau laser. Entre les deux cavités un système de filtration (chicanes) est réalisé pour empêcher des dépôts de césium métal dans la cavité “spectroscopie”. Dans nos premières cellules, le volume des deux cavités est d’environ 5.5mm^3 . Par la suite une miniaturisation plus poussée peut être envisagée.

Processus de gravure

Les étapes technologiques qui sont décrites ici, ont été conçues et réalisées dans la salle blanche de l’Institut FEMTO-ST par L. Nieradko (I.R contractuel CNRS). Tout d’abord, la première étape du processus est le polissage du substrat de silicium de 3 pouces ayant l’orientation cristalline 100. Le substrat possède une épaisseur initiale de 1,4 mm. Le polissage des deux surfaces a pour but de produire des surfaces planes afin d’obtenir une adhérence complète lors de la mise en contact des deux substrats silicium et verre.

La deuxième étape réside dans le dépôt de la couche de NiCr sur les deux surfaces de silicium.

Cette couche joue le rôle d'un masque dur protecteur du silicium. Pour réaliser les motifs du masque nous avons utilisé la méthode LIFT-OFF, (Figure 3.6).

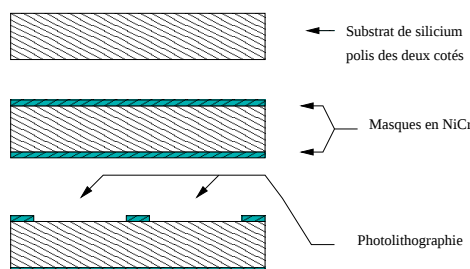


FIG. 3.6 – Dépôt de la couche de NiCr sur les deux cotés du substrat de silicium polis.

Durant la troisième étape, la gravure du silicium est réalisée en deux temps. Dans un premier temps, les parties du substrat supérieur du silicium non protégées par le masque seront exposées aux deux cycles de gravures, la passivation par le polymère C_2F_8 et l'attaque des ions SF_6 . Cette dernière permet d'enlever de la matière jusqu'à une profondeur de $600\ \mu m$ (Figure 3.7).

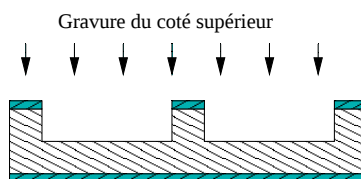


FIG. 3.7 – Procédure de gravure du coté supérieur du substrat de silicium sur une profondeur de $500\ \mu m$.

Suite à la gravure du coté supérieur du substrat, les zones gravées sont à nouveau protégées par le masque dur afin d'isoler les zones gravées des zones à graver. Le substrat de silicium est retourné et la procédure de gravure relancée. Les $800\ \mu m$ de matière restants sont ainsi retirés. La zone intermédiaire, entre les deux cavités de la microcellule, jouant le rôle de filtre ou chicane est réalisée durant la gravure du côté inférieur du substrat (Figure 3.8). À la fin de cette étape, les deux cavités et la chicane sont réalisées.

Le temps de gravure d'un wafer complet est d'environ 8h auxquelles il faut ajouter quelques heures pour le dépôt et pour retirer les masques. Pour effectuer la seconde étape de réalisation de la microcellule, en l'occurrence le scellement, il est nécessaire que le substrat de silicium

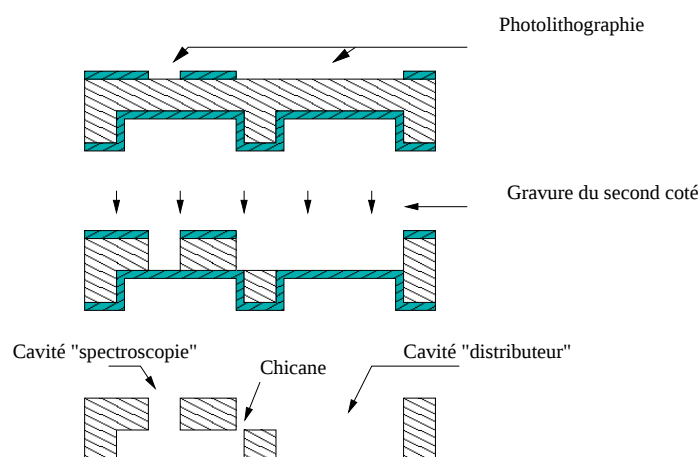


FIG. 3.8 – *Seconde procédure de gravure permettant de réaliser les deux cavités et la chicane de la microcellule.*

soit poli et nettoyé dans un bain Piranha (mélange d'acide sulfurique (H_2SO_4) et de peroxyde d'hydrogène (H_2O_2)).

La gravure DRIE est une technique largement utilisée dans la production des MEMS de dimensions micrométriques. Cependant, les wafers que nous avons utilisés jusqu'à présent, ont une épaisseur supérieure au millimètre. A l'époque de ces travaux, notre machine de gravure Alcatel 601E, permettait de réaliser des flancs verticaux avec une très bonne qualité de surface tant que les profondeurs de gravure ne dépassaient pas les $300\text{ }\mu\text{m}$. Au-delà de cette limite, la qualité de surface se dégrade de manière importante (Figure 3.9, à gauche). Nous avons réalisé des mesures de rugosité sur les parois d'une microcellule suite à une gravure DRIE. Les mesures nous ont permis de déceler une rugosité de plusieurs dizaines de micromètres (Figure 3.9, à droite).

Durant la description des étapes de gravure DRIE, nous avons évoqué la nécessité de réaliser la gravure du substrat de silicium en deux temps. En effet, il est impossible de réaliser la gravure du silicium en une seule fois, car les surfaces des parois seraient inutilisables. Cependant, cette méthode crée une autre dégradation qui provient de la ligne d'intersection des deux gravures. Nous avons pu remarquer qu'à l'intersection des gravures des fissures profondes apparaissent, (Figure 3.9).

La rugosité importante des parois réalisées augmente notablement la surface de silicium expo-

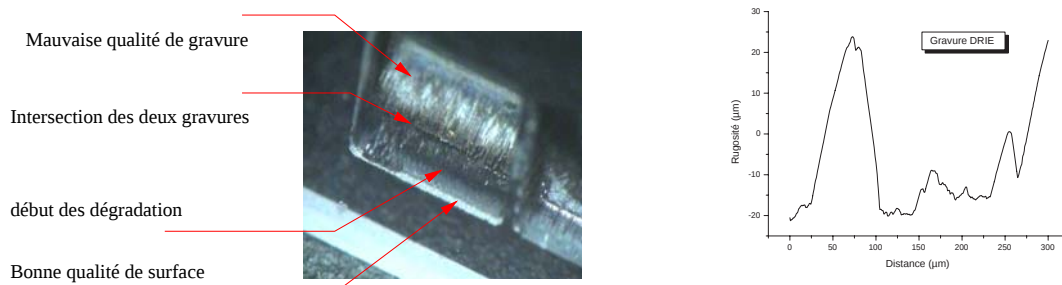


FIG. 3.9 – A droite, dégradation des surfaces au-delà des 300 μm l'intersection des deux gravures provoque des infractuosités importantes, à gauche la rugosité mesurée sur la paroi d'une microcellule DRIE.

sée à la vapeur de césium. Ceci peut engendrer des difficultés à établir la pression de vapeur saturante (cf. section 3.3.4). à titre d'exemple, Nous avons effectué une mesure de rugosité à l'aide de Microscopie Electronique à Balayage (MEB) sur une des surfaces rugueuse d'une microcellule sur un carré de largeur $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$, (Figure 3.10). La surface approximative de cet échantillon est de $2 \times 10^4 \mu\text{m}^2$. La défauts de la surface est multipliée par un facteur de plus de 100.

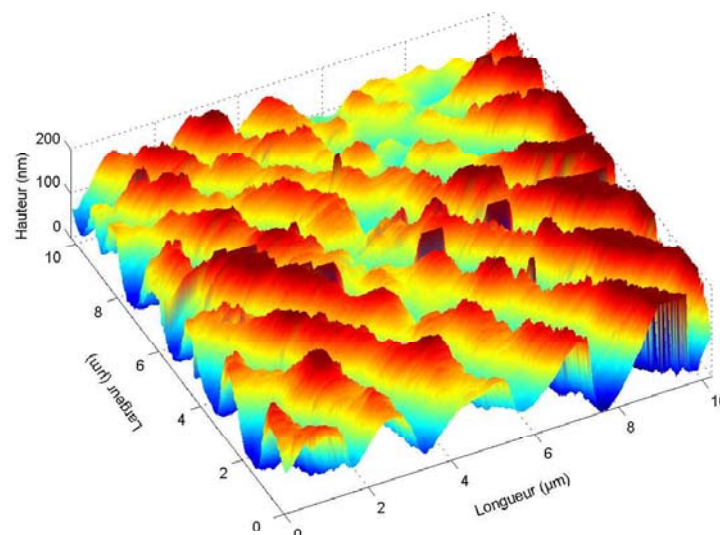


FIG. 3.10 – Rugosité de la surface d'une microcellule sur $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$.

3.1.3 Gravure Ultrason

L'usinage du silicium sur une profondeur de 1,4mm est à la limite des possibilités des machines DRIE disponibles à FEMTO-ST. Pour de telles profondeurs il est difficile d'éviter la formation de défauts de la surface des flancs. Nous avons donc cherché à réaliser la cavité par la gravure Ultrason.

Principe

Un outil, positionné suivant un axe vertical, appelé "sonotrode" reproduit en pénétrant dans la pièce à usiner sa propre forme. Les vibrations de l'outil "sonotrode" sont excitées par un générateur piézoélectrique à une fréquence ultrason de 20kHz. Des grains d'abrasifs entraînés entre la pièce à usiner et la sonotrode (Figure 3.11), vibrent à la même fréquence que cette dernière. La puissance exercée par la sonotrode sur les grains d'abrasifs est transmise sur la surface à usiner. Ce type d'usinage est particulièrement adapté aux matériaux durs et cassants. Le martelage des grains entre la sonotrode et la pièce enlève de la matière au substrat de silicium. La nature et la taille des grains doivent être adaptées au matériau à usiner. Pour éviter des usures et pour obtenir des états de surfaces très lisses, la dureté de l'abrasif doit être plus grande ou au moins égale à celle de la pièce à usiner. Ainsi, pour le silicium notre choix s'est orienté vers des grains d'abrasifs de carbure de bore.

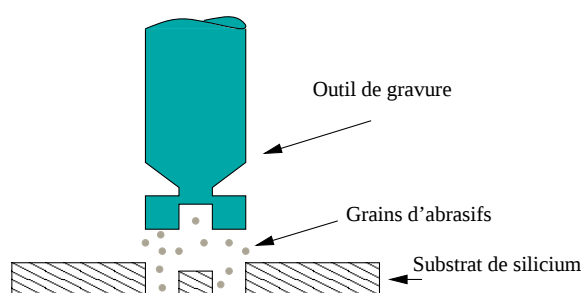


FIG. 3.11 – Schéma de principe de la gravure à ultrason.

La dimension des particules agit sur la vitesse d'avance et sur la qualité de la surface. Le choix de la dimension des particules d'abrasifs à utiliser est primordial car cela influe sur la qualité de la surface. L'état de surface présente une rugosité proportionnelle au diamètre du grain. Pour

avoir un état de surface avec une faible rugosité, le diamètre moyen des grains, doit être petit. Nous avons choisi de travailler avec des grains d'un diamètre moyen de l'ordre de $20\ \mu\text{m}$ car en dessous de ce diamètre la gravure est inefficace.

Réalisation des cavités

L'étape préliminaire consiste à réaliser l'outil de gravure. La forme de la cavité à graver est usinée sur l'embout d'un cylindre en acier dur. Cet embout semblable à la forme de la cavité a une durée de vie limitée car il perd de la matière à chaque utilisation. Dans le but de réaliser une première microcellule-test, nous avons utilisé une structure de cellule très simple (Figure 3.12). Elle est constituée de deux cavités carrées de 4 mm de côté reliées par un canal de quelques dizaines de micromètres d'épaisseur et de 1 mm de longueur.

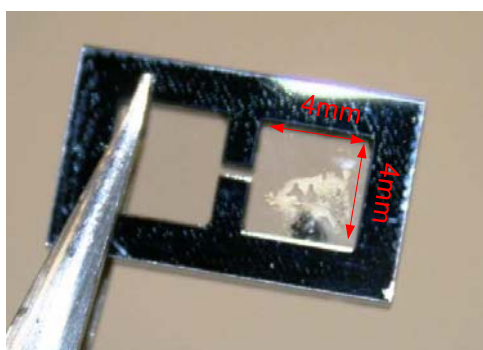


FIG. 3.12 – Première microcellule réalisée à l'aide de la gravure à ultrason.

Des mesures relatives à l'état de surface des parois ont été réalisées (Figure 3.13). Nous avons alors comparé ces mesures à celle prélevées sur les parois d'une microcellule réalisée avec la DRIE. Ces mesures ont révélés que l'état de surface mesuré sur un échantillon de microcellule Ultrason, possède des défauts au moins 5 fois inférieurs à ceux mesuré sur un échantillon DRIE. La gravure Ultrason contrairement à la gravure DRIE, se réalise très rapidement. Le temps du processus de gravure DRIE est d'environ 10 heures pour réaliser 144 microcellules dans le même substrat (Figure 3.14). Ces 144 microcellules sont réalisées en une seule opération. Alors qu'avec le procédé de gravure Ultrason que nous avons utilisé jusqu'à présent, les microcellules sont réalisées une par une. Il suffit de moins d'une minute pour réaliser une microcellule, par

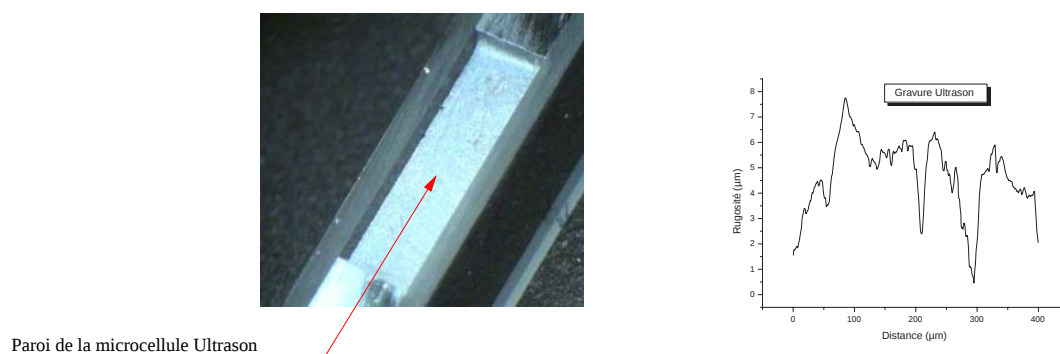


FIG. 3.13 – A droite, une photo d’une microcellule gravée à l’ultrason , à gauche la rugosité mesurée sur la paroi d’une microcellule Ultrason.



FIG. 3.14 – Les 144 microcellules réalisées dans un substrat.

conséquent le temps de gravure total pour un substrat est d’environ 2 heures. En réalisant une pièce de gravure constituée de plusieurs embouts, le temps de gravure pourrait être inférieur à une heure. De plus la gravure Ultrason est réalisée à l’extérieur de la salle blanche se qui réduit considérablement le coût de production.

Prolongement futur

Nous avons décidé d’orienter nos recherches en direction de cette nouvelle technique. Cette fois ci, nous allons réaliser une pièce de gravure permettant la fabrication de cellules de géométrie comparable à celle réalisée par DRIE : deux cavités de la microcellule séparées par un système de filtration. Pour cela deux outils différents sont nécessaires. Les deux cavités de la microcellule seront réalisées séparément. La gravure est réalisée en deux temps par retournement du substrat de silicium.

Lors de la première étape, la cavité distributeur est réalisée à l'aide du premier outil. L'outil grave la cavité distributeur de la microcellule ainsi qu'une partie d'un canal (Figure 3.15, a). Une fois l'ensemble des cavités réalisées dans le substrat celui-ci est retourné. Puis le second outil est mis en place (Figure 3.15, b) pour graver la seconde cavité " spectroscopie ", ainsi que l'autre partie du canal. Les deux parties du canal, viennent alors se superposer créant ainsi un conduit entre les deux cavités.

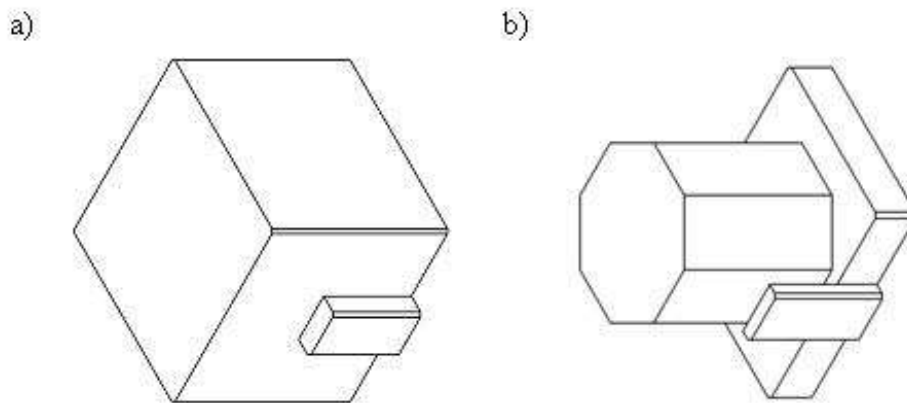


FIG. 3.15 – a) Embout du premier outil, b) Embout du deuxième outil.

3.1.4 La soudure anodique

Principe

La soudure anodique est une technique qui permet d'assembler deux plaquettes de même dimension et de nature différente. Généralement les substrats utilisés sont des plaques de silicium, de pyrex ou de verre. L'assemblage du silicium et du verre est hermétique, permanent, et sans adhésif. Les deux substrats sont chauffés à une température typique entre 300°C et 500°C et une différence de potentielle de 1000 à 1200V est appliquée entre eux (Figure 3.16).

Ce dispositif est placé dans une enceinte à vide. Les ions Na^+ contenus dans le verre se déplacent alors sous l'influence du champ électrique. L'élévation de la température permet d'augmenter la mobilité de ces ions. Cela provoque une migration des électrons à travers l'interface

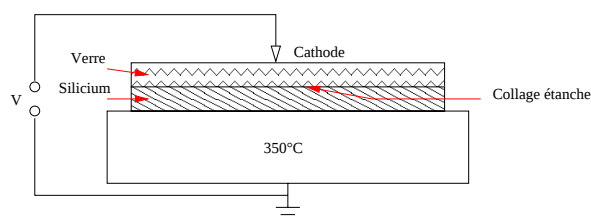


FIG. 3.16 – Principe de la soudure anodique

des deux substrats et un déséquilibre d'électrons s'installe résultant de l'attraction électrostatique. Un écoulement d'anions d'oxygène du verre vers le silicium vient renforcer la liaison moléculaire entre les deux substrats. Pour sceller la microcellule il est nécessaire de réaliser deux soudures anodiques :

- Une première soudure silicium-verre permet de réaliser le fond de la cellule. Ici la soudure anodique est réalisée classiquement sous vide avec les paramètres standard de la machine disponible au laboratoire (Figure 3.17 - à gauche).
- Le césium ou un composé qui le contient est placé dans la cavité. Une pression de gaz tampon doit être établie.
- La cavité est ensuite scellée définitivement par une deuxième soudure anodique. La difficulté étant de réaliser cette soudure en présence de césium et du gaz tampon.

En effet, la température élevée nécessaire au scellement provoque un dégazage d'eau (H_2O), d'oxyde (OH^-) et d'oxygène (O_2) des deux substrats. Ces éléments réagissent fortement avec le césium présent lors de la seconde soudure anodique.

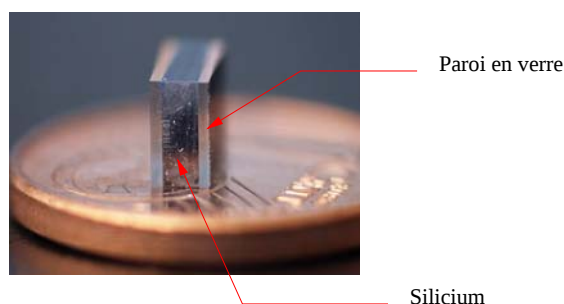


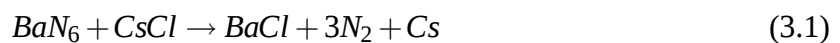
FIG. 3.17 – A gauche, l'enceinte de la soudure anodique , à droite, le collage hermétique réalisé entre le verre et le silicium de la microcellule.

La machine de soudure anodique (Figure 3.17, à gauche) est équipée d'une plaque chauffante et de deux capteurs qui permettent de mesurer la température interne de l'enceinte. Les deux wafers de silicium et de pyrex mis en contact direct, sont déposés sur la plaque chauffante. Lorsque la température est équilibrée autour de la température de consigne (350°C) dans l'enceinte, le processus passe à l'étape suivante, qui consiste à appliquer une différence de potentiel d'environ 1000V. La deuxième soudure anodique qui permet de sceller la micro cellule, suit les mêmes étapes. La figure 3.17 montre le profil de la microcellule réalisée.

3.2 Remplissage des microcellules

3.2.1 Méthode du NIST

Les chercheurs du NIST ont commencé par adopter une technique de remplissage basée sur une réaction chimique. Dans cette approche, ils utilisent une solution composée de sel de chlorure de césium CsCl et d'azoture de baryum BaN₆. Le remplissage de la microcellule par le liquide composé se réalise dans une chambre de soudure anodique avec un vide poussé d'environ 1×10^{-6} Torr, pour produire un environnement non oxydable. L'ensemble est chauffé dans un premier temps à une température proche des 120°C, à cette température le BaN₆ se décompose en deux éléments, l'azote N₂ et le baryum Ba. Cette procédure dure plus d'une heure pour permettre à la pression d'azote d'atteindre la valeur souhaitée. Une tension est ensuite appliquée pour commencer la soudure entre les deux substrats. La température est augmentée progressivement jusqu'à 200°C, à cette température le baryum réagit avec le chlorure de césium pour ainsi produire du chlorure de baryum (BaCl) et césium (Cs). Le BaCl est un composé solide apparaissant sous forme d'une poudre blanche. La formule décrivant les deux réactions chimiques s'écrit de la manière suivante (3.1) [46] :



Enfin, la microcellule de 1 mm^3 de volume, se retrouve scellée avec la vapeur de césium, l'azote comme gaz tampon et le chlorure de baryum sous forme solide. Les performances en terme de stabilité, atteinte avec ces microcellules sont de l'ordre de 4×10^{-11} sur un temps d'intégration de 100 s. La fréquence de l'horloge présente ensuite une dérive de 2×10^{-8} par jour. La présence de baryum à l'intérieur de la microcellule provoque en effet une réaction chimique inverse à des températures proches de 85°C . Une réaction lente prend place entre l'azote et le baryum. La variation en pression du gaz tampon produit la dérive de fréquence. La deuxième méthode a été également expérimentée au NIST. Il s'agit d'une technique de remplissage par pipetage [47] [13]. Un mélange d'azoture de baryum et de chlorure de césium est déposé dans une pipette. Le bout de la pipette est assez fin pour permettre le remplissage de la microcellule (Figure 3.18). L'ensemble est mis sous un vide inférieur à 7.5×10^{-5} Torr. La pipette contenant la composition chimique est chauffée à 200°C . Ainsi, l'azoture de baryum est décomposé à l'intérieur de la pipette et l'azote pompé vers l'extérieur. Une fois le césium libéré, le chlore fusionne avec le baryum et le césium est déposé dans la microcellule à travers le bec de la pipette (Figure 3.18). Un mélange de gaz est introduit par la suite formant ainsi le gaz tampon. La microcellule est ensuite scellée par soudure anodique.

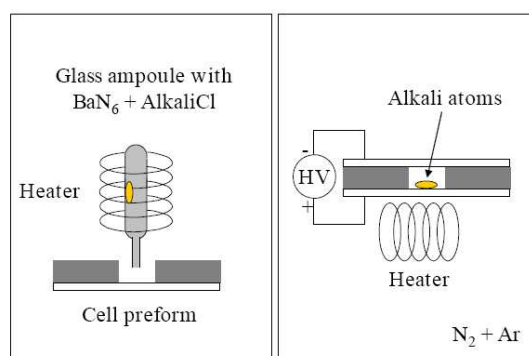


FIG. 3.18 – Nouvelle technique de remplissage (par pipetage) des microcellules adoptée par le NIST.

Cette technique de remplissage a permis de s'affranchir du problème lié à la recombinaison du baryum et de l'azote. En effet, le baryum et le chlore restent dans la pipette et ne sont jamais introduits dans la microcellule. La déviation d'Allan obtenue avec ce type de microcellule est de

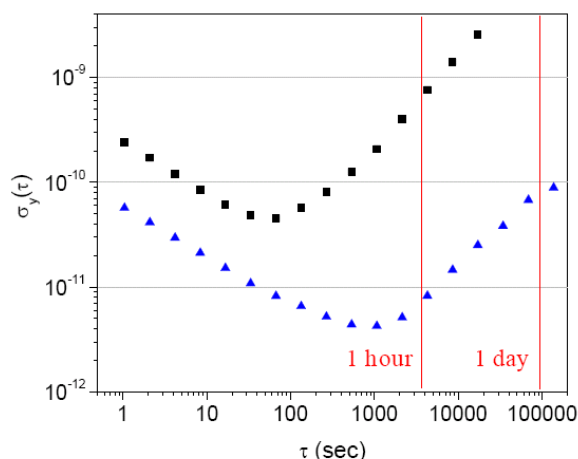


FIG. 3.19 – (carrés) : déviation d’Allan de la microhorloge du NIST avec une microcellule remplie par réaction chimique, (triangles) : déviation d’Allan de la microhorloge avec une microcellule remplie par pipetage.

l’ordre de 7×10^{-12} sur un temps d’intégration de 100 s (Figure 3.19). Cependant, un problème persiste toujours, qui est celui de la forte réactivité du césium avec les interfaces du silicium et du verre (pyrex), à haute température. Lors de la soudure anodique un dégazage de O_2 , H_2O et OH^- à partir des interfaces de soudure se produit. L’agitation des atomes de césium augmentée par l’effet thermique rend le césium très réactif avec les surfaces à souder. La soudure anodique entre le silicium et le pyrex est ainsi perturbée. Ce type de remplissage serait mieux adapté à un scellement à froid de la microcellule.

3.2.2 Technique de notre laboratoire

Durant la première étape de la soudure anodique un substrat de verre Borofloat 33 (du fabricant Schott), de 1mm d’épaisseur est soudé sur le substrat de silicium gravé. Les différentes étapes du processus de la soudure anodique sont décrites dans le tableau 3.1.

Remplissage par du césium solide : méthode originale

Principe

Nous avons vu précédemment que la présence de césium métal dans la cavité perturbait la

TAB. 3.1 – Les étapes de la soudure anodique.

Étapes	Temps
Substrat mis dans l'enceinte	
Substrat chauffé à 350 °C	
Attente	Le temps d'atteindre les 350°C
Attente supplémentaire	3 minutes
Electrode supérieure mis en contact avec le substrat	
Application d'une tension de 300V	10 minutes
Application d'une tension de 500V	10 minutes
Application d'une tension de 700V	10 minutes
Application d'une tension de 900V	10 minutes
Electrode retirée	
Etape de refroidissement	40 minutes

dernière procédure de soudure anodique. Afin d'éviter cet inconvénient, nous avons développé une technologie originale basée sur l'utilisation d'un "cesium dispenser". Il s'agit d'un matériau inerte à température ambiante qui contient un composé de césium (Chromate de césium) et un agent réducteur (80% Al et 16% Zr). Ce matériau manipulable dans l'air est alors placé dans la cavité, puis la deuxième soudure anodique est réalisée classiquement. Le césium métal est finalement libéré en portant le distributeur à une température élevée. Le schéma suivant décrit la procédure utilisée.

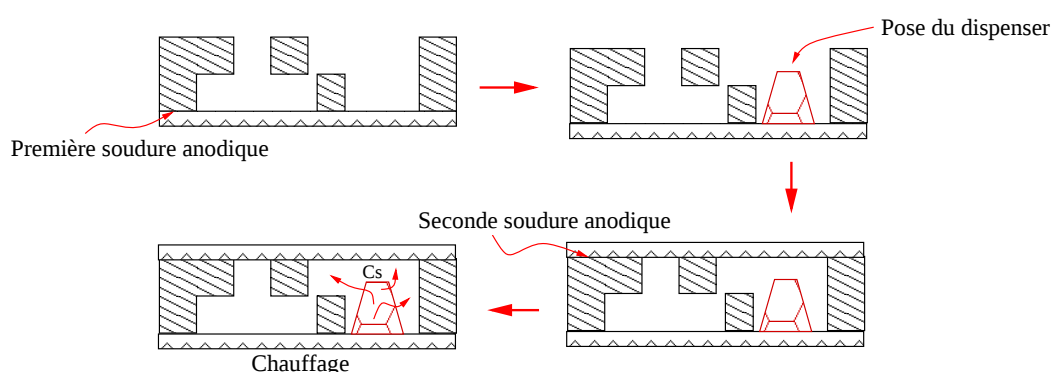


FIG. 3.20 – Remplissage des microcellules.

La deuxième soudure anodique n'est plus perturbée par la présence du césium métallique. La réalisation de cette soudure est possible dans une atmosphère de gaz inerte (He, Ne, Ar...) : la

cellule finale contiendra ainsi son gaz tampon.

Les “cesium dispenser” ont été développés dans les années 60 [48][49]. Ils sont aujourd’hui disponibles commercialement [50] et sont utilisés dans l’industrie des photocathodes pour laquelle le contrôle de la quantité de césium déposé est un paramètre crucial. Plus récemment, ils ont été utilisés en laboratoire pour le chargement contrôlé de trappes magnéto-optiques [51]. Ils se présentent sous forme de fil (Figure 3.21) composite formé d’une enveloppe métallique (NiCr) renfermant une poudre contenant du chromate de césium Cs_2CrO_4 et un alliage Zr-Al. Cet alliage se comporte comme agent réducteur pour générer le césium à partir du chromate et également comme “getter” absorbant les gaz produits lors de la réaction. La vapeur de césium est libérée à travers une fente pratiquée dans l’enveloppe métallique. La réaction chimique est initiée en portant le fil à haute température ($\approx 600^\circ\text{C}$) par effet joule. L’élévation de la température et ainsi le flux d’atomes de césium libérés peuvent être contrôlés par le courant électrique circulant dans le fil. Suivant la notice du constructeur [50] 1cm de fil contient 4.3 mg de césium. Un courant de 7.5 A porte le fil à une température d’environ 800°C . La quantité de césium libérée est alors 2.8 mg/cm pour une durée de chauffe de 5 minutes. SAES nous a fourni des échantillons d’environ 1 mm^3 obtenus en découpant de tels fils.

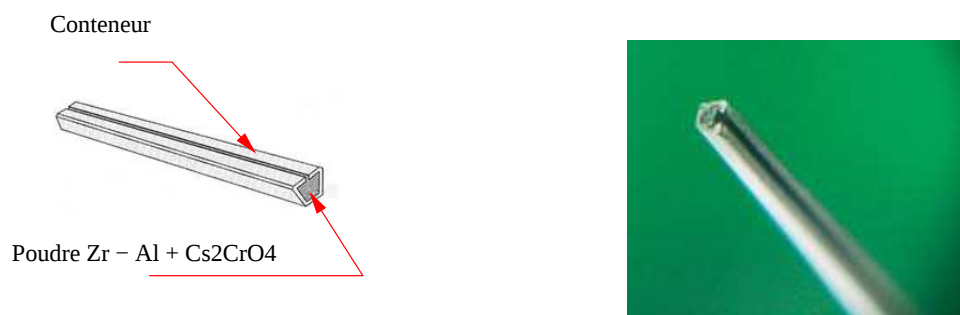


FIG. 3.21 – A gauche, la structure du dispenser SAES , à droite, une photo du dispenser.

On peut estimer que la quantité de césium contenu dans ces échantillons est de 0.4 mg.

Réalisation pratique

Le “cesium dispenser” est introduit dans la cavité suite à la première soudure anodique. L’en-

semble est ensuite remplacé dans l'enceinte de soudure anodique.

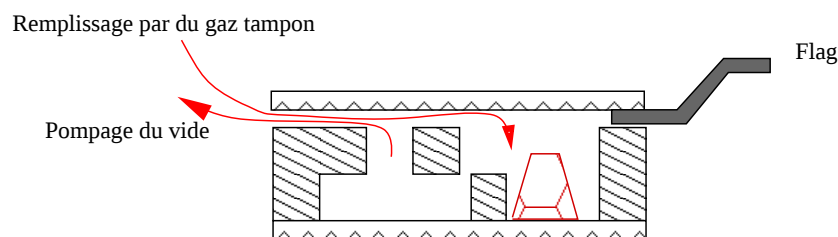


FIG. 3.22 – Ouverture dans la microcellule maintenue par le flag.

Le deuxième substrat de verre est positionné sur des “ flags ” qui le maintiennent à une distance de $200\ \mu\text{m}$ de la surface du silicium (Figure 3.22). Le pompage de l'enceinte est alors lancé pour une durée de 5h pour obtenir un vide de 10^{-5} mbar (0.75×10^{-5} Torr).

Les flags qui sont commandés électromécaniquement sont ensuite retirés et la soudure anodique est réalisée (Figure 3.23).

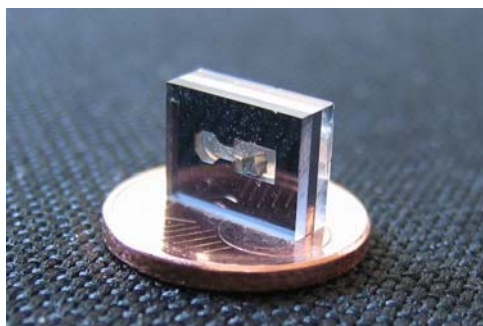


FIG. 3.23 – Photo d'une des premières microcellules réalisées.

Il est possible avant cette dernière opération d'établir dans l'enceinte une pression de gaz tampon. Pour nos tests nous avons utilisé des gaz de grande pureté (par exemple : Argon à 99,9999%). Un capteur à membrane permet d'afficher la valeur de la pression qui s'établit dans l'enceinte (Figure 3.24). Une fois la pression voulue de gaz établit dans l'enceinte, la conduite est refermée et le processus de soudure anodique lancé après deux heures d'attente. Ce délai nous paraissait largement suffisant pour que la pression s'établisse dans la cellule. Le temps de remplissage de la microcellule dépend du volume interne de la microcellule V et de la valeur de la conductance du conduit C qui relie la cellule au volume extérieur de la machine de soudure

anodique :

$$\tau = \frac{V}{C} \quad (3.2)$$

On considère pour simplifier, que la cellule est reliée par un conduit de 25 mm de longueur et de 200 μm de diamètre. Cette dimension correspond à l'espacement entre les deux wafers. La conductance d'un tel conduit est donnée par [52] :

$$C = \frac{\pi r_0^2}{8\eta l} \quad (3.3)$$

où $\eta = 2.1 \times 10^{-4}$ Pa.s est la viscosité de l'argon, l est la longueur du conduit et r_0 le rayon du conduit. Pour un rayon $r_0 = 100 \mu\text{m}$ le temps de remplissage est d'environ 9 mn. Cela confirme que les 2h d'attente pour le remplissage sont suffisantes.

Le calcul précédent est basé sur l'équation de la conductance établi pour des conduits de grandes dimensions. Il n'est pas sûr que cette formule soit applicable à des conduits de dimensions micrométriques. D'autre part, la microcellule a un contact direct avec la plaque chauffante qui permet de chauffer la microcellule durant la soudure anodique. La pression dans la microcellule est par conséquent plus importante que la pression extérieure. Ceci entraîne une diminution de la pression dans la microcellule à température ambiante. Enfin, l'électrode applique une force sur le substrat supérieur, le volume interne des microcellules est donc modifié durant la soudure anodique (Figure 3.24).

La mise en vapeur des atomes de césium

Des premiers essais ont été réalisés en portant dans un four une microcellule à une température de 700°C. Avec cette méthode tous les composants de la microcellule : césium, silicium et verre sont chauffés. Or cette température est supérieure à la température de fusion du verre proche de 500°C [53]. Les parois de verre se déforment aspirées par le vide de la cellule détériorant ainsi la qualité de la transmission optique. De plus, l'absence de liens thermiques efficaces ainsi que l'inertie du vide ne permettent probablement pas au distributeur de césium d'atteindre

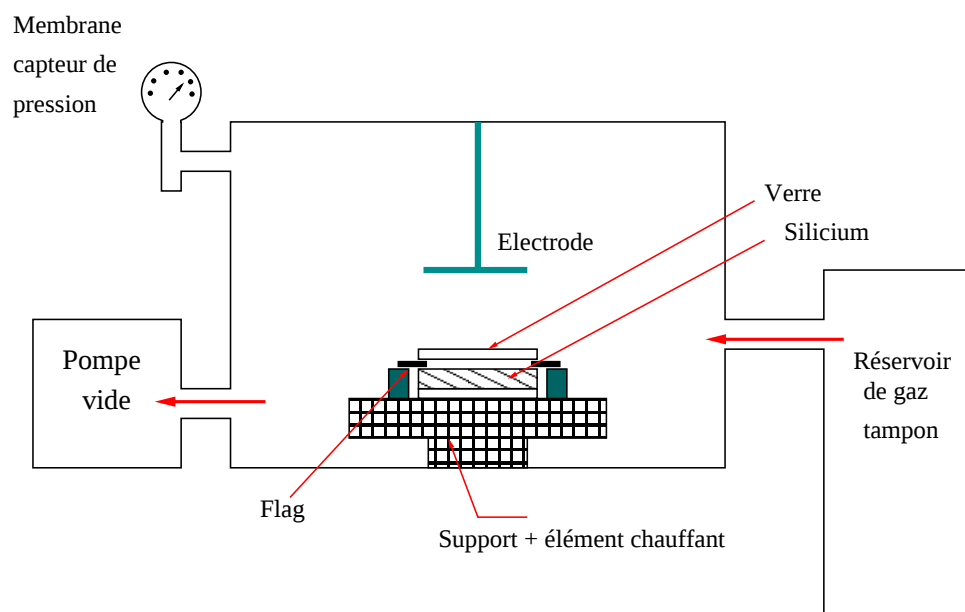


FIG. 3.24 – Illustration de la machine permettant de réaliser le pompage du vide et l'insertion du gaz tampon.



FIG. 3.25 – Nouvelle machine de soudure anodique en cours de fabrication.

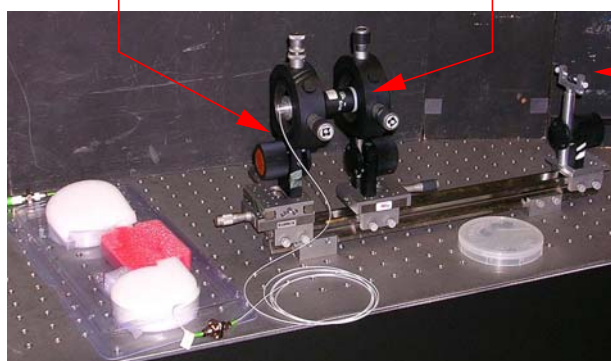
rapidement une température homogène de 700°C. Avec cette technique simpliste nous n'avons pas pu détecter la présence de césium vapeur.

L'objectif est de définir un procédé nous permettant de chauffer uniquement le distributeur de césium à une haute température. L'utilisation d'un faisceau laser collimaté sur la surface du distributeur de césium, nous permet de le porter très rapidement à une température d'environ 800°C. Le faisceau laser doit nécessairement traverser la fenêtre de verre. Cette dernière étant transparente aux longueurs d'onde optiques, aucune interaction ne se produit entre le faisceau laser et le verre.

La surface de contact entre les deux substrats et le distributeur étant de taille réduite, avec un temps de chauffe relativement court (environ 5 minutes), l'échange thermique entre le distributeur et le verre est minime. Le faisceau laser émis à partir d'une source Raman opérant à une longueur d'onde de 1455 nm, est envoyé directement sur le distributeur de césium. L'intensité du laser utilisé est comprise entre 1 et 2 W/mm². Le laser est collimaté sur le distributeur en utilisant un objectif de microscope avec un agrandissement de 10 et une ouverture numérique de 0.25 (Figure 3.26).

Laser de la source Raman
transmis par une fibre

Objectif de collimation



point rouge de l'interaction
dispenser – laser

FIG. 3.26 – *Processus d'activation des atomes de césium.*

La tache d'interaction résultante est d'une couleur rouge doré, cette couleur indique un niveau de température proche de 800°C . La taille de cette tache est autour de 1 mm^2 (Figure 3.26). Le temps d'illumination est de quelques minutes ($\sim 5\text{ mn}$). Durant la procédure de chauffe du distributeur les atomes de césium sont libérés. Lorsque la densité des atomes de césium dépasse la valeur correspondante au régime de pression de vapeur saturante, un dépôt liquide de césium de couleur doré apparaît sur les parois de la microcellule. Le dépôt est visible de manière très claire. Sur la figure 3.27, on observe que le dépôt s'effectue uniquement dans la cavité distributeur. En effet, le système de filtration empêche le dépôt des gouttelettes de césium dans la fenêtre spectroscopie. Ainsi, la transmission du faisceau laser est totale.



FIG. 3.27 – Dépôt des atomes de césium uniquement dans la cavité distributeur.

Le fabricant SAES garantit que les distributeurs de césium contiennent environ 0.4 mg de césium. Dans les conditions idéales où le distributeur est chauffé à une température homogène de 800°C sur toute la surface pendant 5 minutes environ, 0.3 mg de césium devrait être libéré. Cette quantité est largement suffisante pour atteindre le régime de vapeur saturante dans le volume inerte de la microcellules ($V = 5.5\text{ mm}^3$). Cependant le chauffage par laser est très localisé et nous pensons qu'une quantité beaucoup plus faible de césium est libérée. L'optimisation de cette procédure nécessiterait une étude expérimentale plus poussée.

3.3 Caractérisation optique des microcellules

A la suite de l'activation du césium, il nous faut vérifier la présence de la vapeur atomique dans la microcellule. On doit s'intéresser également à mesurer d'éventuelles variations de la densité atomique au cours du temps qui seraient révélatrices d'un problème de fuite ou de pollution de

l'enceinte interne de la microcellule. Pour cette caractérisation, nous avons réalisé des mesures spectroscopiques en absorption linéaire et en absorption saturée.

3.3.1 Montage de la microcellule en thermostat

La formule ci-dessous nous donnent la densité atomique n en fonction de la température T et la pression P :

$$n = \frac{P}{k_B T} \quad (3.4)$$

La figure 3.28 représente la variation de n en fonction de la température. La densité atomique dépend fortement de la pression dans la cellule.

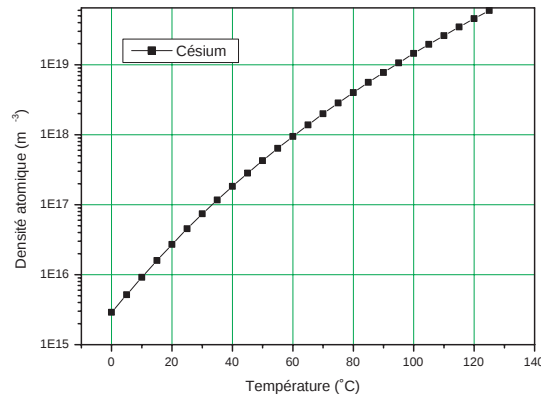


FIG. 3.28 – Variation de la densité des atomes de césium en fonction de la température en régime de la vapeur saturante.

La valeur de n à 100°C est de 1.44×10^{19} atomes/m³. La variation relative de la densité n pour une variation de température de 10°C autour de 100°C est de 6%.

Afin de contrôler la densité n et donc l'amplitude des signaux d'absorption, il est nécessaire de stabiliser la température de la microcellule. Nous utilisons sur nos bancs de caractérisation le montage (Figure 3.29).

La cellule est montée sur une embase de cuivre supportant également un capteur de température

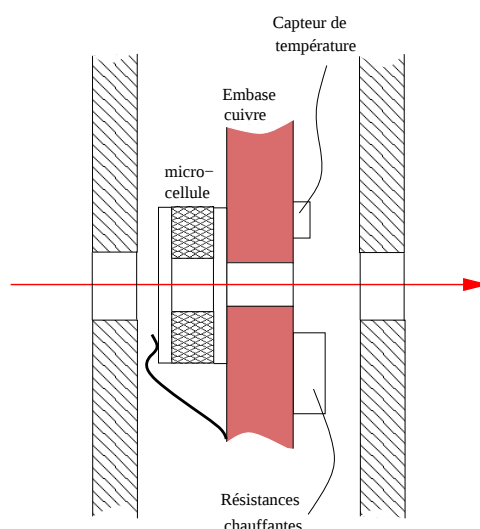


FIG. 3.29 – Schéma de l'implantation de la cellule et de sa régulation thermique.

(sonde pt100) et deux résistances de chauffe (aucune mesure n'a été réalisée sur le champ magnétique créé par les résistances chauffantes).

Ces deux éléments permettent une régulation thermique avec une résolution de $0,05^{\circ}\text{C}$ à l'aide d'un contrôleur LakeShore Modele 330. L'ensemble est placé dans un boîtier en aluminium servant de blindage thermique et de support. Ce boîtier peut ensuite être placé sur le banc optique de caractérisation. Des orifices réalisés dans le boîtier, permettent ainsi le passage du faisceau laser à travers le boîtier et la cellule. Ces ouvertures servent également à diaphragmer le faisceau pour l'adapter à la section utile de la cellule : diamètre = 1 mm.

3.3.2 Description du montage d'absorption linéaire

L'observation des spectres d'absorption linéaire du césium autour de 852 nm nous renseigne sur la présence d'une vapeur atomique dans la microcellule. Le cas échéant, elle nous permet également d'observer des effets à long terme et la présence de gaz tampon. Le banc optique que nous avons réalisé est représenté sur la figure (Figure 3.30).

La source laser peut être une diode VCSEL ou une diode DBR.

La source laser est collimatée à l'aide d'un objectif traité antireflet. Des diaphragmes dispo-

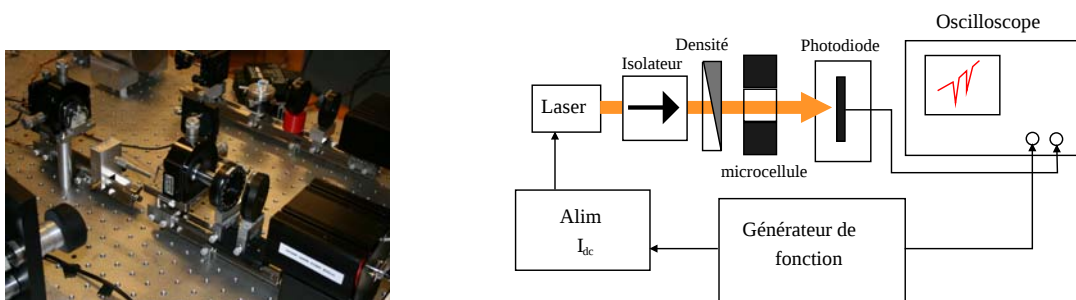


FIG. 3.30 – Banc optique de spectroscopie.

sés sur le parcours du faisceau permettent de limiter son étendue à un diamètre de 1mm qui correspond à la section utile des microcellules. Derrière l'objectif un isolateur optique (type ISOWAVE isolation -60 dB) évite tout retour de lumière parasite pouvant perturber le laser. Une densité réglable permet de contrôler la puissance laser à l'entrée de la cellule. Cette dernière est suivie du photodétecteur. Le courant d'alimentation du laser est modulé lentement pour balayer la longueur d'onde autour de 852nm. Pour la diode VCSEL, le courant moyen est de 6.2 mA. L'intensité lumineuse disponible en sortie de l'objectif est de 50 mW/cm². Pour la diode DBR, Le courant moyen est de 47.4 mA. L'intensité en sortie est de 284 mW/cm².

Il est à noter que les microcellules ne sont pas traitées antireflet (un effet Fabry-Perot pourrait subsister). Le faisceau laser perdra alors 4% de son intensité lors de chaque passage à travers une des surfaces de verre. les pertes à travers une microcellule vide sont alors de l'ordre de 15% (Figure 3.31)

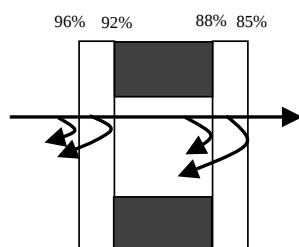


FIG. 3.31 – Pertes de l'intensité à travers une microcellule.

L'intensité du faisceau laser se trouve alors atténué lors de son passage à travers la vapeur atomique de la micro-cellule. Les chutes d'intensité correspondant à chaque fréquence de transition

atomique sont détectées par le photodétecteur type HAMAMATSU et observées à l'aide d'un oscilloscope (Figure 3.32).

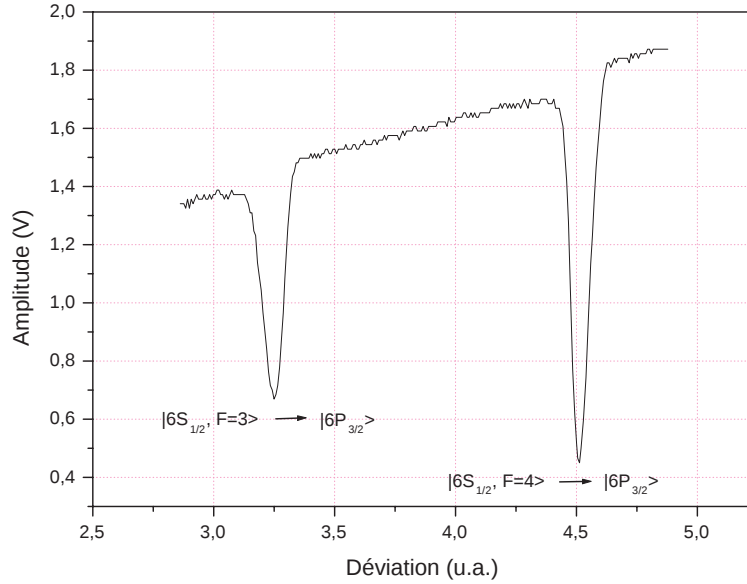


FIG. 3.32 – Absorption linéaire dans une microcellule observée à l'aide d'une diode VCSEL, la température de la microcellule $T_{cell}=60^{\circ}\text{C}$.

Les deux pics de la figure 3.32 représentent les deux composantes de la raie D2 du césium séparées de 9.2 GHz. La structure hyperfine de l'état excité n'est pas résolue à cause de l'élargissement par effet Doppler.

L'amplitude d'absorption correspondant à la transition $|6S_{1/2}, F=4\rangle \rightarrow |6P_{1/2}\rangle$ est plus importante. C'est la raison pour laquelle nous nous intéresserons uniquement à cette raie pour la caractérisation des microcellules. La profondeur de la raie d'absorption sera notée V_{abs} .

3.3.3 Optimisation de la procédure d'activation

Le "dispenser" de césium est dans nos expériences utilisé de façon non-conventionnelle. Habituellement, il est activé par effet-Joule et libère la quasi totalité du césium qu'il contient lorsqu'il est porté à 800°C pendant 20 minutes par un courant de 7.5 A.

Il est difficile de relier ces données constructeur à notre propre procédure dont les paramètres sont :

- Puissance laser
- Dimension de la zone d'interaction faisceau-dispenser
- Temps d'exposition.

Nous avons réalisé différentes mesures sur différentes microcellules étalée sur une période de temps. La résistance de charge de la photodiode a changée d'une mesure à l'autre, c'est pourquoi les mesures sont présentées en photocourant I_{abs} .

Premières cellules réalisées

Une première série de microcellules a été réalisée en collaboration avec le professeur DZIUBAN de l'université de Wroclaw. La soudure anodique réalisée dans son laboratoire utilise les paramètres décrits dans le tableau 3.2 pour chacune des micro-cellules testées.

TAB. 3.2 – Paramètres de la soudure anodique réalisée à Wroclaw.

microcellules	Soudure anodique standard	Étuvage	Recuit	Atmosphère (Torr)	Remarques
V1	oui	non	non	4.5×10^{-5}	Process standard
V2	oui	non	oui	4.5×10^{-5}	Process standard
V5	oui	oui	non	2.25×10^{-5}	pompage long
V6	oui	oui	non	4.5×10^{-5}	
V7	oui	oui	non	4.5×10^{-5}	Soudure anodique prolongée
V8	oui	oui	non	4.5×10^{-5}	
V9	oui	oui	non	4.5×10^{-5}	
V16	oui	oui	oui	4.5×10^{-5}	

La soudure anodique standard est réalisée à une température égale à 450°C suivie d'une différence de potentiel de 1200V appliquée pendant 5min. Le vide obtenu dans l'enceinte est de quelques 4.5×10^{-5} Torr à température ambiante. La procédure d'étuvage se réalise à vide et à 350°C avant que la microcellule soit fermée. L'étuvage permet d'évaporer les molécules des dioxydes des surfaces des substrats. Le recuit dure deux heures à une température de 550°C après la fermeture de la microcellule. Cette dernière procédure prépare le dispenser à l'activation. La

soudure anodique prolongée est de :

- 20 min supplémentaires sur la température du processus durant la première soudure
- 30min supplémentaires sur la température du processus durant la seconde étape.

La cellule V1 une fois scellée a été soumise à l'irradiation laser. Le faisceau est focalisé sur le dispenser. La puissance est de 1W et la durée d'exposition de 120 s. Du césium liquide apparaît rapidement dans la cellule. Ce dépôt métallique disparaît toutefois au bout d'une heure environ. Nous avons cependant cherché à observer l'absorption en plaçant la micro-cellule dans le thermostat à 100°C. La courbe 3.33 représente l'évolution de I_{abs} après que celle-ci ait atteint une valeur maximale de 0.0074 mA.

On observe une décroissance du signal d'absorption avec une constante de temps de l'ordre de quelques heures. I_{abs} se stabilise à une valeur très faible de l'ordre de 10^{-3} mA.

La pression de vapeur de césium diminue donc de la même façon. Nous pensons que le césium réagit avec les surfaces de la cellule (passivation) ou avec des polluants résidus de la soudure anodique.

Nous avons réitéré la même procédure d'activation. La courbe obtenue est représentée sur la figure 3.34.

Nous avons cette fois pris soin d'enregistrer la valeur de I_{abs} dès que le régulateur s'est stabilisé à 100°C. On observe une augmentation du niveau d'absorption jusqu'à ~ 0.0227 mA puis une décroissance identique à celle observée précédemment avec une stabilisation à 10^{-3} mA.

L'activation a été répétée une troisième fois. Cette fois cependant la température de la cellule a été limitée à 80°C, (Figure 3.35).

Le niveau I_{abs} ne dépasse pas le seuil de stabilisation de 10^{-3} mA observé précédemment.

Nous pouvons tirer deux conclusions de cette cellule :

- Suite à une première activation qui a duré 120 s, le césium n'a pas été complètement libéré.
- La troisième activation n'a pu libérer davantage de césium, cela nous laisse penser que la totalité du césium a été libérée suite à la deuxième procédure d'activation.

La cellule V2 a subi également une activation de même puissance laser mais cette fois la durée

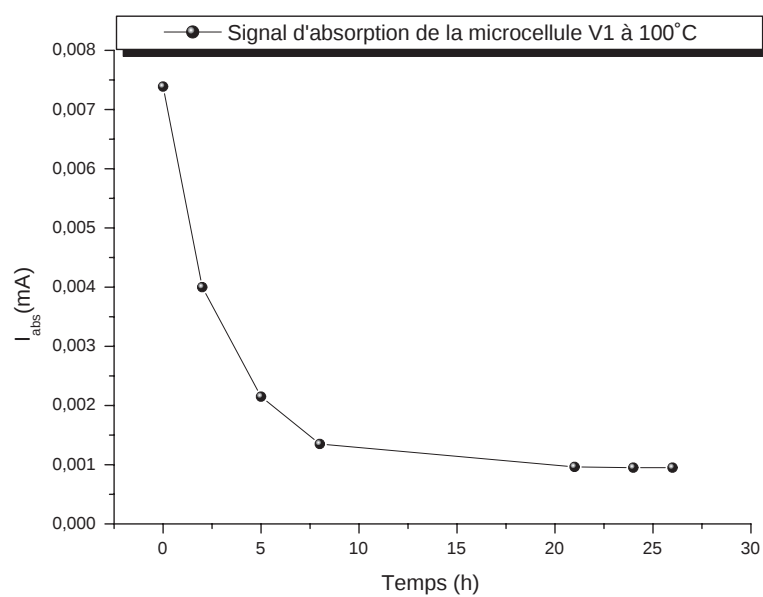


FIG. 3.33 – Variation de l'amplitude d'absorption I_{abs} dans la microcellule V1 suite à une première activation.

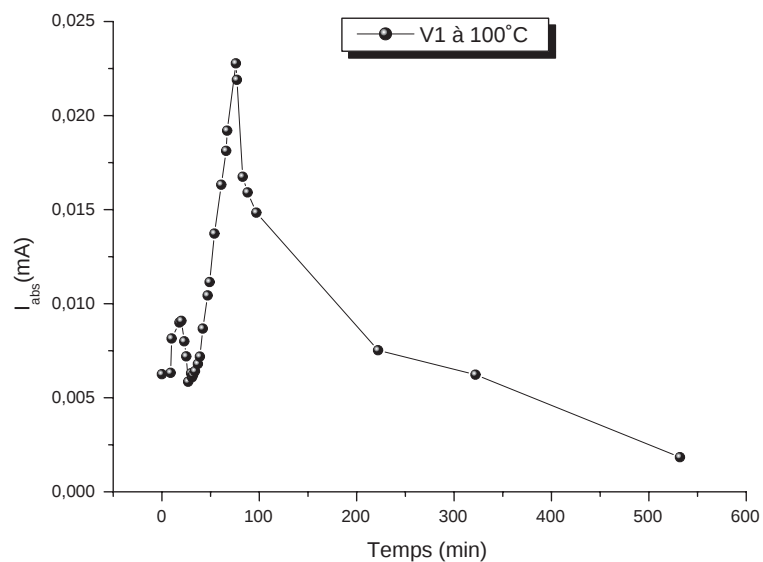


FIG. 3.34 – Variation de l'amplitude d'absorption I_{abs} dans la microcellule V1 suite à une deuxième activation.

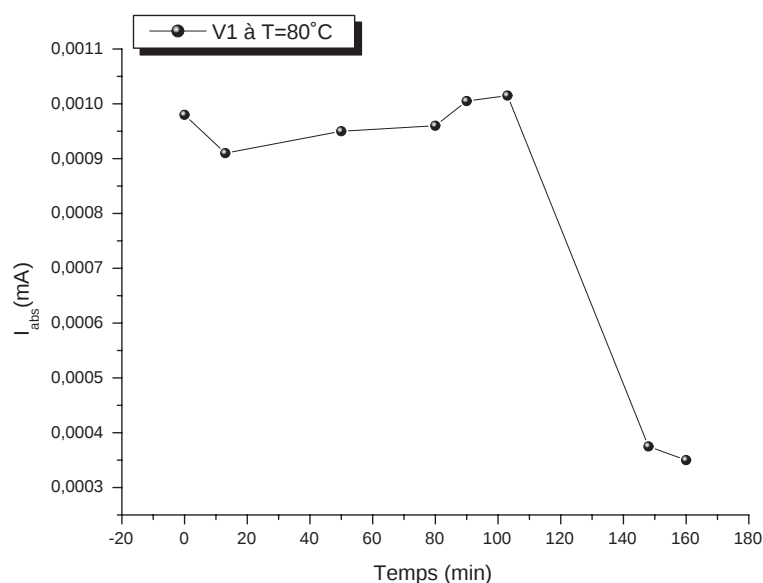


FIG. 3.35 – Variation de l'amplitude d'absorption I_{abs} dans la microcellule V1 suite à une troisième activation. La température de la microcellule est maintenue à 80°C.

d'exposition a été doublée (240s). Le comportement est identique avec cependant un courant maximal de 0.014 mA (Figure 3.36).

Suite à ces observations, il apparait que la quantité de césium dégagée lors d'une d'une première activation n'est pas suffisante pour assurer le régime de pression de vapeur saturante. Nous avons donc augmenté la durée d'activation jusqu'à 20 min.

Cette fois après un régime transitoire d'environ 2h, l'amplitude d'absorption se stabilise durablement (Figure 3.37). Seule la micro-cellule V7 a montré un fonctionnement stable dès la première activation. Cette microcellule a été activée avec une puissance de 1W pendant 180s, le courant I_{abs} se stabilise autour de 0.0127 mA (Figure 3.38).

Cette micro-cellule est la seule à avoir subi une soudure anodique prolongée (+20min) en plus de l'étuvage. Cette fois le courant I_{abs} se stabilise à 0.0127 mA et conserve cette valeur depuis plus d'une année.

Les phénomènes se produisant lors de l'activation et par la suite aux températures des micro-cellules sont loin d'être totalement compris. Une analyse plus poussée des réactions physico-

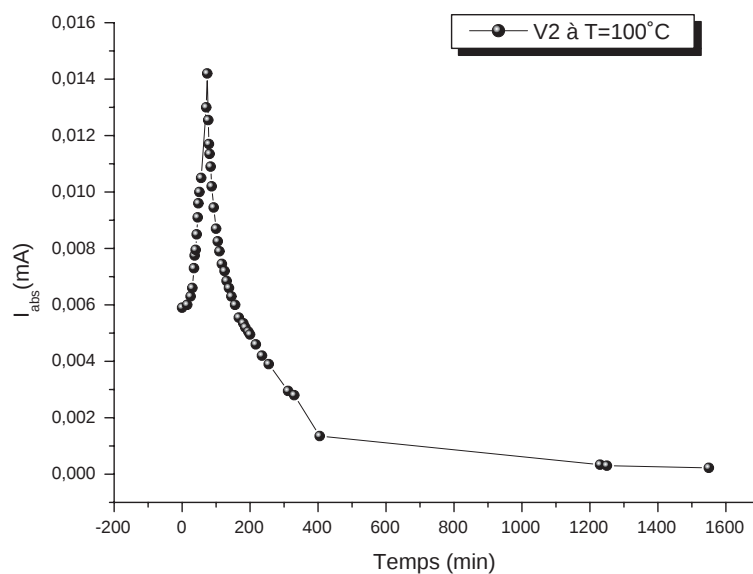


FIG. 3.36 – Variation de l'amplitude d'absorption I_{abs} dans la microcellule V2 suite à une première activation. La température de la microcellule est à nouveau de 100°C .

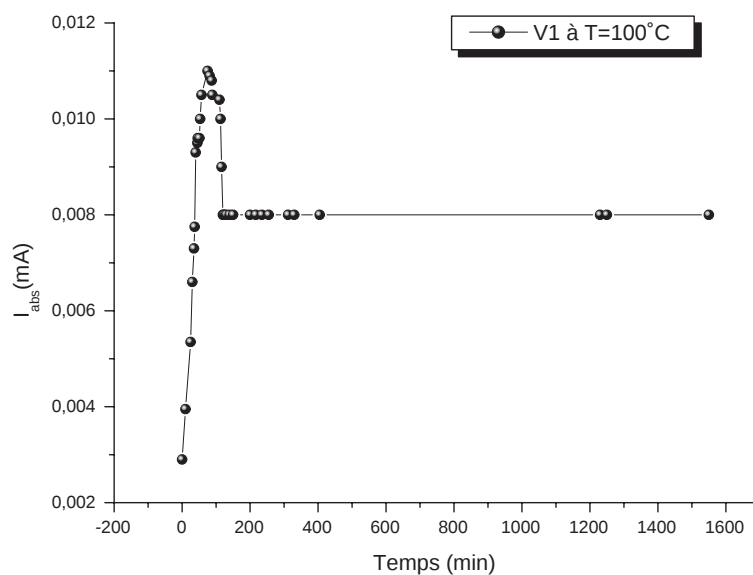


FIG. 3.37 – Variation de l'amplitude d'absorption I_{abs} dans la microcellule V2 suite à l'activation prolongée.

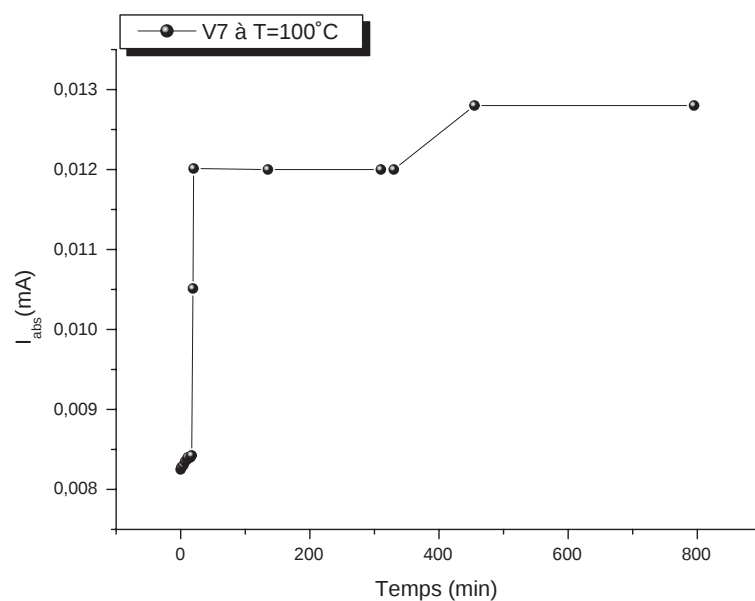
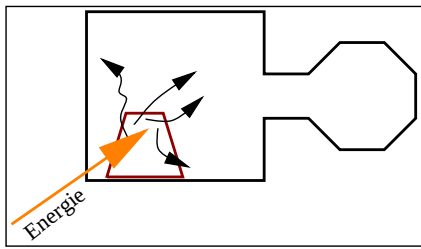


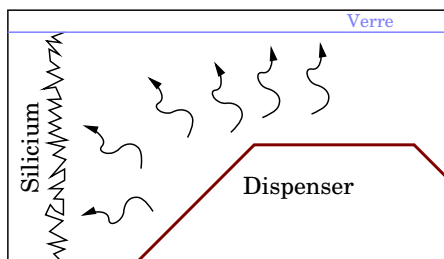
FIG. 3.38 – Variation de l'amplitude d'absorption I_{abs} dans la microcellule V7 suite à une première activation.

chimiques qui peuvent avoir lieu est nécessaire. On peut cependant avancer les hypothèses schématisées sur les figures ci-dessous :



Procédure d'activation du dispenser

FIG. 3.39 – L'activation laser libère une quantité N d'atomes de césium qui est observée sous forme liquide pendant la procédure.



Piégeage du césium dans les parois

FIG. 3.40 – Les atomes réagissent avec les parois (passivation) ou avec des polluants. Si l'activation n'est pas assez énergétique, tout le césium est consommé. Il est probable que certains atomes soient piégés dans les infractuosités de la paroi.

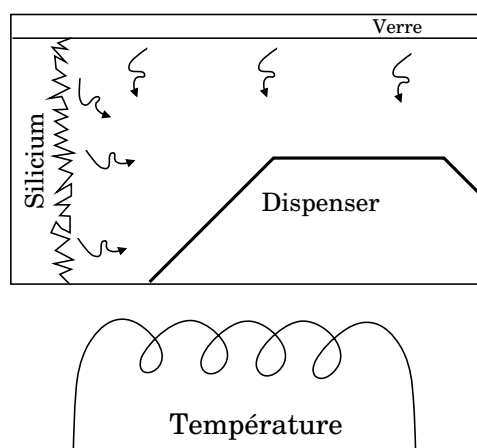


FIG. 3.41 – La mise en température provoque l'ouverture de certains pièges et une absorption notable est observée. Il faut que la température soit proche des 100°C.

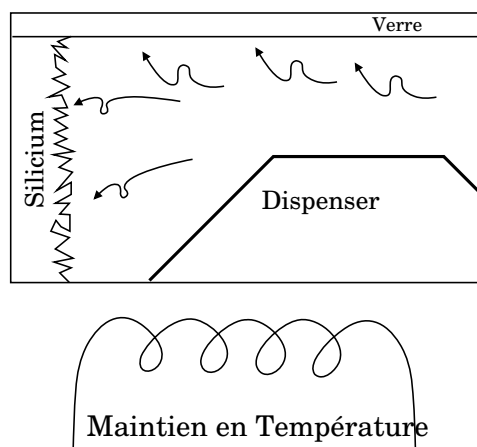
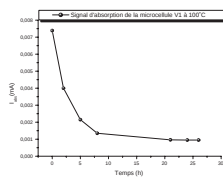
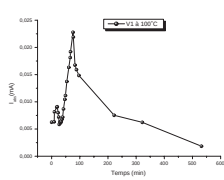
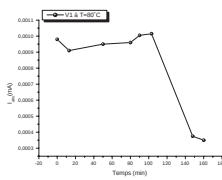
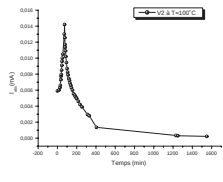
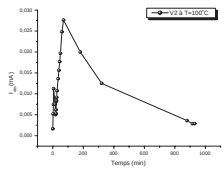
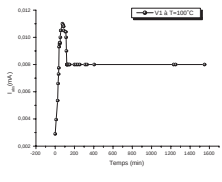
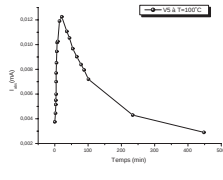
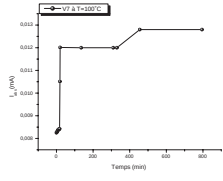
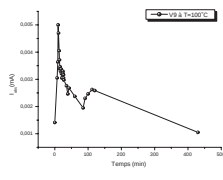


FIG. 3.42 – Le maintien à 100°C engendre une agitation thermique et de nouvelles réactions ont lieu, la densité chute notablement.

TAB. 3.3 – Résumé des résultats des tests de spectroscopie

microcellule	1 ^{re} activation	2 ^{me} activation	3 ^{me} activation	Activation (20min)
V1				
V2				idem
V5		idem		idem
V7				
V9				idem
V6 et V16	pas de signal	pas de signal	pas de signal	pas de signal

microcellules réalisées à FEMTO-ST

La seconde série des microcellules ont été réalisées à l'Institut FEMTO-ST. La soudure anodique réalisée suit les étapes décrites dans le tableau 3.1.

Pour l'activation de ces microcellules, nous avons choisi de défocaliser le faisceau laser pour que la zone d'interaction couvre la totalité du dispenser (Figure 3.43). En effet, nous avons remarqué que lorsqu'on focalisait le laser, la tache résultante de l'interaction laser-dispenser avait une couleur rouge clair qui tend vers le jaune. Cette couleur correspond à une température

bien supérieure à 800°C. Afin d'homogénéiser au mieux l'élévation de température du dispenser nous avons défocalisé le faisceau laser pour couvrir la totalité de la surface.

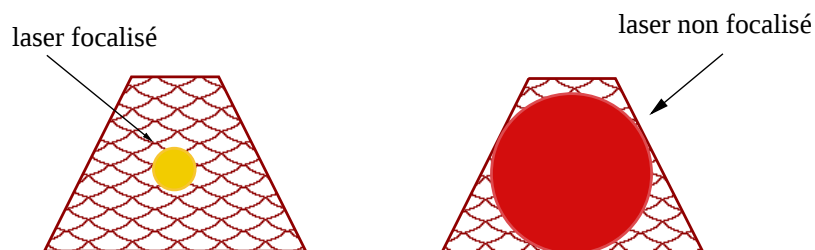


FIG. 3.43 – Ancienne procédure d'activation à gauche et nouvelle procédure à droite.

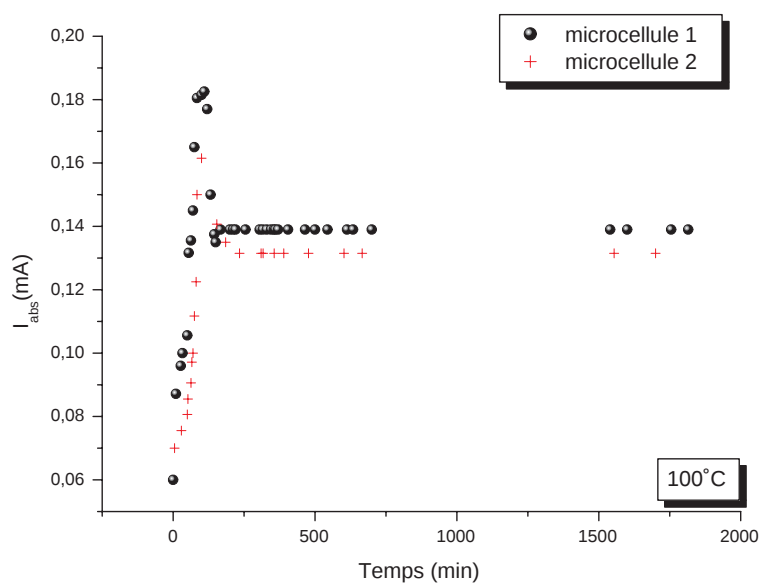


FIG. 3.44 – Variation de l'amplitude d'absorption I_{abs} dans deux microcellules suite à une seule procédure d'activation.

La figure 3.44 représente les signaux observés sur les nouvelles microcellules. On observe une augmentation du niveau d'absorption puis une légère décroissance avec une stabilisation à des fortes valeurs (0.13 mA et 0.14 mA). Les meilleurs résultats ont été obtenus avec les paramètres suivants :

- Une puissance laser de 1W
- Un temps d'activation de 5 min

- Une zone d'interaction couvrant la totalité du dispenser.

3.3.4 Régime de pression de vapeur saturante

La figure 3.45 représente les deux spectres d'absorption obtenus dans les mêmes conditions d'éclairement sur deux cellules de longueurs différentes (pour des raisons de simplification l'absorption est présentée en volt). La première est une microcellule de longueur $L = 1.3$ mm chauffée à 65°C . La deuxième cellule de longueur $L = 20$ mm est à température ambiante de la salle d'expérimentation $T = 21^\circ\text{C}$. Sur ces figures la profondeur du pic d'absorption est la même $\Delta V_{micro} \approx \Delta V_{macro}$. Cette profondeur est directement reliée au coefficient d'absorption des atomes qui lui-même est proportionnel au produit de la longueur de la cellule par la densité atomique n . Nous avons donc :

$$n_{micro}L_{micro} = n_{macro}L_{macro} \quad (3.5)$$

Le rapport des longueurs étant connu, on en déduit que le rapport des densités atomiques dans les deux cellules est égale à :

$$\frac{n_{micro}}{n_{macro}} = \frac{L_{macro}}{L_{micro}} = 15.38 \quad (3.6)$$

Or dans le cas où les cellules sont en régime de pression de vapeur saturante, les densités atomiques sont connues [8].

$$\frac{n(65^\circ\text{C})}{n(20^\circ\text{C})} = \frac{4.27 \times 10^{17}}{2.71 \times 10^{16}} = 15.75 \quad (3.7)$$

Cette valeur théorique est proche de la valeur expérimentale. Ceci démontre que nos microcellules après un transitoire de quelques heures environ sont en régime de vapeur saturante.

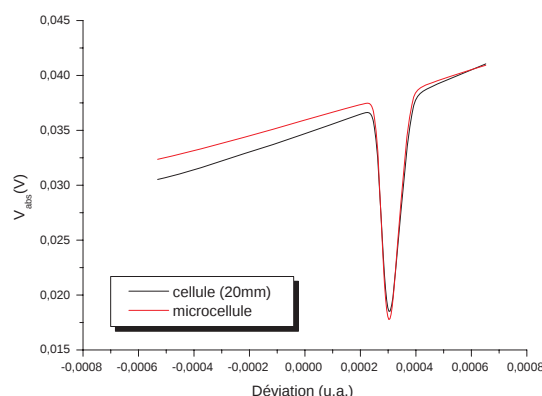


FIG. 3.45 – Les amplitudes d’absorption réalisées à 65°C sur une microcellule et à 20°C sur une grande cellule. L’intensité laser est de $I_{laser}=6,37\text{mW}/\text{cm}^2$.

3.3.5 Vieillissement de la microcellule

La stabilité à long terme de la densité atomique de césium dans la microcellule est un paramètre qui peut interférer sur la stabilité de la microhorloge. La variation de la densité atomique engendre une variation du nombre d’atomes entrants en interaction avec le laser et donc une variation du contraste du signal horloge. En cas de diminution de ce signal, la stabilité à court et à long terme de l’horloge sera dégradée. Pour analyser comment se comporte la microcellule à long terme, nous avons effectué des mesures réparties sur plusieurs mois (Figure 3.46). L’absorption des atomes dans la microcellule atteint une valeur maximale au bout d’une heure environ. L’absorption subit ensuite une décroissance d’environ 20% puis se stabilise. L’absorption reste stable durant plusieurs mois. L’incertitude associée à la mesure à long terme est estimée inférieure à 3%

D’après les résultats précédents, on peut conclure que nos microcellules après un transitoire de quelques heures, sont en régime de vapeur saturante. Elles conservent ce régime sur une période de plusieurs mois au moins.

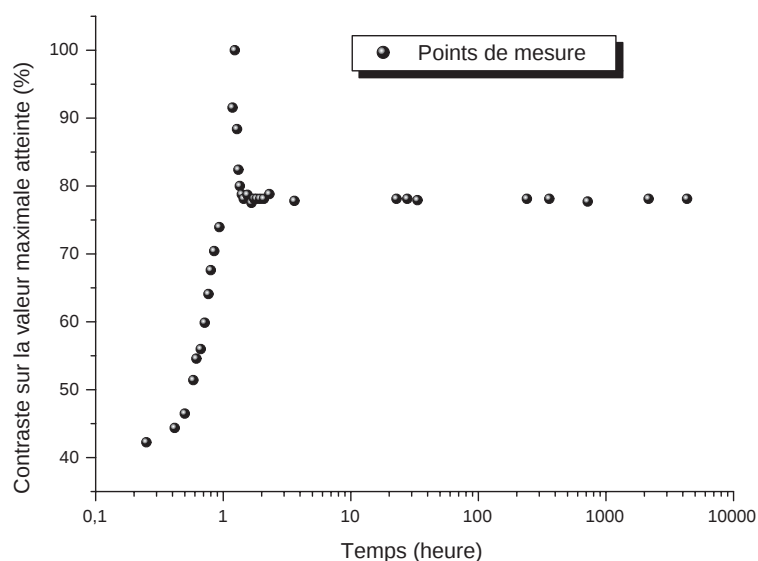


FIG. 3.46 – *Stabilité de la densité atomique du césium dans la microcellule à long terme.*

3.3.6 Amplitudes et largeur

Saturation de l'absorption

La figure (3.47) représente la variation de l'amplitude d'absorption en fonction de l'intensité du faisceau laser à l'entrée de la microcellule (le montage utilisé est celui présenté figure 3.30 avec un gain du photodétecteur différents). Le comportement est identique à des températures différentes. Cependant la valeur de saturation en absorption augmente avec la température.

Largeur du spectre d'absorption

Le signal d'absorption linéaire est fortement affecté par l'élargissement Doppler. La vitesse des atomes croît avec la température et par conséquent la largeur augmente aussi (figure 3.48).

3.3.7 Absorption linéaire en présence du gaz tampon

Les gaz tampons largement utilisés dans les cellules à vapeur alcalines sont habituellement les gaz inertes (Ne, Ar, Kr), les gaz diatomiques (N_2 , H_2) et les gaz organiques (CH_4 , C_2H_6). Les collisions entre les atomes de césium et les atomes du gaz tampon provoquent un déplacement

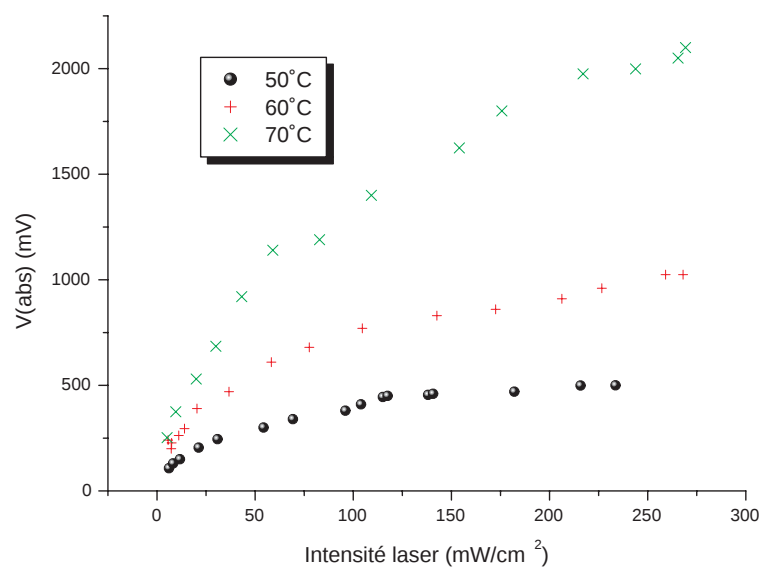


FIG. 3.47 – Variation de V_{abs} à des températures différentes en fonction de l'intensité laser.

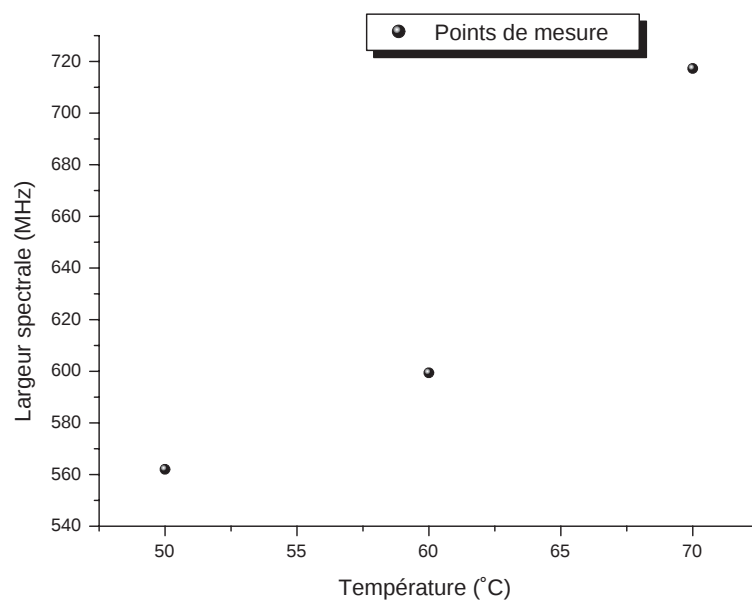


FIG. 3.48 – Augmentation de la largeur du spectre d'absorption en fonction de la température de la microcellule.

en fréquence ainsi qu'un élargissement des transitions optiques [54] [55] [56].

La largeur de la transition optique devient [57] :

$$\Gamma^* = \Gamma + \Delta\nu_D + kP \approx \Delta\nu_D + kP \quad (3.8)$$

Nous avons réalisé une “ microcellule test ”, cette microcellule a été réalisée dans la première enceinte de soudure anodique (non dédiée à la fabrication des microcellules). Nous avons connecté à l'enceinte une bouteille d'argon de haute pureté (99,9999%). L'insertion du gaz tampon a été réalisé comme nous l'avons décrit dans la partie : Remplissage par du césium solide. La pression du gaz inséré dans l'enceinte de la soudure anodique selon l'indication du capteur est de 150 Torr à 350°C. Suite à l'activation du césium dans cette microcellule nous avons introduit l'une d'elle dans le banc optique de caractérisation puis nous l'avons chauffé à 100°C durant 2 heures puis à 60°C. Nous avons ensuite éclairé la microcellule avec une intensité de 1.68 mW/cm². Le signal d'absorption obtenu est alors comparé au signal d'absorption observé à partir d'une microcellule sans gaz tampon soumise aux mêmes conditions (Figure 3.49).

Ainsi, ces expériences mettent en évidence les deux effets du gaz tampon sur les transitions atomiques, l'élargissement et le déplacement en fréquence. Pour avoir un ordre d'idée sur la pression de l'argon dans la microcellule nous nous sommes référés aux données expérimentales présentées par E. Bernabeu et J.M. Alvarez [58]. Le déplacement de la raie D2 en présence de l'argon est de 6.9 MHz/Torr et l'élargissement est de 21.9 MHz/Torr. Sur la figure 3.49 l'élargissement sur la transition F=3 vers l'état excité est de 1364 MHz à 60°C cela correspond à une pression de 55.7 Torr à 25°C. Nous avons ensuite calculé la dérivée des deux signaux d'absorption (Figure 3.50) pour en déduire le déplacement en fréquence de la transition F=3 vers l'état excité, celui-ci est de 416.5 MHz à 60°C cela correspond à une pression de 53.3 Torr à 25°C. Les deux valeurs calculées permettent de donner une approximation de la pression d'argon dans la microcellule. On peut d'ores et déjà affirmer la compatibilité du césium et le gaz d'argon, cependant le contrôle de la pression du gaz dans la microcellule est un paramètre qui

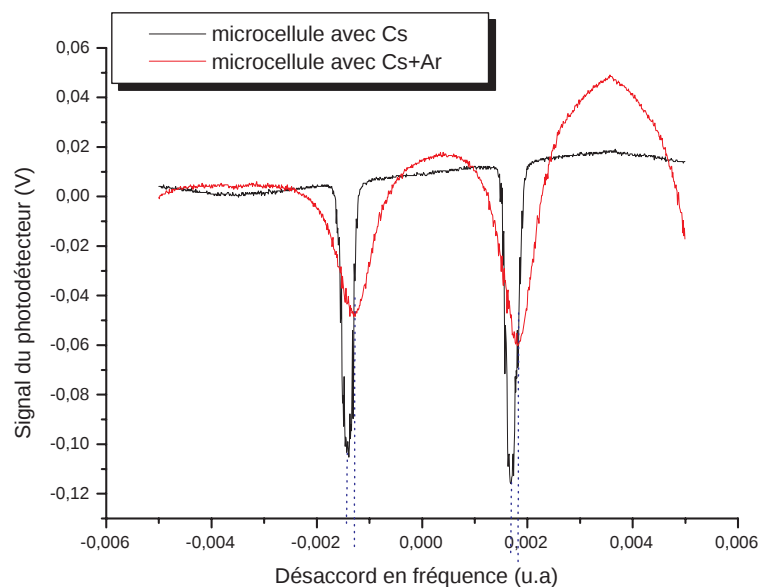


FIG. 3.49 – Absorption linéaire dans deux microcellules différentes en présence et en absence de gaz tampon.

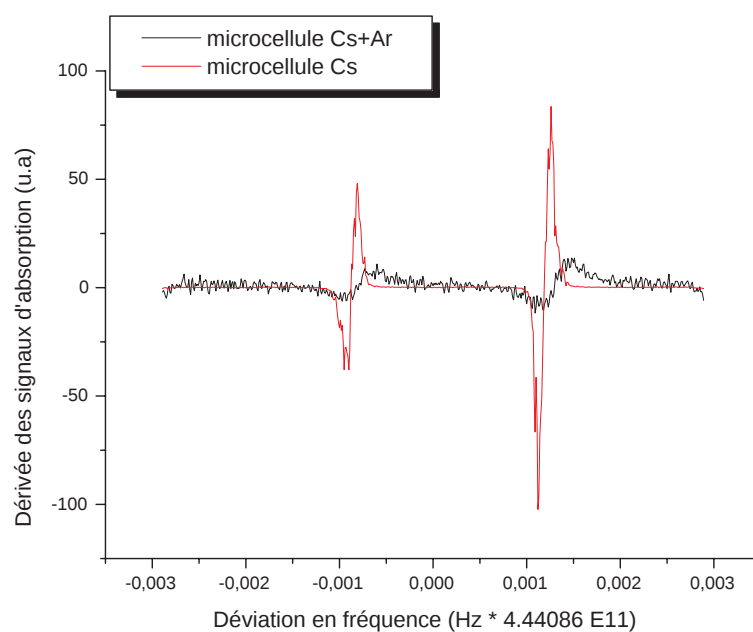


FIG. 3.50 – Dérivée calculée à partir des signaux d'absorption.

reste à optimiser.

3.3.8 Absorption saturée

L'absorption saturée est une méthode de spectroscopie bien connue qui permet de s'affranchir de l'effet Doppler et d'observer ainsi les composantes hyperfines des transitions optiques. Son principe est décrit sur la figure 3.52.

Principe de l'absorption saturée

La cellule est traversée par deux faisceaux contrapropageants. La longueur d'onde du laser est proche de la résonance d'une transition optique. A résonance, le faisceau pompe, de forte intensité ($I > I_{sat}$), sature la transition. Le deuxième faisceau vient sonder la population du niveau fondamental. A cause de l'effet Doppler, les deux faisceaux n'interagissent pas avec les mêmes classes de vitesse :

- Le faisceau pompe interagit avec la classe de vitesse $v_z = c \frac{\delta\nu}{\nu_0}$
- Le faisceau sonde interagit avec la classe de vitesse $v_z = -c \frac{\delta\nu}{\nu_0}$

Le faisceau sonde est absorbé normalement et le signal détecté suit le profil de la raie optique élargi par l'effet Doppler. A résonance $\delta\nu = 0$, les deux faisceaux interagissent avec la classe de vitesse $v_z = 0$. La transition étant saturée par l'action du faisceau pompe, l'absorption du faisceau sonde est fortement diminuée. On observe ainsi un "trou" (hole burning) dans le profil Doppler. Cette raie de résonance sub-Doppler est la convolution de la raie laser, la raie atomique (de largeur naturelle 5MHz) et l'effet de saturation.

Mesures dans des microcellules sans gaz tampon

Pour cette mesure, nous avons échangé la diode laser VCSEL par une diode laser DBR YOKOGAWA. La largeur spectrale du champ laser de la diode laser VCSEL est supérieure à 50MHz. Une largeur spectrale aussi importante n'est pas optimisée pour des mesures d'absorption saturée. Contrairement à la diode laser VCSEL, la diode DBR présente un avantage considérable résidant dans la largeur spectrale d'émission qui est de l'ordre de 1MHz.

Dans le but de réaliser un aller-retour du faisceau laser dans la microcellule, nous avons utilisé un cube séparateur à la sortie de l'isolateur pour créer deux faisceaux laser. Le premier faisceau traverse la microcellule dans le sens direct avec une puissance supérieure ou égale à l'intensité de saturation de l'atome de césium. Le deuxième faisceau laser fortement atténué à l'aide de la densité, est réfléchi par un miroir, afin qu'il puisse traverser la microcellule dans le sens inverse. Le faisceau laser est ensuite détecté par le photodétecteur branché à l'oscilloscope (Figure 3.51).

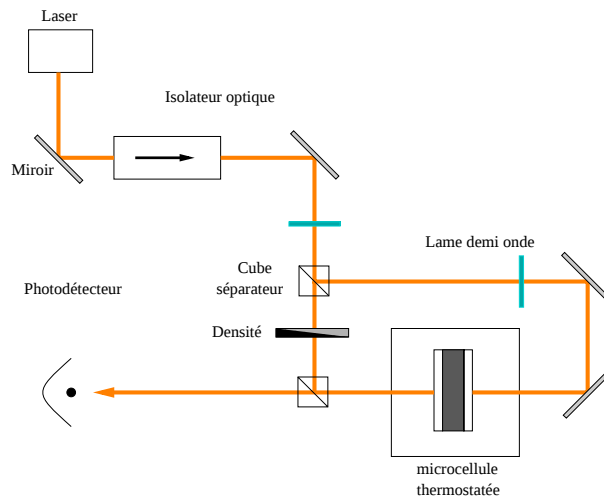


FIG. 3.51 – Banc optique de l'absorption saturée.

La microcellule ayant une épaisseur infime facilite la superposition des deux faisceaux laser dans la vapeur atomique de césium. La microcellule est chauffée à l'intérieur du thermostat à une température de 60°C. Une fois l'alignement bien réglé avec un ajustement des intensités, nous observons sur l'oscilloscope les différents pics d'absorption correspondant aux trois transitions hyperfines $|6S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F' = 3\rangle$, $|6S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F' = 4\rangle$ et $|6S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F' = 5\rangle$ (Figure 3.52). Nous n'observons pas la transition $|6S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F' = 2\rangle$ car celle-ci n'est pas autorisée, seules les transitions $F' - F = 0, \pm 1$ sont autorisées. En plus des transitions hyperfines nous observons aussi les deux transitions de croisement de niveaux. La première (la plus haute) transition de croisement de niveaux est celle qui se produit entre $F' = 4$ et $F' = 5$, la plus basse est celle entre $F' = 3$ et $F' = 4$. Une troisième transition d'inter résonance se produit entre $F' = 3$ et $F' = 5$. Cette troisième transition se trouve

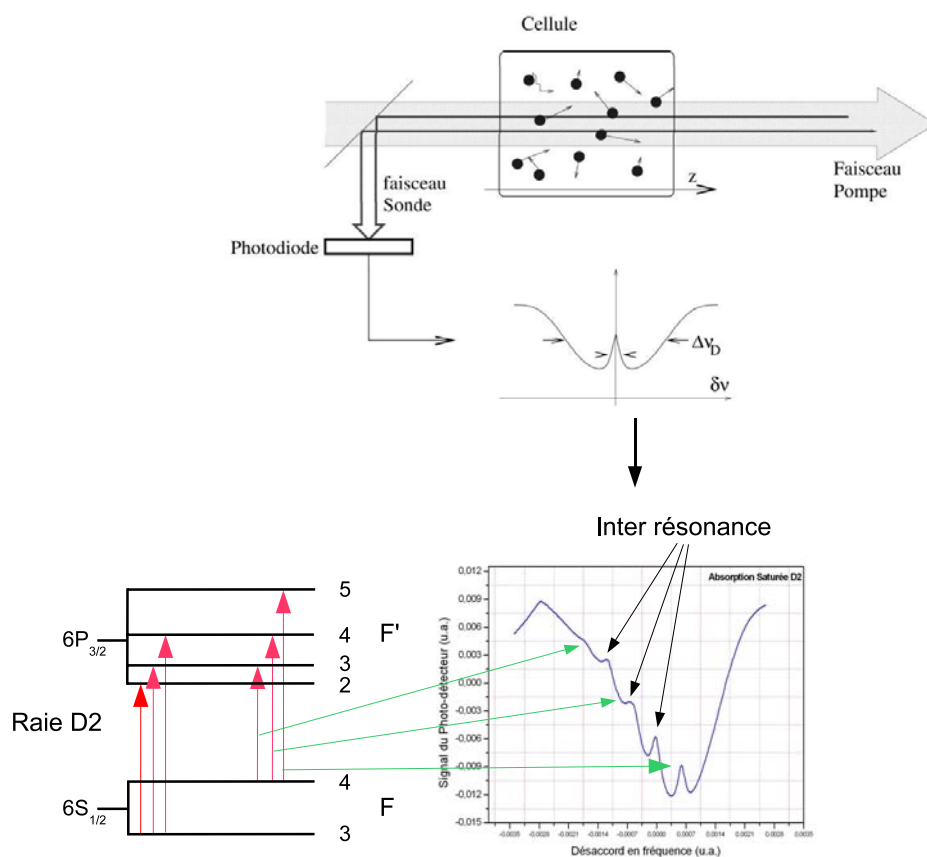


FIG. 3.52 – Absorption saturée.

uniquement à 25MHz de la transition $|6S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F' = 4\rangle$.

Cette mesure nous a permis d'observer des spectres avec des largeurs d'environ 50MHz. L'élargissement Doppler est fortement diminué. Ces spectres fins peuvent servir pour l'asservissement de la diode laser [59].

L'observation d'un spectre d'absorption saturée a conforté notre méthode de fabrication des microcellules.

Chapitre 4

Composants optoélectroniques associés

Introduction

Le résonateur atomique comporte mis à part la cellule à vapeur, deux autres éléments essentiels : la source laser modulée et le photodétecteur. Ce chapitre est dédié à la description des composants optoélectroniques et des montages utilisés dans nos expériences.

4.1 Sources lasers

Il existe différents types de diodes laser émettant à des longueurs d'ondes correspondantes aux raies D1 et D2 de l'atome de césium. Parmi ces diodes laser on trouve les DBR, DFB, lasers à cavité externe, les diodes à émission par la tranche et les VCSEL. Le tableau 4.1 résume les principales caractéristiques de ces lasers.

Dans la version finale du prototype de la microhorloge, les contraintes les plus importantes résident dans la consommation électrique et la possibilité de modulation haute fréquence. Ceci explique pourquoi la diode VCSEL sera retenue pour la phase finale d'intégration. Afin de progresser vers cet objectif à long terme, nous avons caractérisé un type de VCSEL commercialisé par la société AVALON.

TAB. 4.1 – *Caractéristiques des différentes diodes lasers semi-conducteurs*

Type	Disponibilité λ_{D1}	λ_{D2}	P_{max} (mW)	I_{seuil} (mA)	$\Delta\nu$ (MHz)	Accordabilité (nm)
Diode à émission par la tranche-sdl	oui	oui	> 100	30 - 60	> 10	3-5
DBR-Yokogawa		oui	< 5	30	< 5	1-2
DLCE-SYRTE	oui	oui	≈ 50	> 10	$\approx 5 \times 10^{-2}$	
VCSEL-AVALON		oui	≈ 1	≈ 4	> 10 Annexe C	1-2

Cependant, avant de parvenir à cet objectif, un grand nombre de mises au point et d'études est encore nécessaire, notamment en ce qui concerne la viabilité et la qualité de nos microcellules. La diode VCSEL présente plusieurs inconvénients pour réaliser cette phase de qualification préliminaire : faible puissance, largeur de raie importante, polarisation pouvant fluctuer...c'est pourquoi nous avons utilisé d'autres types de sources laser pour caractériser nos microcellules : laser DBR et LCE.

4.2 Diode laser Fabry-Perot

Au début de nos travaux nous avons testé des lasers Fabry-Perot (Hitachi HLP 1400) qui étaient disponibles au laboratoire. Le problème majeur de ces diodes est leur accordabilité par saut de modes.

Dans les sources Fabry-Perot (Figure 4.1), la sélection d'un mode longitudinal est réalisée par la courbe de gain du milieu amplificateur [60]. Le peigne des modes longitudinaux et la position de la courbe de gain ont des sensibilités en température et en courant injecté différentes. Lorsque l'on modifie un de ces paramètres pour accorder la longueur d'onde λ , le mode présentant le plus de gain peut changer : on a alors un saut de mode. Ce problème peut empêcher l'utilisation d'un laser si un saut de mode apparaît au niveau de la longueur d'onde utile (Figure 4.2).

Sur un lot de trois diodes, aucune n'a pu fonctionner à la longueur d'onde du césium (Figure 4.2). Nous avons rapidement abandonné ce type de diode laser.

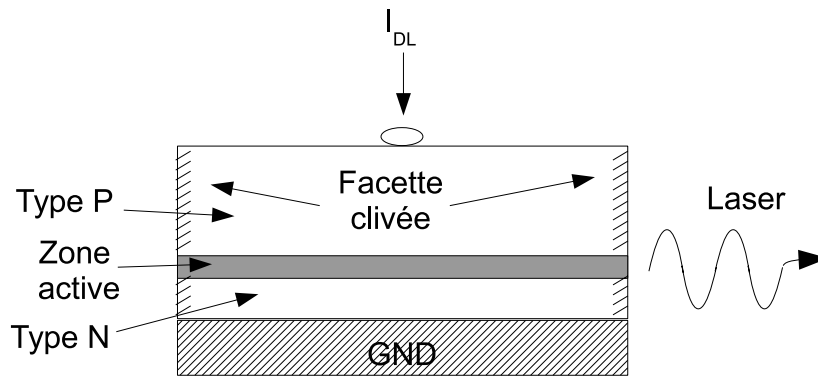


FIG. 4.1 – Diode Fabry-Perot

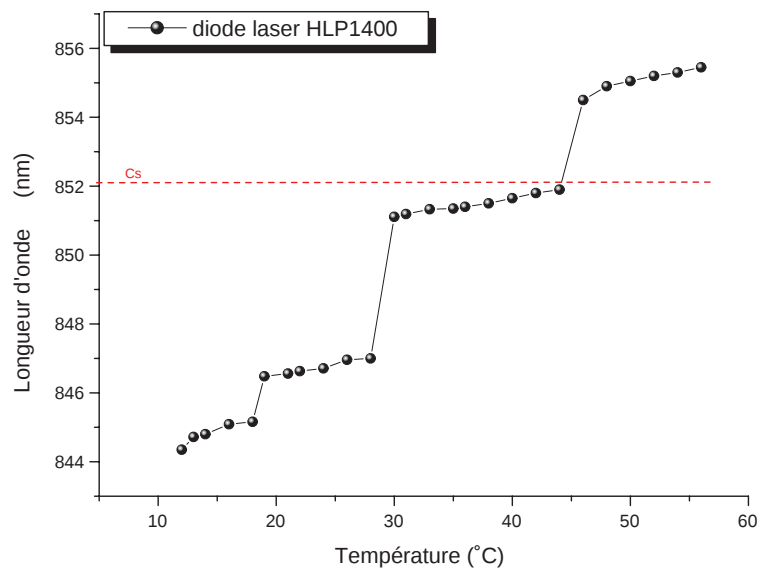


FIG. 4.2 – Exemple de saut de modes dans une diode laser à émission par la tranche type HLP1400 pour un courant $I_{DL} = 60$ mA. Même en changeant le courant d'injection le laser ne permet pas d'atteindre la longueur d'onde utile

4.3 DBR Yokogawa

Les structures DBR (Distributed Bragg Reflector) sont des diodes lasers semblables aux diodes Faby-Perot, dans lesquelles l'une au moins des facettes est remplacée par un miroir de Bragg, c'est-à-dire un réseau de diffraction gravé dans le semiconducteur par une modulation longitudinale de l'indice (Figure 4.3).

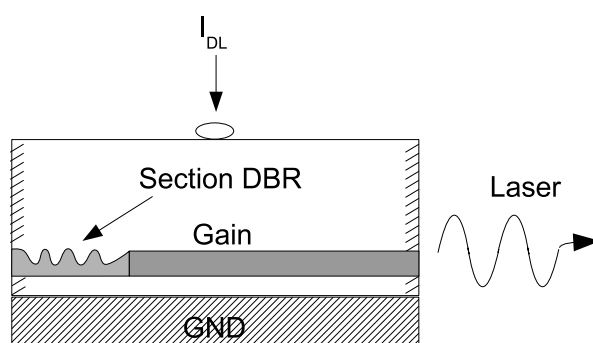


FIG. 4.3 – Vue simplifiée d'une diode DBR

4.3.1 Fonctionnement monomode

La grande sélectivité spectrale du miroir de Bragg filtre des modes pouvant osciller dans la diode. Autour du mode sélectionné par le réseau de Bragg, les pertes augmentent rapidement, et les modes voisins ne peuvent osciller. L'émission laser est donc monomode, avec un taux de réjection modal élevé, typiquement -30 dB [31], bien supérieur à celui des diodes classiques.

4.3.2 Largeur de raie

La largeur de raie de la diode DBR est plus faible que celle de la diode Fabry-Perot équivalente, de même réflectivité et de même puissance optique intra-cavité [61]

Yokogawa annonce des largeurs de raie inférieures à 1 MHz, ce que nous n'avons pas vérifié expérimentalement ; toutefois, elles ne dépassent pas 4 MHz [61], ce qui est déjà satisfaisant pour nos applications.

Ce type de diodes lasers est très intéressant spectralement ; par contre leur niveau élevé de consommation ne permet pas de les intégrer dans la microhorloge. Cependant une diode laser DBR sera utilisée pour la caractérisation spectroscopique de nos microcellules.

4.3.3 Puissance et longueur d'onde

La figure 4.4 représente la réponse de la diode laser DBR-Yokogawa en fonction du courant de polarisation. Le courant de seuil est supérieur à 30mA.

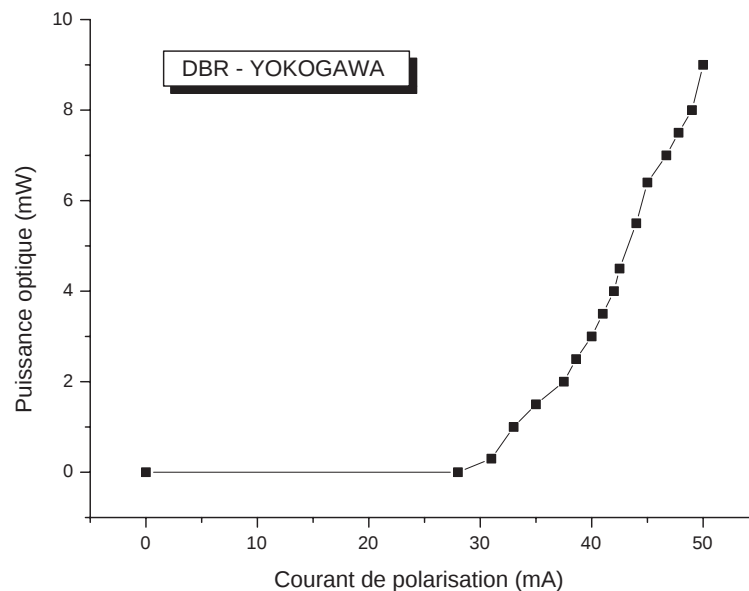


FIG. 4.4 – Puissance émise en fonction du courant de polarisation

On atteint la longueur d'onde de 852nm pour $I_{DL} = 45\text{mA}$ et $T_{DL} = 40^{\circ}\text{C}$.

4.4 Laser à Cavité Externe - SYRTE

Les lasers à cavité externe (LCE) sont utilisés pour réaliser des sources accordables avec une grande finesse spectrale à partir d'une diode laser Fabry-Perot. Les LCE sont les sources laser les plus efficaces pour des applications en physique appliquée.

Une diode laser du commerce (Fabry-Perot) est introduite dans une cavité externe. Cette cavité va permettre d'améliorer considérablement la finesse spectrale du laser. La diode LCE est donc constituée de deux longueurs de cavités : la première étant la longueur du Fabry-Perot de la diode du commerce l_{cavit} et la deuxième longueur l_{ext} , beaucoup plus grande qui représente la longueur de la cavité externe limitée par un miroir semirefléchissant (Figure 4.5).

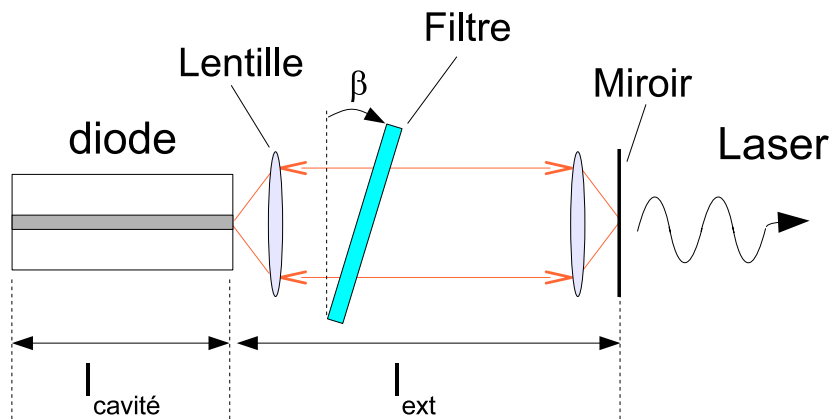


FIG. 4.5 – Schéma de principe d'un LCE à filtre interférentiel

Cette finesse spectrale dépend du rapport des tailles des cavités :

$$\Delta\nu_{LCE} = \Delta\nu_{diode} \cdot \left(\frac{\mu_{eff} \cdot l_{cavit}}{l_{ext}} \right)^2 \quad (4.1)$$

μ_{eff} est l'indice effectif, l_{cavit} la longueur de la cavité de la diode et l_{ext} la longueur de la cavité externe.

Les modes longitudinaux dans une cavité étendue sont plus proches les uns des autres. Il est donc plus difficile de les séparer et de trouver le mode voulu. Le résultat est une émission multimode, ainsi que des sauts de modes nombreux. Le filtre interférentiel permet de sélectionner précisément le mode adéquat, celui en l'occurrence qui possède le meilleur gain.

4.5 Laser à Cavité Verticale Émettant par la Surface-AVALON

Photonics

Le laser monomode émettant par la surface est un élément indispensable pour l'horloge atomique miniature. Nous avons choisi de travailler avec des VCSEL monomodes commercialisées par la société AVALON Photonics [62]. Ce sont des composants à ouverture d'oxyde (Figure 4.6), émettant une puissance en régime monomode supérieure à 1,5mW avec un rapport de suppression du mode secondaire (SMSR) > 20 dB. Les VCSEL que nous avons utilisés dans notre banc optique sont dans des boîtiers TO46 avec une fenêtre traitée antireflet (Figure 4.7).

La cavité laser de longueur L est constituée d'une zone active (Annexe B) de longueur L_{actif} , comprise entre deux miroirs de haute qualité de réflectivité $R1$ et $R2$. La cavité laser du VCSEL est connectée à un substrat de type N . Le deuxième coté de la cavité optique est connecté à un contact de type P . Les deux contacts N et P , permettent de réaliser le transport d'électrons à travers la cavité laser (Figure 4.6).

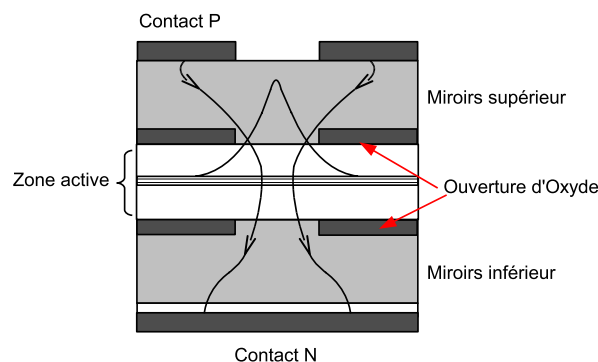


FIG. 4.6 – Structure de la cavité résonante de la diode laser VCSEL

Ce type de VCSELs est aussi commercialisé sous forme de wafers. La taille unitaire d'un VCSEL avec le report de contact est de $230\ \mu\text{m} \times 280\ \mu\text{m}$. Dans le cadre de la miniaturisation des horloges cette dimension constitue un énorme avantage.



FIG. 4.7 – Photo d’une diode laser VCSEL AVALON-Photonics dans un boîtier TO46

4.5.1 Puissance émise et accordabilité

La puissance émise par une diode VCSEL a été modélisée dans[31]. La relation de la puissance optique en fonction du courant injecté est :

$$P_{opt} = \frac{h\nu}{q} \frac{\ln\left(\frac{1}{\sqrt{R_p}}\right)}{L_{MQW}\alpha_a + (L_{eff} - L_{eff,miroirs} - L_{MQW})\alpha_e + \ln\left(\frac{1}{\sqrt{R_N R_P}}\right)} (I - I_{th}) \quad (4.2)$$

Où I_{th} est le courant de seuil qui est de 4 mA pour nos diodes $L_{MQW} \approx 24\text{nm}$ est la longueur des puits quantiques, $L_{eff} \approx 2\mu\text{m}$ la longueur effective totale du VCSEL, $L_{eff,miroir} \approx 1,5\mu\text{m}$ longueur effective totale des miroirs, $R_N \approx 1$ coefficient de réflexion du miroir N et $R_P \approx 0,9915$ coefficient de réflexion du miroir P . Ces données sont disponibles dans le rapport de thèse de J.P Tourrenc qui a réalisé une caractérisation complète des diodes lasers AVALON.

Nous avons réalisé une mesure de la puissance d’émission d’une diode laser VCSEL-AVALON. Nous avons comparé la courbe de mesure à la courbe théorique réalisée à partir de l’équation 4.2. Les deux courbes se superposent (Figure 4.8), ceci confirme le bon fonctionnement du VCSEL. On peut alors fixer la valeur du courant nous permettant d’avoir un comportement linéaire. Le courant de travail se situe entre 4.5 et 8 mA.

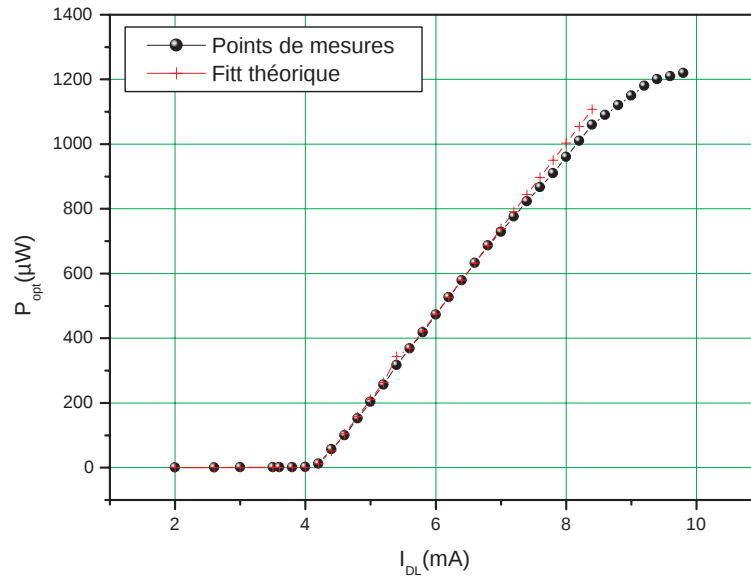


FIG. 4.8 – Evolution de la puissance optique versus le courant de polarisation du VCSEL

4.5.2 Divergence du faisceau

Dans un VCSEL, le faisceau de sortie subit peu de diffraction, la dimension latérale de la zone active étant plusieurs fois plus grande que la longueur d'onde. La zone active est un semiconducteur en forme carrée d'une largeur d'environ $10\mu\text{m}$. Ces dimensions favorables réduisent les diffractions de la lumière en sortie de la surface émettrice. D'autre part, les miroirs sont perpendiculaires à l'injection de porteurs. Ainsi, porteurs et photons se déplacent suivant le même axe. Le faisceau présente donc une symétrie circulaire peu divergente, avec un angle θ allant de 10° à 30° .

Nous avons utilisé des objectifs de collimation permettant d'obtenir un faisceau parallèle avec un diamètre de l'ordre du millimètre. La figure 4.9 représente le profil du faisceau obtenu en déplaçant un "pin-hole" devant un photodétecteur.

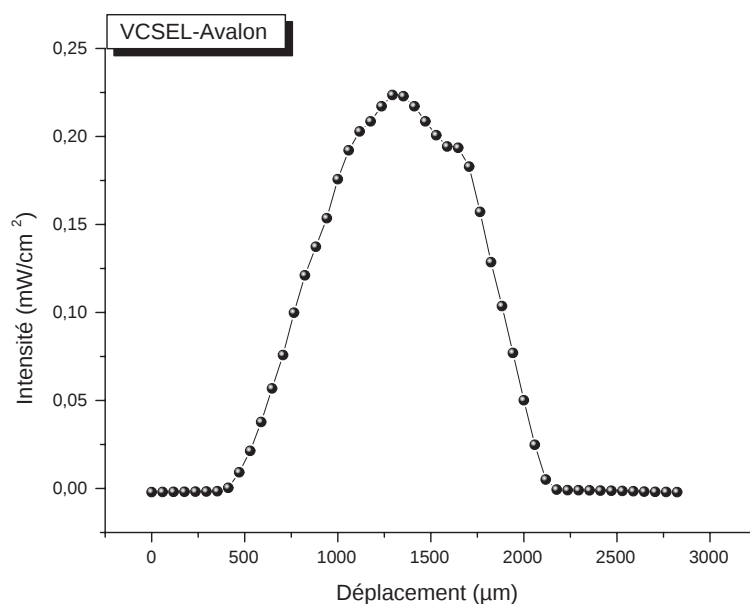


FIG. 4.9 – Mesure du diamètre du faisceau émis en utilisant un Pin-hole

4.5.3 Polarisation du faisceau

Nous avons évoqué dans le premier chapitre l'importance de la polarisation circulaire pour obtenir le signal CPT. Pour que cette condition soit satisfaite il est important que la polarisation du laser soit stable. En général le faisceau laser émis par une source laser à semiconducteur a toujours une polarisation rectiligne. Cependant, la géométrie symétrique intrinsèque de la zone active d'un VCSEL, engendre une instabilité de la polarisation du faisceau de sortie. La polarisation du faisceau change aléatoirement avec l'amplitude du courant injecté [63][64]. La variation de la polarisation émise par la diode VCSEL engendrerait un niveau de bruit important qui pourrait être pénalisant dans le cadre de nos mesures [65]. La société AVALON-Photonics propose des VCSEL avec une polarisation rectiligne stable [62]. Des tests ont été effectués sur ce produit, les mesures nous ont permis de constater une légère variation d'environ 4° entre la valeur minimale et maximale du courant d'alimentation (Figure 4.10). Nous avons conclu que la polarisation est stable lors de la variation du courant d'alimentation.

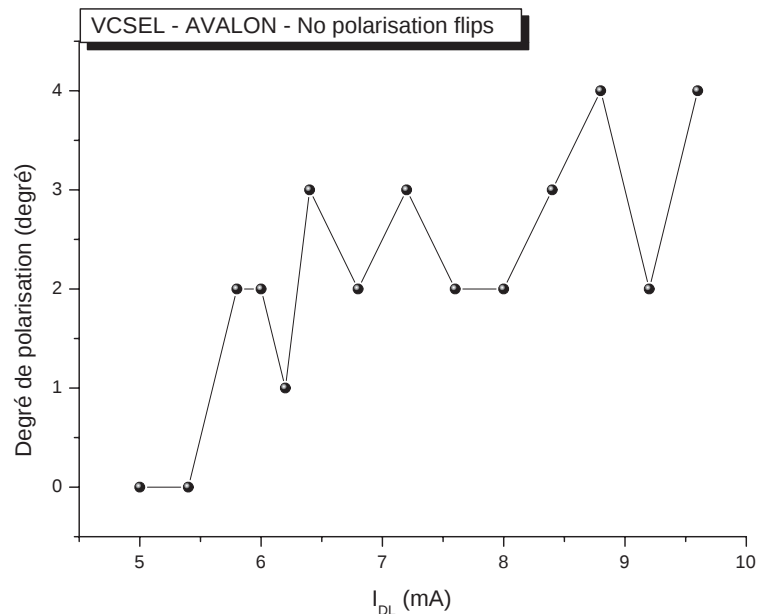


FIG. 4.10 – Variation de la polarisation du champ laser émis par un VCSEL-AVALON avec maintien de polarisation

4.5.4 Caractérisation spectrale de l'émission

Modes longitudinaux

Les modes d'émission sont avantagés de part la structure de la cavité résonante de la diode laser VCSEL. En effet, l'espacement entre les modes longitudinaux émis par un VCSEL est inversement proportionnel à la longueur de la cavité laser résonnante *Fabry-Perot*, dans le cas des VCSEL émettant à 852nm, la longueur de la cavité est de l'ordre de $1\mu\text{m}$. L'indice est de l'ordre de 3.4, par conséquent l'espacement intermodale est de l'ordre de 100nm [66]. Ceci est largement suffisant pour obtenir des émissions monomodes longitudinaux.

Modes transverses

Dans un VCSEL, les dimensions latérales des guides d'ondes jouent un rôle important sur les modes transverses. Le mode transverse fondamental oscillant par défaut peut se transformer en plusieurs modes transverses dans la cavité. Ces modes possèdent des répartitions latérales d'énergie spécifiques à chaque mode.

Dans les VCSEL AVALON, Les modes transverses ne dépendent pas principalement de la structure du guide d'onde mais des porteurs (électrons) injectés dans la cavité. Les porteurs doivent être injectés exclusivement dans la partie centrale de la zone active de manière à exciter uniquement le mode fondamental, nous parlons dans ce cas du confinement du mode fondamental. La structure qui donne les meilleurs résultats en terme de confinement est la diode VCSEL à doubles ouvertures d'oxyde [31]. Ce sont des ouvertures qui permettent de guider les électrons de l'électrode vers la zone active. L'ouverture d'oxyde n'exède pas les $5\mu\text{m}$ pour les structures émettant à 850nm. L'utilisation des structures de faible diamètre permet de conserver une émission monomode mais cela implique des faibles puissances optiques maximales émises, typiquement de l'ordre de 1mW.

4.5.5 Accordabilité en longueur d'onde

La figure 4.11 représente la réponse de la diode laser VCSEL à la variation du courant d'injection. Le transport d'électrons à travers la cavité résonnante modifie l'indice optique de la cavité. La longueur d'onde d'émission se décale avec une sensibilité de 0.35 nm/mA. L'accord est également possible en modifiant la température de la diode : la sensibilité est ici de 0.1 nm/K.

4.5.6 Modulation haute fréquence

Nous avons caractérisé les possibilités de modulation de la diode laser VCSEL-AVALON à 4.6 GHz [67](figure 4.12). La diode est stabilisée en température à 28 °C avec un courant d'injection DC de 6.2 mA. Sa longueur d'onde est ainsi proche de 852 nm.

Le signal de modulation est injecté directement à travers un T de polarisation. Aucune adaptation d'impédance n'a été réalisée, un câble semi rigide relie le T et le boîtier de la diode laser. Pour analyser les bandes latérales créées par la modulation nous utilisons un Fabry-Perot (type Burleigh). Un exemple de spectre est représenté sur la figure 4.13 pour un $I_{DL} = 6.2 \text{ mA}$ et $T_{DL} = 28^\circ\text{C}$.

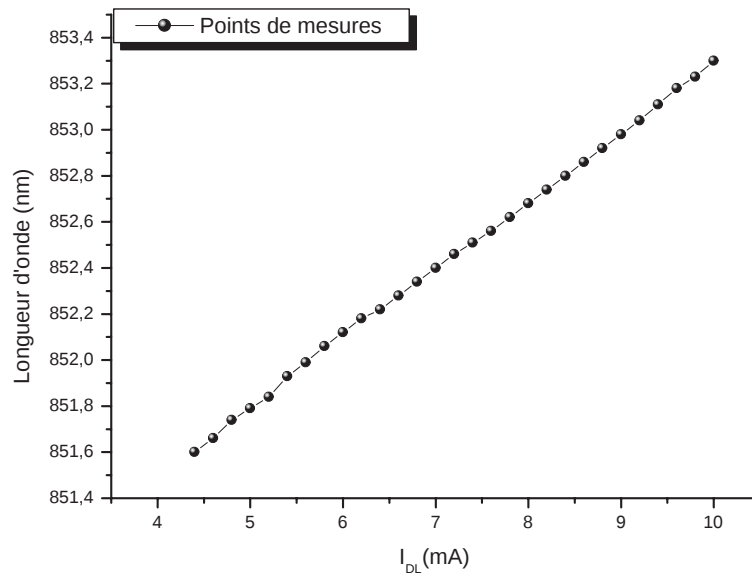


FIG. 4.11 – Accordabilité de la longueur d'onde du VCSEL autour des 852nm

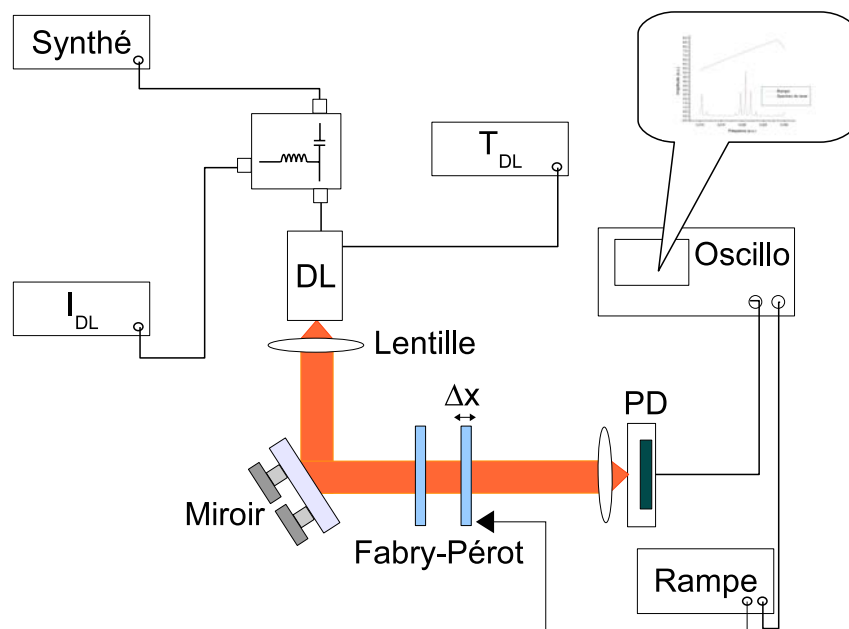


FIG. 4.12 – Schéma du banc optique utilisé pour moduler la diode laser VCSEL-AVALON à 4,6GHz

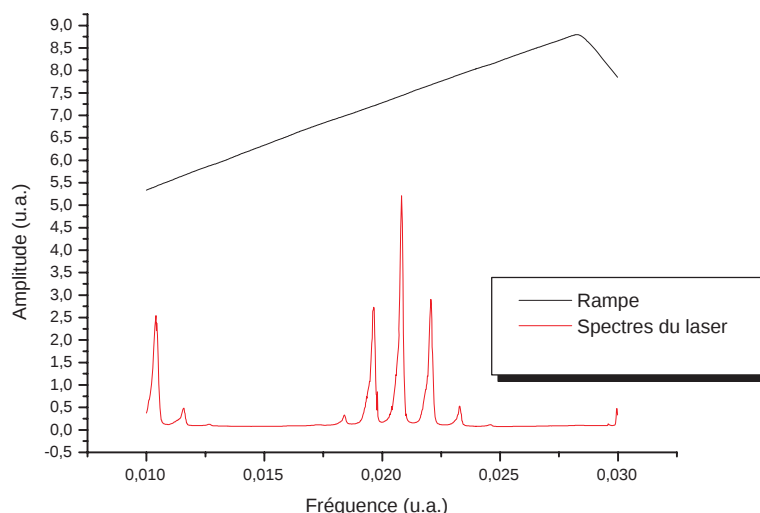


FIG. 4.13 – *Spectre d’émission d’une diode laser VCSEL-AVALON modulée à 4,6GHz*

Répartition des puissances

Pour de faibles amplitudes de modulation, la raie fondamentale contient une grande partie de la puissance du laser. Pour $I_{DL} = 6.2$ mA, et $P_{mod} = +1$ dBm par exemple, on a 73 % de la puissance totale sur la raie centrale. Les 27 % restantes sont réparties sur les raies latérales.

En augmentant l’amplitude de modulation, la raie fondamentale diminue en faveur des raies latérales jusqu’à atteindre une valeur minimale inférieure à 10%. Ainsi, l’énergie de la raie centrale est transmise essentiellement vers les deux premières raies latérales à 4,6GHz. L’augmentation progressive de l’amplitude de modulation permet l’apparition successive de nouvelles raies latérales plus éloignées. L’amplitude de modulation optimum se situe autour des +9 dBm. On aperçoit un élargissement considérable sur les spectres lasers présentés sur la figure 4.13. Plusieurs causes peuvent être à l’origine de cet effet : la finesse de l’interféromètre, la haute fréquence de modulation, d’autant plus que l’élargissement est représenté par un facteur dit facteur de Henry [68][69].

4.5.7 Mesure du bruit RIN

Un outil intéressant pour la caractérisation en bruit d'amplitude optique d'un laser est son bruit d'intensité relatif RIN (Relative Intensity Noise)[70][71]. Ce bruit d'amplitude est principalement lié à l'émission spontanée. Nous avons effectué des mesures sur la diode laser VCSEL-AVALON. Le laser traverse un isolateur puis il est détecté à l'aide d'un photodétecteur. le photocourant I_{ph} collecté est amplifié et converti en tension. Le signal en sortie de l'amplificateur est ensuite traité par un analyseur FFT (type : HP 3561A). Le schéma du montage est illustré sur la figure 4.14. La figure 4.15 représente les différentes densités spectrales mesurées des différents éléments du montage.

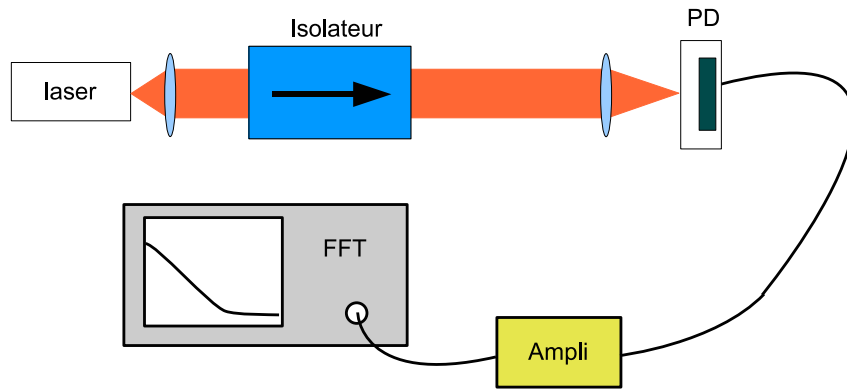


FIG. 4.14 – Montage de mesure du bruit d'amplitude optique

La figure 4.16 représente le spectre de bruit de courant optique obtenu pour un courant $I_{DL} = 6\text{mA}$, et un photocourant détecté $I_{ph} = 51.1 \mu\text{A}$. La figure représente la densité spectrale du courant du photodétecteur répartie sur deux zones. Une première zone basse fréquence proportionnelle à $1/f$ (Flicker) et une seconde zone correspondante au bruit blanc.

Le RIN du laser est obtenu en divisant la densité spectrale du courant de bruit sur le terme quadratique du courant photodétecteur I_{ph} :

$$RIN(f) = \frac{S_{I_{ph}}(f)}{I_{ph}^2} \quad (4.3)$$

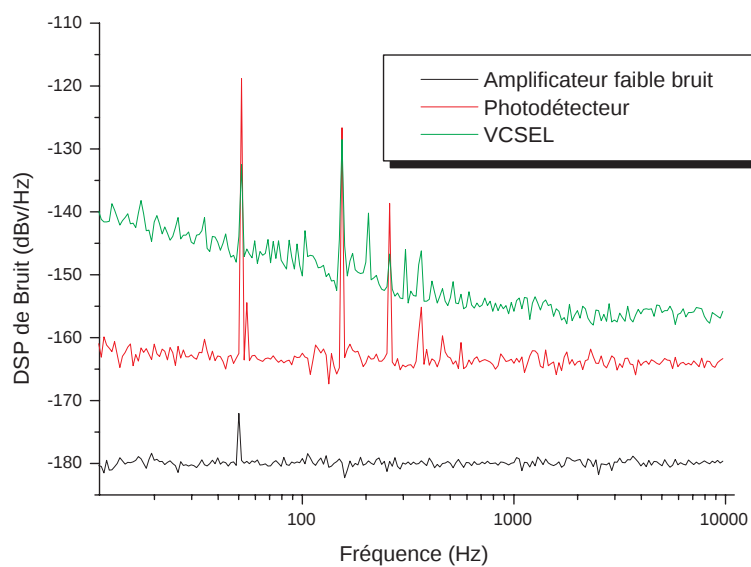


FIG. 4.15 – Densités spectrales de tension du photodétecteur, l'amplificateur faible bruit et le laser

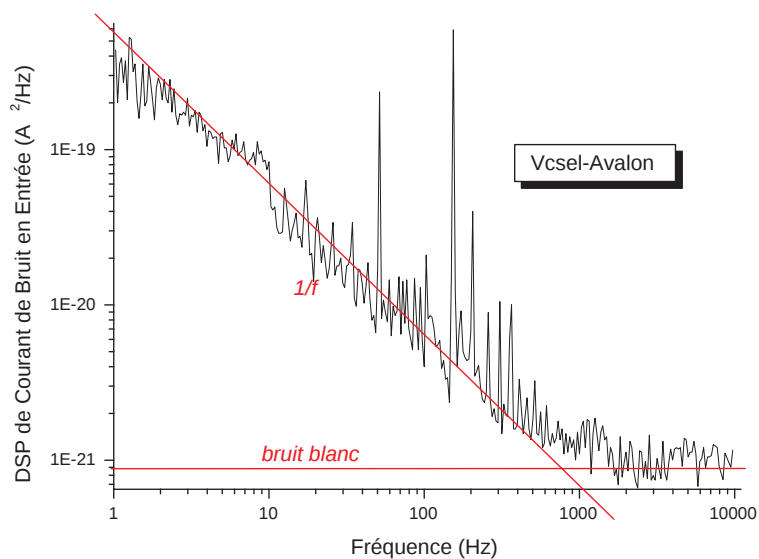


FIG. 4.16 – Densité spectrale de bruit en courant du champ électrique laser

4.6 Modulateur électro-optique

Le modulateur électro-optique (Figure 4.17) est un composant qui permet de moduler la phase du champ électrique laser à des fréquences allant jusqu'à 10 GHz [72]. Un cristal de Niobate de lithium est coupé dans l'axe z (Figure 4.18). Un guide d'onde est imprimé sur la surface du cristal. Un dépôt d'électrodes (orienté selon l'axe x ou y) en Cr-Au sur une couche diélectrique permet la propagation des ondes RF vers le cristal déclanchant l'interaction avec le champ laser.

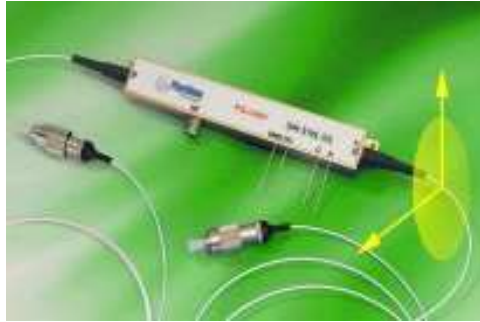


FIG. 4.17 – Photo du modulateur électro-optique

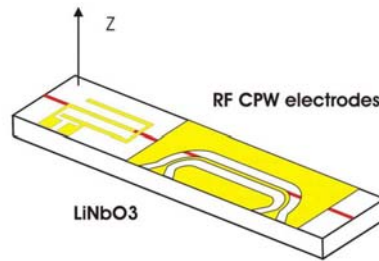


FIG. 4.18 – Schéma du cristal LiNbO_3 coupé en z dans un modulateur électro-optique

Principe de la modulation :

Un signal sinusoïdal électrique est appliqué au cristal à travers les électrodes. L'amplitude du signal est V_z et la pulsation RF est Ω . Le faisceau laser polarisé selon l'axe z traverse le modulateur (fibré). La phase du champ laser en sortie du modulateur à l'expression suivante :

$$\Phi(t) = kV_z M(\Omega) \cos(\Omega t - \Psi) \quad (4.4)$$

avec

$$k = \frac{\pi}{\lambda G} n_e^3 r_{33} \eta L_{electrode} \quad (4.5)$$

La dépendance en fréquence de l'amplitude de la phase en sortie du modulateur est limitée essentiellement par les pertes micro-ondes α . Cette dépendance en fréquence de modulation de la phase est définie par $M(\Omega)$:

$$M(\Omega) = e^{-\left(\frac{\alpha L}{2}\right)} \left[\frac{\sinh^2\left(\frac{\alpha L}{2}\right) + \sin^2\left(\frac{\xi L}{2}\right)}{\left(\frac{\alpha L}{2}\right)^2 + \left(\frac{\xi L}{2}\right)^2} \right]^{1/2} \quad (4.6)$$

Où $\xi = (n_\mu - n_0) \frac{\Omega}{c}$, $\alpha = \alpha_0 \sqrt{\Omega}$.

n_μ est l'indice micro-onde effectif, r_{33} est le coefficient électro-optique du matériau, G est le gap de l'électrode et L est la longueur de l'électrode. n_e représente l'indice optique réfractif optique, η est le coefficient qui représente l'interaction entre le champ électrique et le champ optique.

L'expression générale du champ optique ayant subi une modulation de phase à la sortie du modulateur, pour des puissances et fréquences RF fixes s'écrit :

$$E(t) = E_0 e^{i\omega t} e^{-i\gamma \cos \Omega t} \quad (4.7)$$

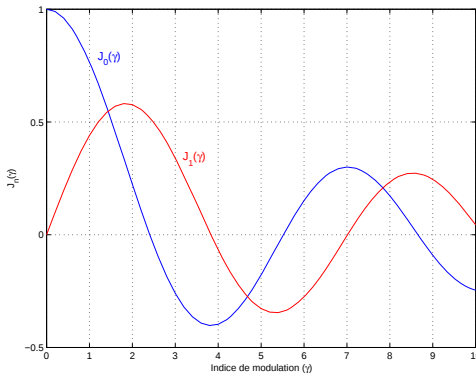
E_0 est l'amplitude du champ optique. ω est la pulsation optique et γ l'indice de modulation.

La décomposition spectrale du signal s'écrit :

$$\frac{E(t)}{E_0} = e^{i\omega t} \left[J_0(\gamma) + 2 \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p J_{2p}(\gamma) \cos(2p\Omega t) + 2i \sum_{\dot{p}=1}^{\infty} (-1)^{\dot{p}} J_{2\dot{p}-1}(\gamma) \cos((2\dot{p}-1)\Omega t) \right] \quad (4.8)$$

Dans l'expression 4.8, $J_n(\gamma)$ sont les fonctions de Bessel. La figure 4.19 présente l'évolution des deux fonctions Bessel du premier ordre.

La figure 4.20 [72] présente une analyse spectrale d'un champ laser (à l'aide d'un interféromètre).

FIG. 4.19 – $J_0(\gamma)$ et $J_1(\gamma)$

mètre) à la sortie du modulateur électro-optique. La phase du signal laser est modulée à la fréquence RF Ω . Il en résulte un spectre central (la porteuse) avec une amplitude $J_0^2(\gamma)$ et deux spectre latéraux avec des amplitudes $J_1^2(\gamma)$. Il est intéressant de voir que l'amplitude dépend de l'indice de modulation γ . D'après des mesures faites par [72], il est possible d'éliminer la porteuse en faveur des spectres latéraux pour $\gamma = 2.4 \Rightarrow J_0(2,4) = 0$ (Figure 4.21).

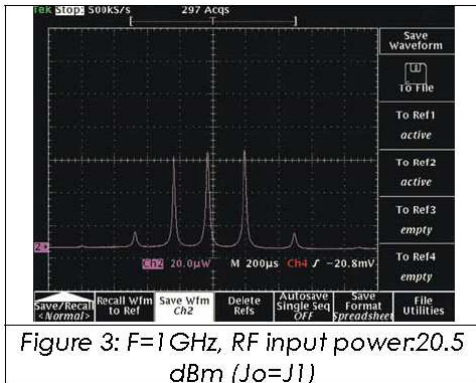


FIG. 4.20 – Spectres lasers espacés de Ω suite à une modulation RF du faisceau laser à une fréquence $F_{\text{RF}} = 1$ GHz avec une puissance $P_{\text{RF}} = 20.5$ dBm ($J_0 = J_1$).

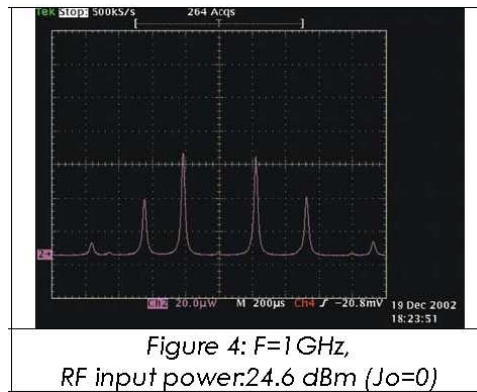


FIG. 4.21 – Spectres lasers espacés de Ω suite à une modulation RF du faisceau laser à une fréquence $F_{RF} = 1$ GHz avec une puissance $P_{RF} = 24.6$ dBm ($J_0=0$).

Chapitre 5

CPT mesures

Introduction

L'expérience repose sur l'interrogation des atomes de césium par une technique de spectroscopie faisant intervenir deux fréquences optiques cohérentes. Les deux champs lasers séparés de 9,2GHz sont émis par une seule source. Le faisceau "bi-fréquence" traverse la vapeur atomique et son intensité est mesurée à l'aide du photodétecteur.

Nous nous sommes intéressés à trois techniques différentes. Dans la première technique (développée au laboratoire SYRTE) deux sources lasers cohérentes entre elles (à l'aide d'un verrouillage de phase) [17] sont utilisées. Les deux sources laser sont des diodes lasers à cavité externe. La deuxième technique est basée sur l'utilisation d'une diode laser VCSEL. Cette technique permet l'obtention d'un signal CPT dans un milieu atomique en modulant directement le VCSEL par un signal de modulation d'une fréquence égale à 4.6 GHz. La troisième technique, fait appel à une diode laser DBR. Cette méthode contrairement à la première ne module pas directement la diode laser. L'utilisation d'un modulateur électro-optique permet la modulation du laser émis par une diode laser DBR à 4.6 GHz. On obtient ainsi un signal CPT lorsque la séparation des deux premières bandes latérales est exactement égale à la fréquence de résonance hyperfine.

5.1 Observation du CPT avec des LCE

Les premières expériences CPT dans nos microcellules ont été réalisées au SYRTE. Ce laboratoire dispose d'un banc CPT utilisant deux lasers LCE asservis en phase et fonctionnant sur la raie D1 du césium à 894 nm.

Le courant d'alimentation des lasers est de 65 mA et la puissance émise est de 15 mW. L'absorption saturée est utilisée pour asservir le laser maître. Les deux faisceaux sont superposés. Une photodiode rapide permet d'extraire le signal de battement entre les deux sources laser. Ce signal est comparé en phase avec celui délivré par un synthétiseur micro-onde à 9.192 GHz. Le signal d'erreur obtenu est utilisé pour verrouiller le laser esclave. On obtient donc deux raies optiques séparées par la fréquence du synthétiseur (Figures 5.1 et 5.2).

L'objectif de ces tests préliminaires était d'obtenir pour la première fois le signal CPT à travers nos microcellules ne contenant pas de gaz tampon. La figure 5.3 représente le signal CPT obtenu pour plusieurs températures de cellule. Aucun champ magnétique n'est appliqué. Il est intéressant de noter que le signal CPT est déjà utilisable à 40°C. Ces mesures nous ont permis de valider la méthode de fabrication des microcellules pour des applications microhorloge.

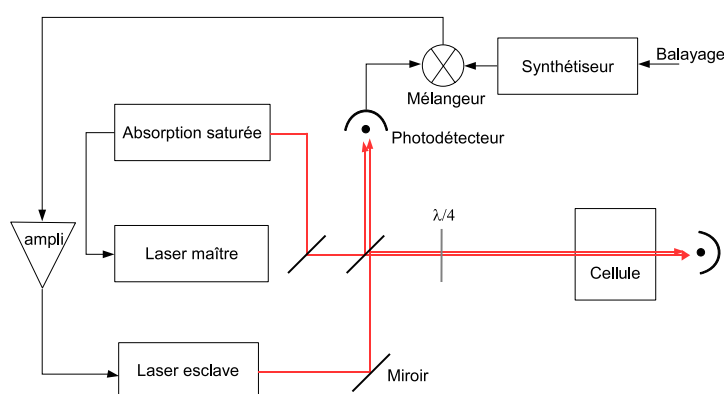


FIG. 5.1 – Schéma simplifié du banc CPT LNE-SYRTE.

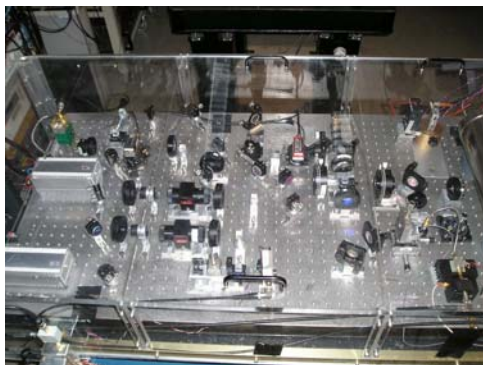


FIG. 5.2 – Photo du banc optique CPT-LNE-SYRTE.

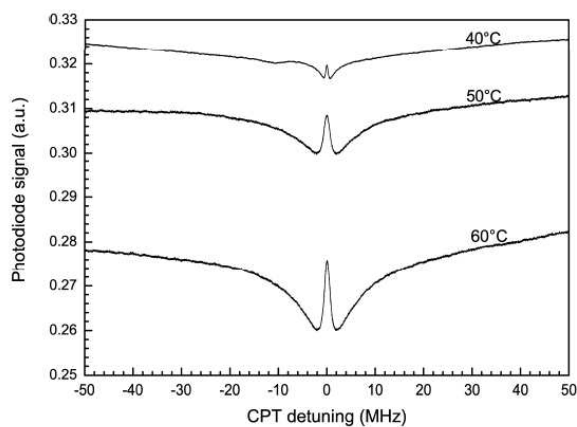


FIG. 5.3 – Différents courbes CPT obtenus à trois températures différentes de la microcellule 40°C, 50°C et 60°C .

5.2 Le banc optique CPT-VCSEL

Nous avons réalisé un banc optique CPT, nous nous sommes intéressés premièrement à la technique basée sur l'utilisation d'une diode laser VCSEL. Cette technique devrait permettre l'obtention d'un signal CPT dans un milieu atomique en modulant directement la diode VCSEL par un signal de modulation micro-onde à 4.6 GHz. On obtient un signal CPT lorsque la séparation des deux premières bandes latérales est exactement égale à la fréquence de résonance hyperfine.

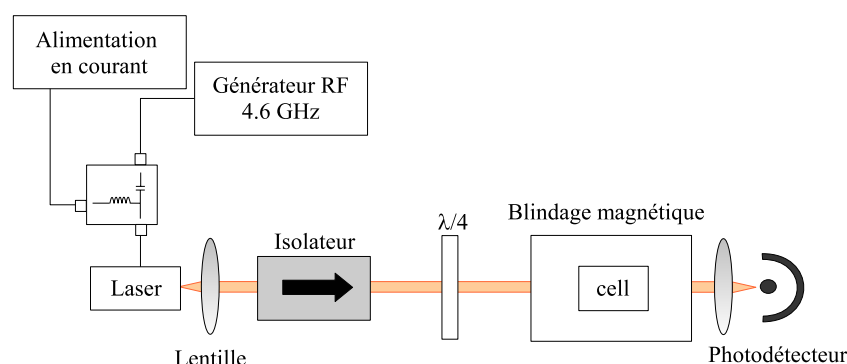


FIG. 5.4 – Schéma représentatif du banc CPT-VCSEL.

La réalisation de l'horloge atomique miniature est fondée sur l'utilisation d'une diode laser VCSEL. La faible consommation de la VCSEL présente un avantage important. En effet, étant donnée qu'elle consomme moins de $2mW$, cela permet d'optimiser l'autonomie de l'horloge atomique miniature. Le banc optique CPT-VCSEL est représenté sur la figure 5.4. La diode laser VCSEL-AVALON émet un faisceau laser avec une puissance maximale de $1mW$ à $852nm$. A la sortie de la zone active de la diode le faisceau laser circulaire diverge avec un angle d'environ 10° . Un objectif de collimation est positionné devant la diode laser. Ceci dans le but d'obtenir un faisceau laser avec un diamètre constant entre 1 et 2 mm tout au long du trajet du faisceau sur la table optique. Le VCSEL est contrôlé en courant à $6mA$ et à une température de $30^\circ C$. Un T de polarisation est connecté directement à l'entrée de la diode laser. Cet élément est connecté à la fois à la sortie de l'alimentation en courant DC et à la sortie du synthétiseur radio fréquence. Son rôle est d'isoler l'alimentation en courant du synthétiseur RF. Il permet d'éviter non seulement un éventuel retour du courant continu vers le générateur RF, mais aussi

de protéger l'alimentation contre un retour d'un signal RF. L'injection d'un courant de modulation radio fréquence à la fréquence ω_{RF} produit les deux modulations : AM et FM, caractérisées respectivement par les indices d'amplitude R et de phase M . Le champ laser modulé s'écrit alors [26] :

$$E(t) = \frac{E_0}{2} [1 + R \sin(\omega_{RF}t + \Psi)] e^{i(\omega_0 t + M \sin(\omega_{RF}t))} + c.c. \quad (5.1)$$

Ψ décrit la phase relative entre la modulation en fréquence et la modulation d'amplitude.

Le faisceau laser asservi en longueur d'onde traverse un isolateur optique (60dB). Celui-ci supprime les retours parasites des photons. Des miroirs équipés de réglages de positionnements micrométriques, aident à ajuster l'alignement du faisceau laser pour l'injecter dans le thermostat dans lequel se trouve la microcellule. Afin de valider le banc optique, des premières mesures de CPT s'effectuent avec des cellules cylindriques de dimensions classiques (20 mm $\times$ 20 mm). La cellule est introduite dans une enceinte. Celle-ci permet de contrôler la température T de la cellule et le champ magnétique statique B_0 . Le blindage en mu-métal de l'enceinte permet d'isoler le système des champs magnétiques parasites externes (champ terrestre 40 μT , ...). Le signal optique à la sortie de la cellule détecté par une photodiode HAMAMATSU est amplifié par un montage à transimpédance.

5.2.1 Contraste de l'absorption Doppler

Pour nous permettre d'observer les spectres d'absorption linéaire, le courant de polarisation est modulé en basse fréquence. L'alimentation en courant est branchée à un synthétiseur Agilent basse fréquence. La sensibilité de l'alimentation en courant à la modulation externe est de 2.277 mA/V. Afin d'observer les deux transitions D2, nous nous sommes assurés que l'amplitude de modulation permet de balayer la fréquence laser sur une plage supérieure à 9.2 GHz. La sensibilité de la diode laser au courant de modulation étant de 53.16 MHz/ μA , nous avons décidé de prendre une valeur du courant de modulation égale à 227.7 μA . Cela correspond à un

balayage en fréquence de quelques 12 GHz.

Nous avons réalisé des mesures sur le contraste des absorptions Doppler, afin de nous assurer que la densité atomique soit suffisamment importante pour obtenir un signal CPT observable, (Figure 5.5).

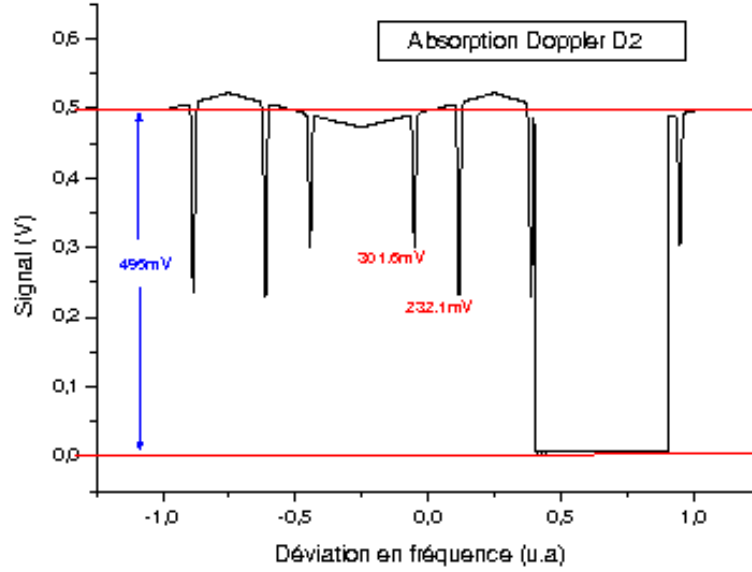


FIG. 5.5 – Représentation des absorptions Doppler des deux transitions D2.

Les mesures ont été réalisées à température ambiante. Nous avons un contraste de 53,11 % pour l'absorption Doppler correspondant à la transition $6S_{1/2}, F = 4 \rightarrow 6P_{3/2}$ et un contraste de 39,2 % pour le deuxième spectre d'absorption correspondant à la transition $6S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 6P_{3/2}$. Le faisceau laser utilisé pour ces mesures a une puissance de $75 \mu\text{W}$ pour un diamètre d'environ 4 mm. Le diamètre du faisceau peut être ajusté grâce à des lentilles sphériques convergentes.

5.2.2 Contraste de l'absorption Doppler centrale

Le générateur micro-onde connecté directement à la diode laser, fournit la moitié de la fréquence de résonance $\nu_0/2 = 4596315885 \text{ Hz}$. Cette modulation crée des bandes latérales autour de la

porteuse tout en diminuant l'amplitude de cette dernière (cf. quatrième chapitre). Le faisceau laser traverse la cellule induisant ainsi différents spectres d'absorption, (Figure 5.6).

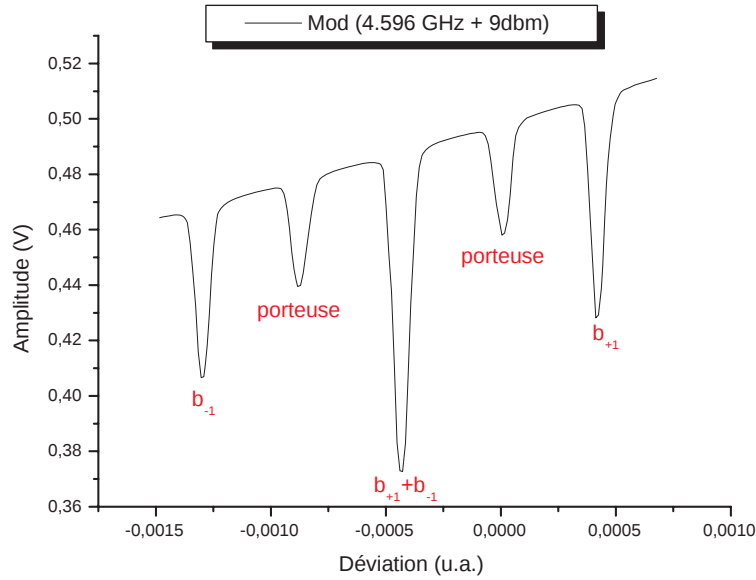


FIG. 5.6 – Absorptions Doppler suite à une modulation RF de la diode laser VCSEL.

Notre attention se porte essentiellement sur la raie spectrale centrale car c'est à l'intérieur de celle-ci que l'effet CPT se produit. Elle résulte de la superposition des deux premiers spectres laser latéraux b_{-1} et b_{+1} .

L'amplitude de modulation du Synthétiseur RF joue un rôle important dans la répartition de l'intensité sur les différents spectres émis (Figure 5.7). En effet, pour des valeurs minimales ($< 9 \text{ dBm}$), l'intensité laser est plutôt concentrée sur la porteuse. En augmentant l'amplitude de modulation RF, la porteuse perd de son intensité au profit des bandes latérales. La valeur d'amplitude qui permet d'avoir un maximum d'intensité sur les deux premières bandes latérales est +9 dBm. Nous avons donc choisi cette valeur pour réaliser les mesures qui suivent.

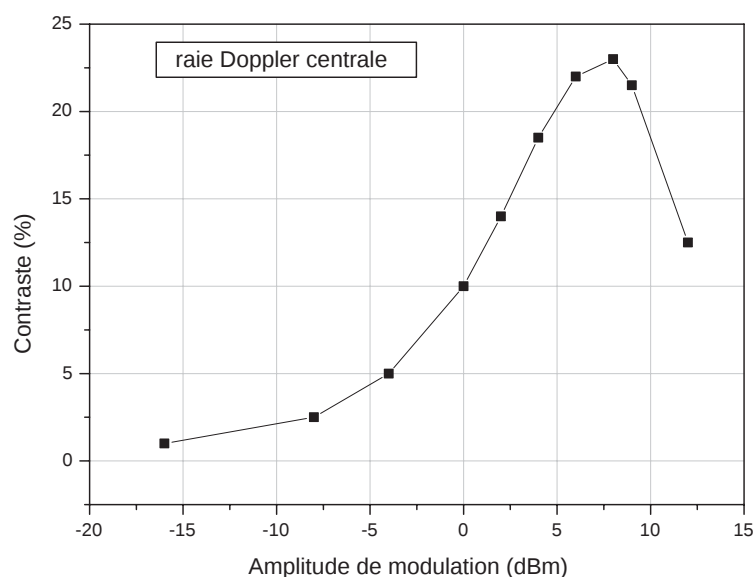


FIG. 5.7 – *Contraste de la raie d'absorption Doppler correspondant à la superposition des deux spectres laser b_{-1} et b_{+1} en fonction de l'amplitude RF.*

5.2.3 Tentative d'observation du signal CPT

Pour produire un piégeage cohérent des populations dans une microcellule nous avons réalisé une modulation RF de la diode laser à l'aide du synthétiseur (Figure 5.4). Grâce à la fonction " sweep " nous avons pu sonder la vapeur atomique sur une plage de fréquence autour de la résonance. Plusieurs tests ont été réalisés sur des plages de fréquence qui s'étendent de quelques kilohertz à plusieurs mégahertz, or, ces résultats n'ont pas été concluants. Plusieurs raisons peuvent être à l'origine de ces résultats, cela pourrait être dû à l'extrême sensibilité de la diode laser VCSEL au feedback. Mais aussi, au bruit des alimentations. Une autre cause pourrait provenir de la difficulté à verrouiller la diode VCSEL sur la fréquence de résonance. Cette difficulté relève du fait que la puissance des diodes laser VCSEL est faible ($<1\text{mW}$).

5.3 Observation du CPT avec un laser DBR

5.3.1 Banc CPT de FEMTO-ST

La figure 5.8, décrit le banc CPT utilisant la source laser DBR-Yokogawa émettant à 852nm. La diode laser est alimentée par un courant continu stabilisé à une valeur de 45 mA. La température de la diode est fixée par un régulateur de température PID. Celui-ci contrôle le module Peltier sur lequel la diode laser DBR repose. Le faisceau laser traverse un isolateur optique (60dB). Plusieurs miroirs sont utilisés pour ajuster l'alignement du faisceau laser et pour faciliter l'injection du faisceau dans le modulateur électro-optique qui est un composant fibré. Ce modulateur est piloté par un synthétiseur (Agilent) dont la fréquence est balayée autour de 4.596 GHz.

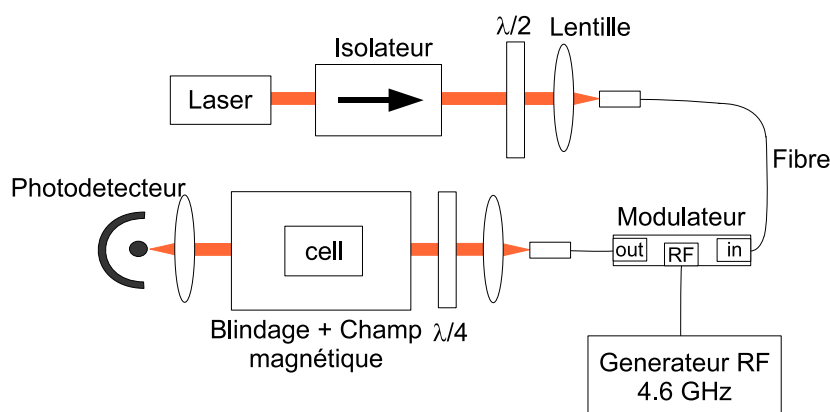


FIG. 5.8 – Banc optique CPT avec diode DBR YOKOGAWA-850nm et modulateur électro-optique Photline Technologies-LN10.

Le faisceau laser est ainsi modulé en phase à 4.596 GHz. Plusieurs bandes latérales apparaissent, séparées entre elles par la fréquence de modulation RF. Seules les deux premières bandes latérales peuvent être exploitées pour obtenir le signal CPT.

5.3.2 CPT dans cellules centimétriques sans gaz tampon

Nous disposons d'une cellule en verre dont les dimensions internes sont $d = 20 \text{ mm} \times L = 20 \text{ mm}$. Cette cellule contient uniquement de la vapeur de césium sans gaz tampon. Elle nous a permis de valider le banc CPT utilisant la source DBR.

La figure 5.9 représente les spectres d'absorption obtenu avec le modulateur de phase alimenté par un signal à 4.596 GHz, la longueur d'onde moyenne du laser étant lentement balayée. On observe plusieurs raies Doppler qui correspondent à la superposition d'une des raies du spectre laser et d'une résonance de l'atome de césium. La raie centrale correspond à la configuration CPT où les deux premières bandes latérales sont en résonance avec les deux transitions optiques (système Λ). Pour observer l'effet CPT, la longueur moyenne du laser est ajustée pour se placer au minimum de cette raie centrale. On balaye ensuite la fréquence du synthétiseur RF autour de 4.596 GHz.

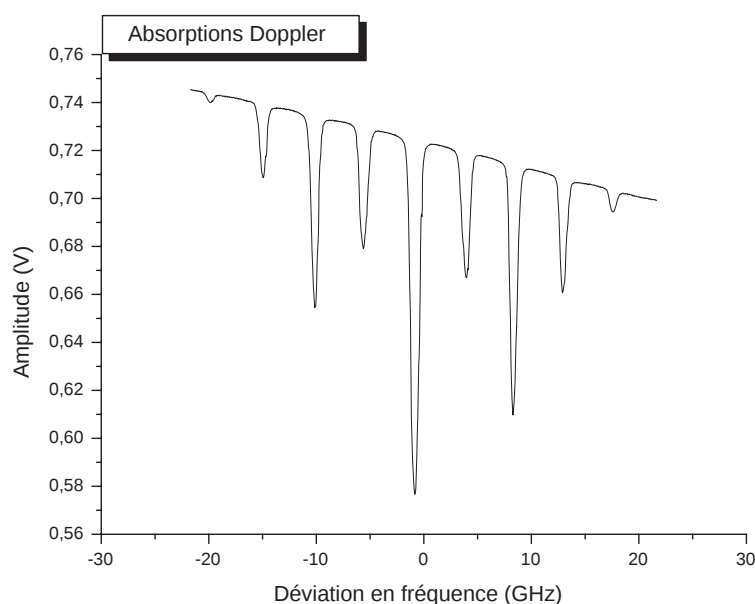


FIG. 5.9 – Les différents spectres d'absorption Doppler mesurés dans une cellule à césium suite à une modulation de la diode laser à 4.6 GHz.

Le modulateur est attaqué par une puissance de 25 dBm. L'intensité sur chacune des raies utili-

sées par le CPT représente 30 % de l'intensité totale du faisceau. L'intensité de la porteuse ne représente quant à elle que 10 % de cette intensité. Le reste est distribué sur les harmoniques supérieures de la modulation. Le faisceau a un diamètre de 2 mm.

Sans champ magnétique

La figure 5.10 représente le signal CPT obtenu sans champ magnétique appliqué à température ambiante. En absence du champ magnétique, il y a dégénérescence des sous niveaux hyperfins, c'est la raison pour laquelle on observe qu'un seul spectre.

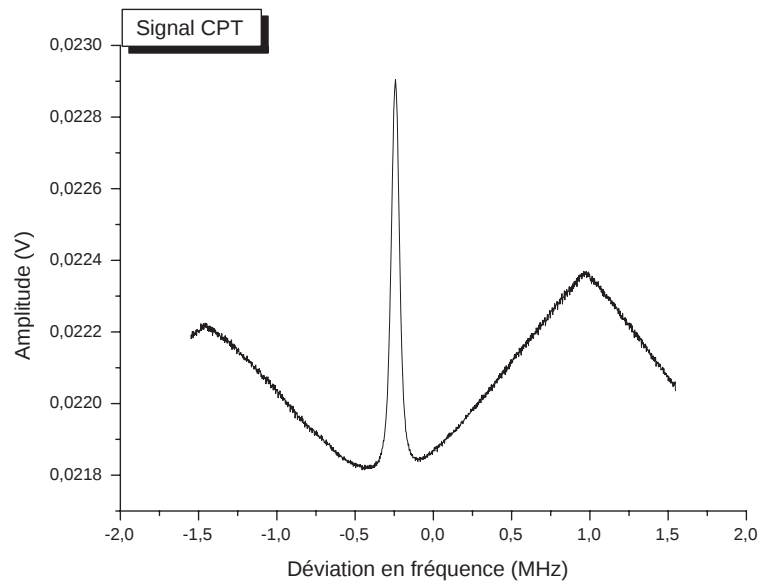


FIG. 5.10 – *Signal CPT observé dans une cellule ($L=2R=2\text{ cm}$) sans gaz tampon et sans champ magnétique à température ambiante.*

Champ magnétique

Lorsque un champ magnétique est appliqué parallèlement à la direction de propagation du faisceau, la dégénérescence Zeeman est levée et sept raies CPT apparaissent (Figure 5.11). Ces différentes raies correspondent aux sept transitions dipolaires magnétiques $\Delta F = \pm 1$, $\Delta m_F = 0$ de l'état fondamental de l'atome de césium.

Le spectre de ces sept raies n'est pas symétrique par rapport à la raie centrale correspondante à la transition d'horloge. Ceci est dû au pompage optique vers les sous-niveaux $m_F = \pm 3$ résultants

de la polarisation σ_+ du faisceau laser (voir chapitre 1).

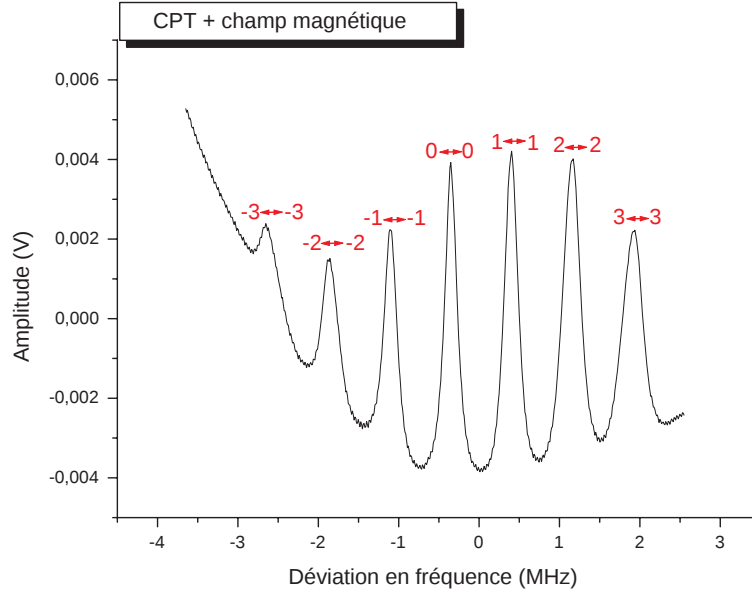


FIG. 5.11 – Les sept raies de résonance dans une cellule à césium à vide en présence d'un champ magnétique statique B_0 .

La largeur du signal CPT est de 122 kHz à température ambiante. La largeur de raie que l'on calcule en considérant seulement la vitesse quadratique moyenne des atomes $\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_{CS}}} = 218 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ est de 80 kHz. La largeur de raie observée est plus importante à cause de la distribution des vitesses dans la vapeur. Nous avons par la suite étudié expérimentalement l'évolution de l'amplitude du signal CPT (raie 0-0) en fonction de l'intensité laser.

Sur la figure 5.12, l'axe des abscisses correspond à l'intensité sur chacune des raies laser participant au signal CPT. On tient compte ici de la répartition de l'intensité due à la modulation. La cellule étant traitée antireflet, nous négligeons les pertes par réflexions.

L'amplitude du signal CPT évolue ici quadratiquement en fonction de l'intensité I [73][74]. Le modèle théorique est compatible avec cette observation. L'amplitude CPT s'exprime de la manière suivante :

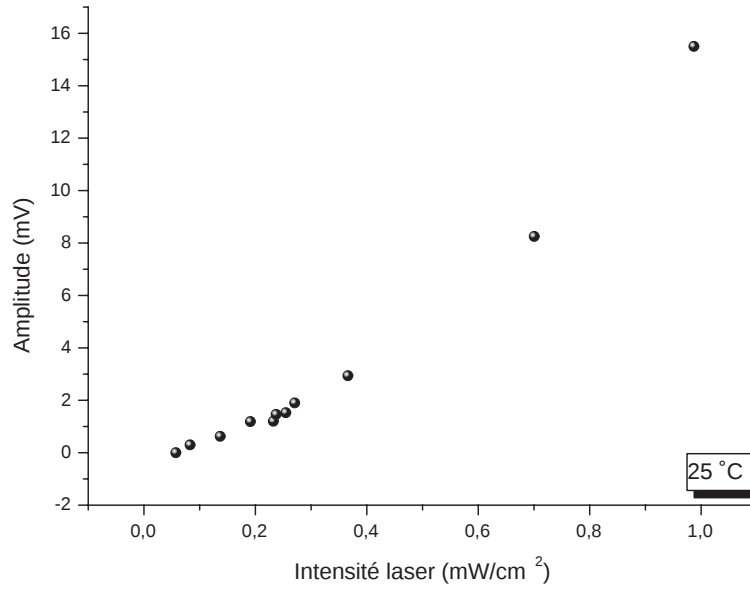


FIG. 5.12 – Variation de l'amplitude du signal détecté en fonction de la puissance du laser.

$$A_{CPT} \propto \frac{(\Omega^2/\Gamma^*)^2}{2\gamma_2 + \Omega^2/\Gamma^*} \quad (5.2)$$

Pour les faibles intensités $\Omega^2 \ll 2\gamma_2\Gamma^*$ on retrouve l'évolution quadratique en fonction de $\Omega^2 = GI_0$. A plus forte intensité l'évolution devient linéaire. Le changement de régime a lieu pour $\Omega^2 = GI_0 = 2\gamma_2\Gamma^*$. avec $\frac{\Gamma^*}{2\pi} = \Delta\nu_D \approx 500$ MHz, $\frac{\gamma_2}{2\pi} = 122$ kHz et $G = 1.1 \times 10^{14} \text{ W}^2 \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-2}$. On trouve que l'intensité I_0 est égale à 4.4 mW/cm^2 . Le montage ne nous permet pas d'atteindre de telles valeurs d'intensité. L'intensité totale à la sortie du modulateur électro-optique est inférieure à 3 mW/cm^2 et donc $I < 1 \text{ mW/cm}^2$.

5.3.3 Résonance CPT dans une cellule avec gaz tampon

CPT - cellule centimétrique avec gaz tampon

Nous disposons d'une cellule d'un diamètre $d = 25$ mm, la longueur $L = 28$ mm contenant du césium avec du Néon. Cette cellule a été approvisionnée auprès de la société SACHER avec une spécification de la pression de Néon égale à 15 Torr à 25 °C.

La figure 5.13 représente les spectres d'absorption linéaire obtenus avec cette cellule à température ambiante (25°C).

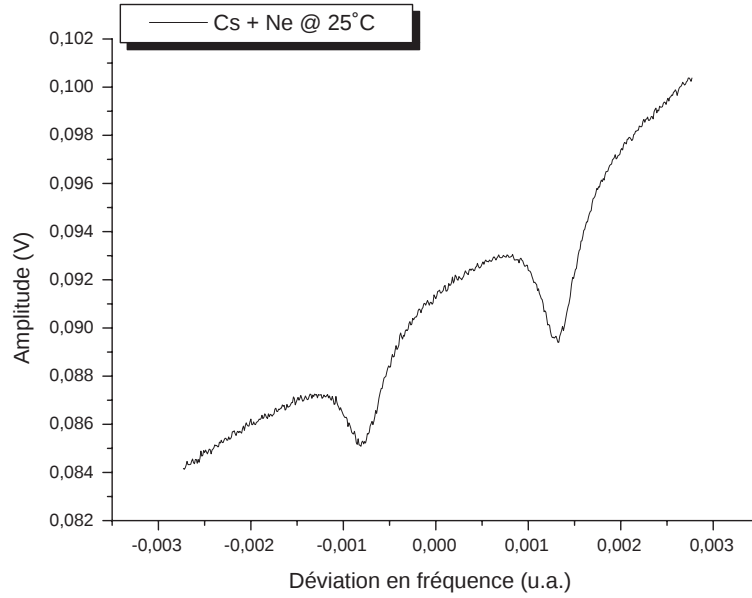


FIG. 5.13 – Absorption linéaire dans une cellule à césium avec du Néon (15 Torr).

On note l'élargissement des deux raies comparés aux spectres obtenus dans une cellule sans gaz tampon. La largeur mesurée à température ambiante est de l'ordre de 1.4 GHz, elle est donc presque deux fois plus importante que dans une cellule sans gaz tampon. L'équation théorique qui décrit l'évolution de la largeur de la transition optique en fonction de la pression du gaz tampon s'écrit :

$$\frac{\Gamma^*}{2\pi} = \Delta\nu_D + kP \quad (5.3)$$

P est la pression du gaz tampon dans la cellule. k représente le taux d'élargissement connu pour le Néon et vaut 80 MHz/Torr. Une pression de 15 Torr induirait un élargissement de 1.2 GHz. Or, l'élargissement mesuré est de 800 MHz. Cela correspond à une pression à l'intérieur de la cellule de 10 Torr. Nous nous attendions donc à une largeur de 1.8 GHz. Il est fort probable que la pression de gaz tampon est inférieure à celle spécifiée. Les mesures expérimentales correspondent plutôt à une pression de 11 Torr à 60 °C et donc 9.8 Torr à 25 °C. Nous n'avons pas pu obtenir de détails sur la façon dont les cellules sont remplies ni comment la pression est vérifiée. Cette première observation montre toute la difficulté liée au contrôle de la pression interne de la microcellule et du gaz tampon.

Le signal CPT (raie 0-0) obtenu à travers cette cellule est montré sur la figure (5.14).

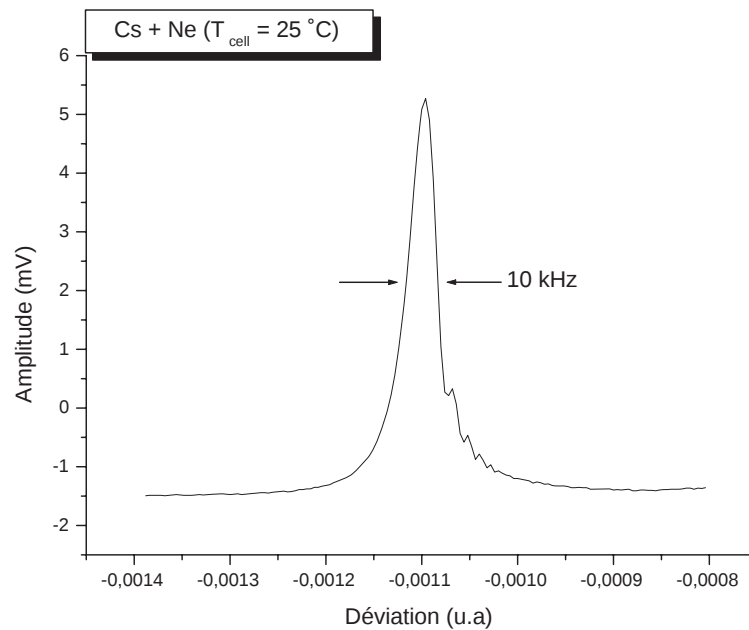


FIG. 5.14 – Largeur de la résonance 0 – 0 dans une cellule à césium avec Néon en présence d'un champ magnétique statique B_0 de 100 mG. L'intensité laser totale est de 1.6 mW/cm² et la température de la cellule est de 60 °C.

La largeur de raie est ici de 10 kHz. Le champ magnétique est de 100 mG et l'intensité laser totale de 1.6 mW/cm². La température est de 25 °C.

La figure 5.15 représente l'évolution de l'amplitude CPT en fonction de l'intensité I pour une température de la cellule égale à 25 °C.

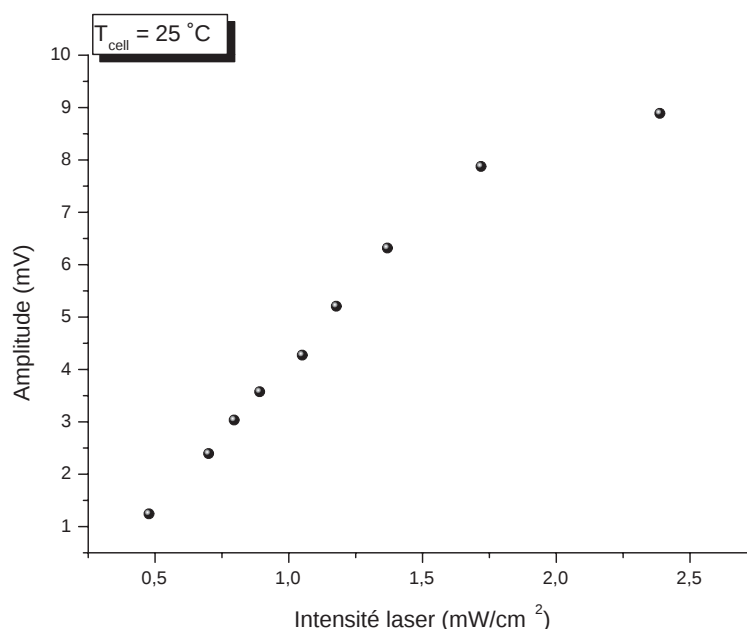


FIG. 5.15 – Variation de l'amplitude du signal de résonance 0 – 0 en fonction de l'intensité laser dans une cellule contenant Cs+15 torr de Ne.

La largeur de raie dans les mêmes conditions est représentée sur la figure 5.16.

Largeur de la résonance

La largeur de résonance 0 – 0 est de 10 kHz à température ambiante avec $I_0 = 1.6 \text{ mW/cm}^2$ et $B_0 = 0.1 \text{ Gauss}$. La largeur de raie varie linéairement avec l'intensité laser appliquée (Figure 5.16). La sensibilité linéaire d'élargissement mesurée dans la cellule à Néon est proche de $8.3 \text{ kHz} \cdot \text{cm}^2/\text{mW}$.

Déplacement de la fréquence

Pour mesurer le déplacement de fréquence en fonction de la température, le signal est modulé à 4.6 GHz puis injecté dans le modulateur, celui-ci est modulé à basse fréquence ($\approx 137 \text{ Hz}$). Le signal CPT est démodulé par une détection synchrone et l'on suit la fréquence de résonance en fonction de la température de la cellule. La courbe (Figure 5.18) montre le déplacement de

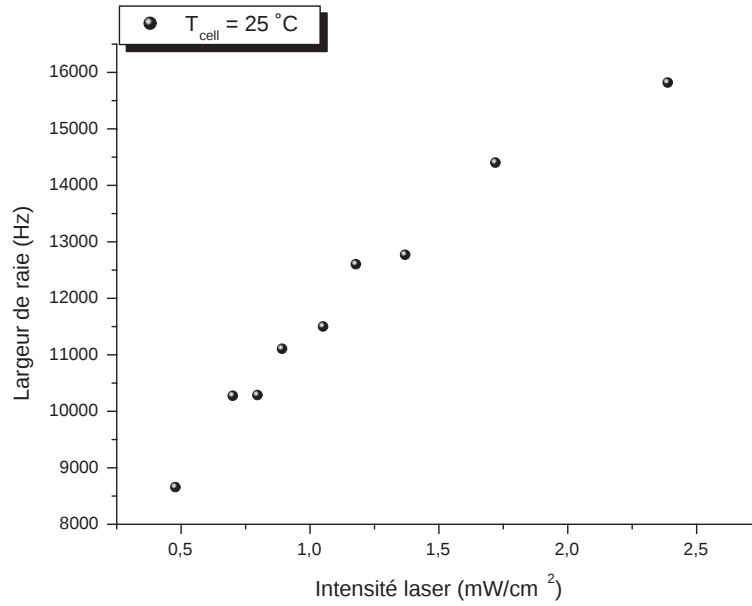


FIG. 5.16 – Variation de la largeur spectrale du signal de résonance 0 – 0 en fonction de l'intensité laser dans une cellule contenant du Cs + 15 Torr de Ne.

fréquence entre 26°C et 35°C.

Le fit linéaire des différents points permet d'écrire l'équation suivante :

$$\delta\nu(T) = B + DT \quad (5.4)$$

avec $B = 747$ Hz et $D = 115$ Hz/°C

On admet généralement que dans une plage de température réduite le déplacement de fréquence s'écrit :

$$\delta\nu_1(T - T_1) = P_1(\beta_1 + \delta_1(T - T_1)) \quad (5.5)$$

où P_1 est la pression de gaz à la température de référence T_1 . β_1 et δ_1 sont mesurés à cette même température.

En prenant comme référence $T_1 = 0^\circ\text{C}$ et en supposant la pression à température ambiante égale à celle spécifiée, c'est à dire 15 Torr on trouve :

$$\begin{cases} \beta_1 = 54.5 \text{ Hz} \cdot \text{Torr}^{-1} \\ \delta_1 = 8.4 \text{ Hz} \cdot \text{Torr}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1} \end{cases}$$

Nous avons cherché à comparer ce résultat avec la littérature. Soit une deuxième cellule remplie à une pression P_2 à une température T_2 . Pour cette cellule on admet :

$$\delta v_2(T - T_2) = P_2(\beta_2 + \delta_2(T - T_2)) \quad (5.6)$$

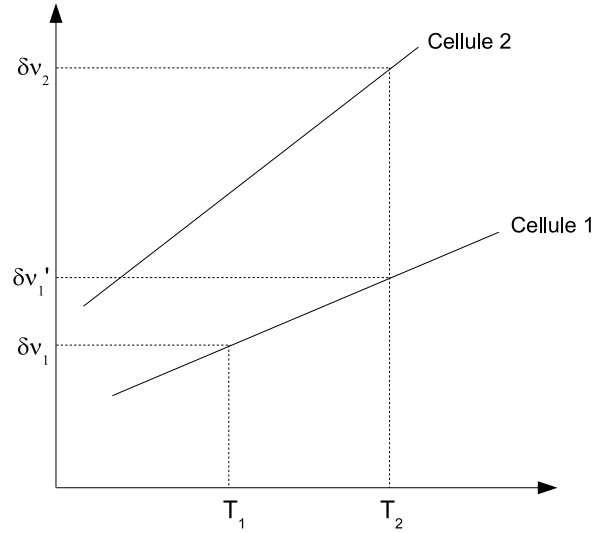


FIG. 5.17 – Représentation du déplacement en fréquence de la résonance dans deux cellules avec deux pressions différentes.

La cellule 1 à la température T_2 est à une pression de gaz tampon $P'_1 = \frac{T_2}{T_1}P_1$, la densité et le volume sont constants. Le déplacement de fréquence pour cette cellule autour de la température T_2 s'écrit donc :

$$\delta v'_1(T - T_1) = P'_1 \frac{T_1}{T_2} [\beta_1 + \delta_1(T_2 - T_1) + \delta_1(T - T_2)] \quad (5.7)$$

On doit donc avoir

$$\begin{cases} \beta_2 = \frac{T_1}{T_2}(\beta_1 + \delta_1(T_2 - T_1)) \\ \delta_2 = \frac{T_1}{T_2}\delta_1 \end{cases}$$

Dans la référence [25] on a $\beta_2 = 580 \text{ Hz}\cdot\text{Torr}^{-1}$ et $\delta_2 = 1 \text{ Hz}\cdot\text{Torr}^{-1}\cdot^\circ\text{C}^{-1}$ mesurés à 23°C .

TAB. 5.1 – Comparaison des coefficients de pression et de température dans notre cellule et de la cellule référence,[25].

	Cellule référence	Notre cellule avec $P_1 = 15 \text{ Torr}$ à 25°C
β	$580 \text{ Hz}\cdot\text{Torr}^{-1}$	$457 \text{ Hz}\cdot\text{Torr}^{-1}\cdot^\circ\text{C}^{-1}$
δ	$1 \text{ Hz}\cdot\text{Torr}^{-1}$	$7.7 \text{ Hz}\cdot\text{Torr}^{-1}\cdot^\circ\text{C}^{-1}$

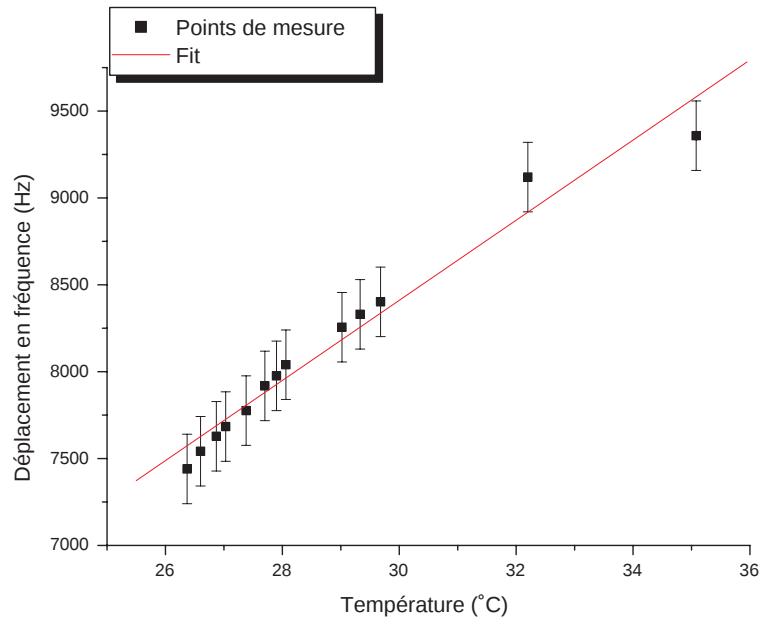


FIG. 5.18 – Déplacement en fréquence du signal de résonance 0 – 0 en fonction de la température dans une cellule contenant du Cs+15 torr de Ne .

5.3.4 CPT dans une microcellule

L'objectif principal des caractérisations des microcellules avec gaz tampon est d'obtenir un signal CPT qui permet d'optimiser le facteur de qualité et le rapport signal sur bruit. Le facteur de qualité est inversement proportionnel à la largeur du signal CPT alors que le rapport signal sur bruit est proportionnel à l'amplitude du signal. Nous avons réalisé des mesures sur la largeur et l'amplitude du signal CPT en utilisant une microcellule qui contient du césium à la pression de vapeur saturante en présence d'une pression d'argon. Ces valeurs vont nous permettre d'estimer le facteur de qualité et le rapport signal sur bruit. Il est à noter que le signal de résonance dans la microcellule subit un déplacement qui varie quadratiquement ; nous déterminerons les coefficients de pression et de température.

Largeur de résonance

Le diamètre de la fenêtre de spectroscopie (la fenêtre par laquelle traverse le faisceau laser) est égale à la longueur de la microcellule $L = 1.2$ mm. Nous avons effectué une mesure de la largeur de raie dans une microcellule sans gaz tampon chauffée à 60°C (Figure 5.19). Cette largeur est de 265 kHz. Cette valeur est proche de celle calculée à partir des collisions des atomes avec les parois $\Gamma_{\text{wall}}(60^\circ\text{C}) = 233$ kHz.

Cette largeur ne permet pas d'obtenir les performances requises. L'utilisation de l'argon dans la microcellule permet de réduire considérablement la largeur de raie. La microcellule remplie avec le césium et l'argon (décrite dans le chapitre 3) a une géométrie différente de la microcellule "horloge". La fenêtre spectroscopie a la forme d'un carré aux cotés égaux à 4 mm. La longueur de la microcellule est $L = 1.4$ mm. Nous avons réalisé des mesures CPT dans ces microcellules. La figure 5.20 représente la raie CPT obtenue pour un champ magnétique de 100 mG pour plusieurs températures. L'intensité laser totale est ici de 1.6 mW/cm^2 soit $530 \mu\text{W/cm}^2$ sur chaque raie utile. Une telle intensité est requise pour visualiser le signal CPT directement sur l'oscilloscope.

Nous avons réalisé des mesures d'élargissement de la résonance entre 90°C et 115°C . Les lar-

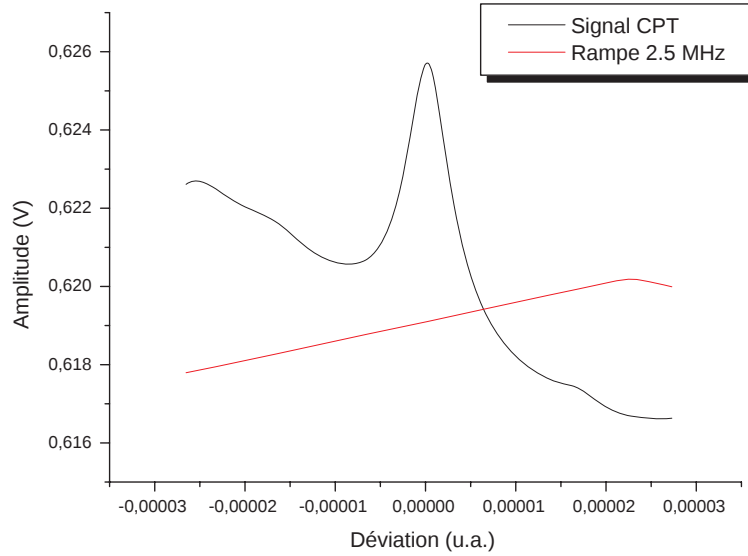


FIG. 5.19 – *Signal CPT dans une microcellule sans gaz tampon chauffée à 60°C.*

geurs varient de 7.4 kHz à 5.7 kHz à 110°C (Figures 5.20).

Cet élargissement provient essentiellement de l'effet de l'intensité lumineuse. Sur la figure 5.21 nous avons placé les largeurs CPT calculées à partir de la formule 5.8 :

$$\Delta\nu = \frac{G}{2\pi\Gamma^*}I \quad (5.8)$$

La pression de l'argon augmente proportionnellement à la température entraînant ainsi une augmentation du taux de relaxation de l'état excité Γ^* . La largeur résultante de l'influence du gaz tampon, $\Delta\nu_{gt}$ est bien inférieure à 1 kHz (voir figure 2.15). Cette largeur résiduelle est donc négligeable devant l'effet d'élargissement par la puissance. Il est clair que pour un fonctionnement en horloge nous devons diminuer l'intensité du laser pour limiter l'élargissement de la raie. Si l'on compare les résultats d'élargissement spectral de la résonance obtenus dans la microcellule à césium en présence d'argon avec la cellule à césium en présence de Néon, nous observons que les largeurs sont du même ordre de grandeur. Le spectre CPT est même plus étroit dans la microcellule. Cela s'explique par la différence des pressions dans les deux cellules. Le com-

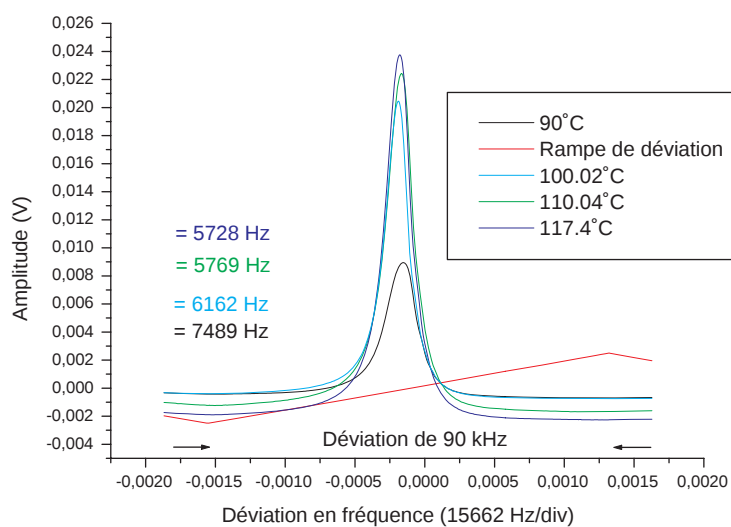


FIG. 5.20 – Evolution de la largeur du signal 0 – 0 en fonction de la température dans une cellule contenant du Cs+Ar.

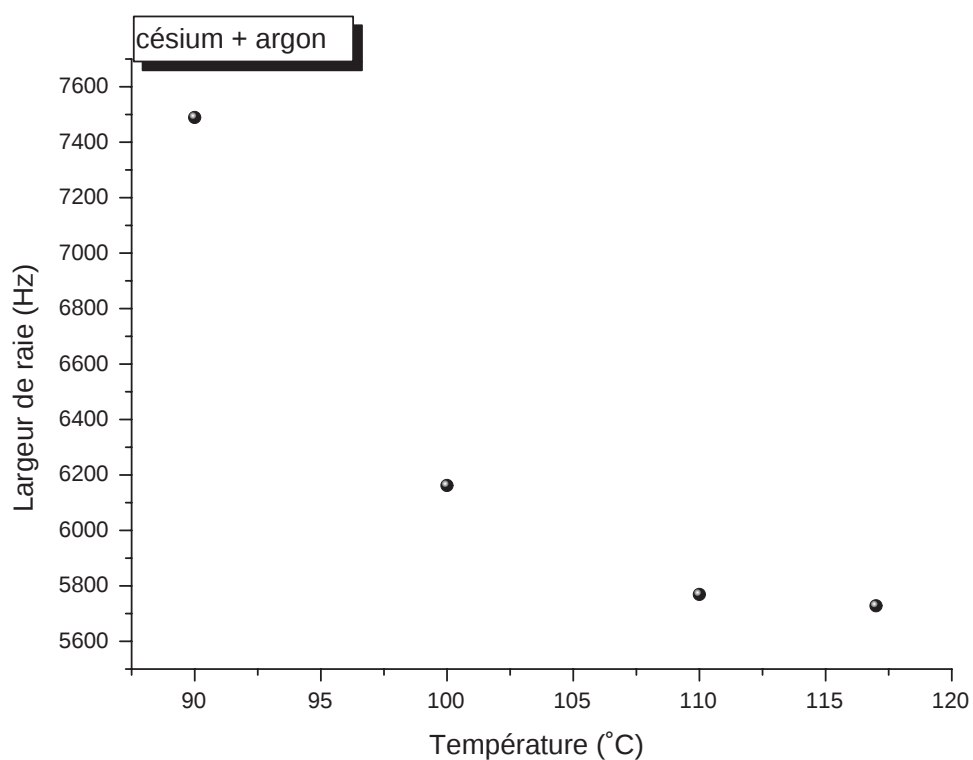


FIG. 5.21 – Variation de la largeur de raie dans la microcellule à césium en présence de gaz tampon.

portement du signal CPT dans la microcellule est dans la norme et semblable à ce qu'on peut trouver dans la littérature [26].

Amplitude du signal de résonance

L'amplitude du signal de résonance varie avec une tendance de saturation pour des températures élevées (Figure 5.22). L'intensité laser appliquée est de 1.6 mW/cm^2 . On constate qu'il est intéressant de travailler à des températures élevées pour obtenir un meilleur rapport signal sur bruit. Si l'on se réfère aux résultats des calculs faits dans le chapitre deux (figure 2.20), on remarque une amélioration de la stabilité en augmentant la pression. Cette amélioration s'explique par une diminution de la largeur de raie mais aussi par une amélioration du rapport signal sur bruit. Sur la figure 5.23, nous avons représenté la variation de l'amplitude du signal de résonance en fonction de l'intensité laser. La variation est plutôt linéaire car l'intensité appliquée est supérieure à I_0 (l'intensité pour laquelle l'évolution devient linéaire). Nous n'avons pas pu estimer cette valeur dans une microcellule avec argon car le signal de résonance n'est pas exploitable pour des intensités très faibles ($I_l < 1 \text{ mW/cm}^2$).

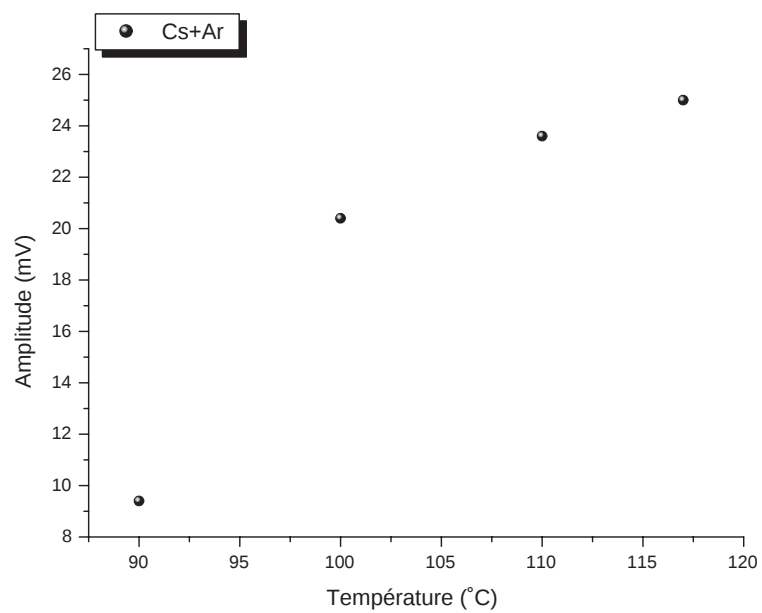


FIG. 5.22 – Variation de l'amplitude du signal de résonance 0 – 0 en fonction de la température.

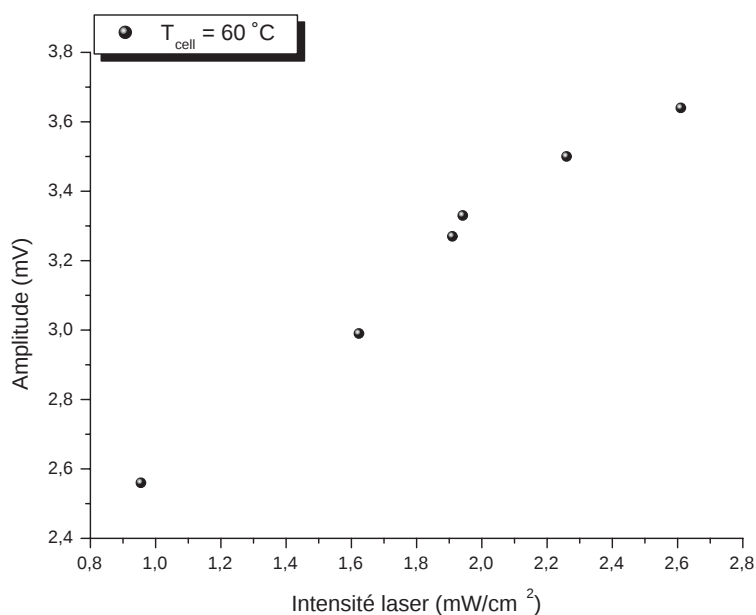


FIG. 5.23 – Variation du contraste du signal de résonance 0 – 0 en fonction de l'intensité laser dans une cellule contenant Cs+Ar.

Déplacement en fréquence

Nous avons fixé l'intensité du faisceau laser à une valeur de 1.6 mW/cm². En revanche, la température de la microcellule varie quant à elle entre 80°C et 115°C. Sur la (Figure 5.24), nous avons représenté la dérivée du signal photodétecteur obtenue par la détection synchrone de chaque signal à des températures différentes.

Les fréquences de résonance correspondantes à chaque température sont présentées dans le tableau 5.2.

TAB. 5.2 – Déplacement des fréquences de résonances mesurées.

Température (°C)	Déplacement en fréquence de la résonance (Hz)
90	9192614210
100	9192613410
110	9192612530
115	9192612130

Pour déterminer la pression d'argon P_0 dans la microcellule à partir des déplacements en fré-

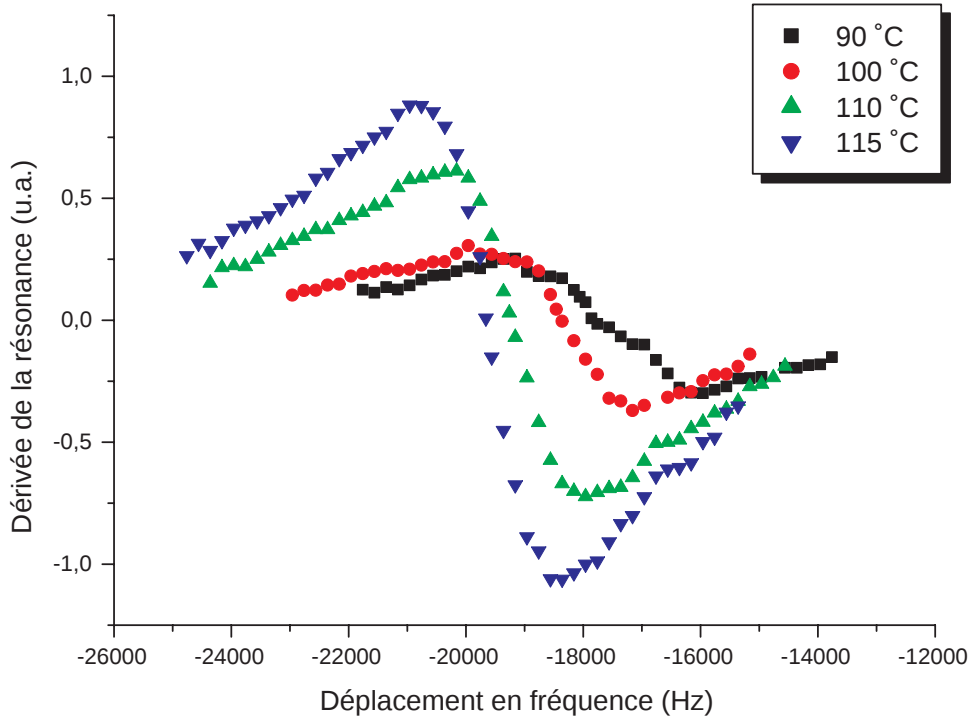


FIG. 5.24 – Variation des signaux "dérivées" mesurés à la sortie de la détection pour différentes valeurs de températures dans une cellule contenant Cs+Ar.

quence mesurés, nous reprenons l'équation qui caractérise le déplacement du signal de résonance propre au césium en présence d'argon [36] :

$$\nu - \nu_0 = P_0(-191.4 - 1.05(T - T_0)) \quad (5.9)$$

$T_0 = 273$ K est la température de référence. Nous connaissons le déplacement en fréquence pour chaque valeur de température (tableau 5.2), nous en déduisons donc la valeur de la pression P_0 (tableau 5.3).

La valeur moyenne de la pression de l'argon à la température T_0 est $P_0 \approx 62$ Torr. À 25°C , la pression de l'argon mesurée dans la microcellule est de 67.6 Torr. Cette valeur est différente d'une part de la valeur consigne (72 Torr à 25°C) et d'autre part, de la pression calculée à partir du déplacement et de l'élargissement en fréquence des transitions optiques. Comme nous

TAB. 5.3 – La pression P_0 calculée pour chaque valeur des températures de mesures.

Température (°C)	P_0 (Torr)
90	61.58
100	61.94
110	62.69
115	62.91

l'avons expliqué dans le chapitre trois (remplissage des microcellules), la différence entre les valeurs mesurées et la valeur consigne serait liée à la différence de pression dans la microcellule et dans l'enceinte durant le remplissage, d'où l'incertitude de mesure de la pression exacte dans la cellule par le capteur. Aussi la déformation de la microcellule par l'électrode changerait le volume interne de la cellule et ainsi la pression. La différence des résultats obtenus à partir des deux méthodes de spectroscopie (CPT et absorption linéaire) est plus importante (12.6 Torr). Le spectre CPT est plus étroit (< 10 kHz) que le spectre de l'absorption linéaire (1.4 GHz), et les valeurs obtenus par la méthode CPT sont les plus proches de la consigne. Nous en déduisons donc que la méthode de mesure avec un spectre CPT est plus exacte et précise. Cependant, durant toutes les mesures réalisées dans ce travail, nous avons rencontré des difficultés pour déterminer les pressions des gaz tampons dans une cellule. Il est donc indispensable d'optimiser les méthodes de remplissage et de caractérisation spectroscopique pour contrôler les déplacements et l'élargissement de la résonance et ainsi contrôler la stabilité et la précision de l'horloge.

5.3.5 Le contraste dans la microcellule

TAB. 5.4 – Variation de l'amplitude et du contraste du signal CPT.

Température (°C)	90	100	110	115
Amplitude (mV)	9.4	20.4	23.6	25
Contrast _{fond} (%)	3	6.5	7.5	8
Contrast _{abs} (%)	0.55	1.2	1.4	1.5

Le tableau 5.4 présente la variation des contrastes du signal CPT dans une microcellule à césium avec gaz tampon. Le Contrast_{abs} est le rapport de l'amplitude du signal CPT sur l'amplitude du signal d'absorption. Le contrast_{fond} est le rapport de l'amplitude du signal CPT sur la valeur de l'intensité au fond du signal d'absorption linéaire, dans lequel s'est créé le signal CPT. Ces résultats sont comparables aux valeurs qu'on trouve dans la littérature 5.5.

5.4 Tableau récapitulatif des résultats des différents laboratoires

TAB. 5.5 – Résultats des différents laboratoires

	Atome/ Transition	Longueur cellule (mm)	T (°C)	Gaz tampon	I _L (mW/cm ²)	Δ ν _{CPT} (kHz)	Contraste (%)	Ref
NIST	Césium -D2	1	80	N ₂ +Ar		7.1 kHz	0.5	[47]
SYMMETRICOM	Césium -D1	1.5	80	N ₂ +Ar	1	3.75 kHz	0.35	[16]
SYMMETRICOM	Césium -D1	2	85	N ₂ +Ar	1	1.3 kHz	1	
SARNOFF	Césium -D1	1	100	N ₂	1.4	7.1 kHz	5.4	[75]
FEMTO-ST	Césium -D2	1.4	90	Ar	1	7.4 kHz	0.55	[76]

Conclusion et perspectives

La motivation de cette étude était de démontrer la faisabilité d'une microhorloge atomique à base de césium. Les horloges dites classiques à vocation industrielle ont des applications multiples ; elles peuvent être par exemple utilisées dans les systèmes télécoms et les systèmes de géolocalisation. Cependant, du fait de leurs encombrements, leurs applications demeurent limitées. Les techniques utilisées dans les horloges classiques telles que les horloges à jet de césium ou bien les horloges au Rubidium ne sont pas applicables, et la miniaturisation se limite bien souvent par le type de résonateur atomique utilisé. Les horloges les plus compactes existantes ont une dimension de l'ordre du décimètre cube voire plus.

Le travail effectué a consisté tout d'abord à étudier et réaliser une nouvelle génération d'horloge atomique miniature à césium. Cette horloge miniature est basée sur le phénomène du piégeage cohérent des populations. D'autres laboratoires avaient déjà entrepris cette étude et réalisé des horloges atomiques miniatures. Durant cette étude, un certain nombre d'évolutions ont été apportées, essentiellement au niveau du résonateur, afin d'atteindre une miniaturisation maximale tout en optimisant les performances de la micro-horloge. La compacité et la faible consommation possible ont été les lignes directrices lors de la réalisation. Pour atteindre une miniaturisation maximale des cellules à césium nous avons utilisé la technologie des MEMS, et pour une très faible consommation nous avons opté pour une source laser VCSEL accordée sur la raie D2.

Il a été nécessaire durant ce travail de vérifier le bon fonctionnement des différentes microcellules réalisées et optimiser les multiples paramètres permettant l'optimisation des performances.

Un dysfonctionnement des microcellules en début de vie a été rencontré. Les différents problèmes qui ont jalonné la mise au point de la microcellule permettent d'attirer l'attention sur la qualité de chaque étape de réalisation indispensable à la fabrication de la microcellule : tant au niveau de la gravure du silicium, qu'au niveau de la soudure anodique (pollution à température élevée) et mais aussi lors de la mise en vapeur du césium suite au scellement.

L'originalité de fabrication de la microcellule réside dans la mise en vapeur du césium après que la microcellule soit complètement scellée. La mise en vapeur du césium est réalisée en chauffant localement le césium solide " dispenser " à très haute température et à l'intérieur de la microcellule avec un laser à forte puissance.

Les effets de la dimension et de la température de la microcellule à césium en présence d'un gaz tampon ont été ensuite étudiés. L'importance de ces deux paramètres sur l'élargissement et les déplacements en fréquence de résonance ont fait l'objet d'études détaillées afin d'optimiser les caractéristiques de la résonance atomique.

Des mesures de la largeur du signal CPT et des déplacements en fréquence ont pu être effectuées. La méthode par modulation de la diode laser (à 4.6 GHz pour le césium) reste la plus compacte et économique, ce qui justifie la réalisation du banc optique CPT avec une diode DBR modulée grâce à un modulateur électro-optique. Un dysfonctionnement d'origine expérimentale lors de l'utilisation d'une diode laser VCSEL nous a orientés vers l'utilisation d'une diode laser DBR beaucoup plus fine spectralement mais beaucoup plus gourmande en consommation.

L'application de la mesure de la pression du gaz tampon par la méthode du déplacement et de l'élargissement de la résonance CPT est délicate à mettre en oeuvre sur une microcellule, l'incertitude à laquelle on aboutit est assez élevée. Elle permet toutefois de vérifier à posteriori l'estimation de la pression du gaz tampon inséré dans la microcellule.

L'étude directe des proportions du mélange du gaz tampon permettant d'améliorer l'exactitude de la micro-horloge est inadaptée dans l'état actuel du développement. La mise en place d'une nouvelle machine de soudure anodique permettant d'insérer un mélange de gaz dédié à la fabrication des microcellules est en cours.

Le déplacement, l'élargissement en fréquence ainsi que la variation en amplitude dans une microcellule à césium en présence de l'argon a été examinée expérimentalement et un bilan en fréquence a été mené à bien. Nous avons atteint une largeur à mi-hauteur inférieure à 10kHz.

En final, la microcellule considérée possède une bonne étanchéité pour une dimension très compacte, une longueur de l'ordre du millimètre. La mise en vapeur du césium après scellement de la microcellule s'est révélée rapide et efficace, nous avons pu également démontrer la compatibilité du césium solide avec la présence du gaz tampon.

De nombreuses évolutions sont encore possibles afin d'améliorer la fabrication de la microcellule. Le traitement des surfaces internes des futures microcellules est d'ailleurs envisagé.

Dans la configuration d'une microhorloge avec la microcellule actuelle et l'utilisation d'un seul gaz tampon, l'exactitude serait limitée par l'effet du déplacement dû aux collisions avec le gaz tampon. La réduction de la sensibilité thermique de cet effet est possible, en insérant deux types de gaz tampons ayants des sensibilités opposés. Cette amélioration permettrait en conséquence de réduire la largeur tout en baissant l'incertitude affectée au déplacement en fréquence.

Le banc optique permet à la fois de tester le bon fonctionnement des microcellules et réaliser des mesures CPT. Il serait intéressant d'améliorer ce banc : en utilisant deux techniques de mesures. La première permettrait d'obtenir une grande finesse spectrale grâce à une diode DBR modulée avec un modulateur électro-optique ou deux diodes DBR en maître-esclave. La seconde technique, plus économique, utiliserait une diode laser VCSEL avec une modulation directe. Il est alors tout à fait raisonnable d'envisager une stabilité et une exactitude de l'ordre de 10^{-11} .

Annexe A

Effet Zeeman dans l'état fondamental

La présence d'un champ magnétique statique permet de supprimer la dégénérescence des sous niveaux hyperfins de l'état fondamental et excité. Une interaction de l'atome avec le champ magnétique statique crée un déplacement en fréquence entre les différents sous niveaux hyperfins. Ce déplacement dépend du nombre quantique m_F de chaque niveau avec $-F \leq m_F \leq F$.

L'Hamiltonien permettant de décrire l'interaction atomique avec le champ magnétique statique est :

$$H_B = \frac{\mu_B}{\hbar} (g_S \mathbf{S} + g_L \mathbf{L} + g_I \mathbf{I}) \mathbf{B} = \frac{\mu_B}{\hbar} g_J \mathbf{J} + g_I \mathbf{I} \mathbf{B} \quad (\text{A.1})$$

Dans le cas où l'énergie du déplacement fournit par le champ magnétique est très faible par rapport aux énergies des séparations hyperfines des sous niveaux, F peut être utilisé pour décrire l'interaction, l'équation précédente devient alors :

$$H_B = \mathbf{F} \cdot \mathbf{B} = \mu_B g_F F_z B_z \quad (\text{A.2})$$

Ici z représente la direction du champ magnétique et g_F est le facteur de Landé dans le niveau hyperfin. La formule permettant de décrire d'une manière précise l'effet du champ magnétique statique dans les niveaux hyperfins est la formule de Breit-Rabi, elle permet d'évaluer avec

exactitude l'énergie de déplacement des sous niveaux :

$$\nu_{m_F} = \frac{-\nu_{hf}}{2(2I+1)} + g_I m_F B \frac{\mu_B}{h} \pm \frac{\nu_{hf}}{2} \sqrt{1 + \left(\frac{4m_F}{2I+1}x\right) + x^2} \quad (\text{A.3})$$

Où $x = \frac{\mu_B}{h\nu_{hf}}(g_j - g_I)B$. Avec B étant l'intensité du champ magnétique statique, g_I représente le facteur nucléaire, μ_B/h le magnéton de Bohr, ν_{hf} la fréquence hyperfine et g_j le facteur Landé de la structure hyperfine. Les valeurs de ces différents paramètres sont données dans le tableau 1.

TAB. A.1 – Valeurs numériques des différents paramètres de l'équation de Breit-Rabi.

Données pour le Cs133	
Facteur g_S du spin d'un électron	2.0023193043737
Facteur g_L de l'orbite d'un électron	0.99999587
Facteur nucléaire g_I	-0.00039885395
Facteur g_J	2.00254032
Magnéton de Bohr μ_B/h	139.9624624 Hz/T

Les sous niveaux hyperfins m_F de l'état fondamental sont sensibles au champ magnétique statique. Cette sensibilité est pratiquement la même pour tous les sous niveaux hyperfins de l'état fondamental $m_F \neq 0$. La valeur de cette sensibilité est de 350 kHz/G. Sur la (Figure A.1), on peut observer le déplacement de chaque sous niveaux de l'état fondamental.

L'énergie des niveaux pour lesquelles m_F est nulle, possède peu de variation lorsque l'induction magnétique est très faible. La fréquence de la transition entre ces niveaux n'est sensible qu'au second ordre de la valeur de l'induction magnétique. Par conséquent, c'est la transition entre ces niveaux, souvent appelée *transition d'horloge*, qui est mise à profit dans les horloges atomiques.

On a alors :

$$\Delta\nu_{dep} = 427.45 \times 10^8 \text{ Hz/T}^2 \quad (\text{A.4})$$

Ainsi par exemple, on a pour $B = 10^{-5}\text{T}$ (100mG) $\rightarrow \Delta\nu_{dep} = 4.27 \text{ Hz}$. Cela montre l'intérêt de

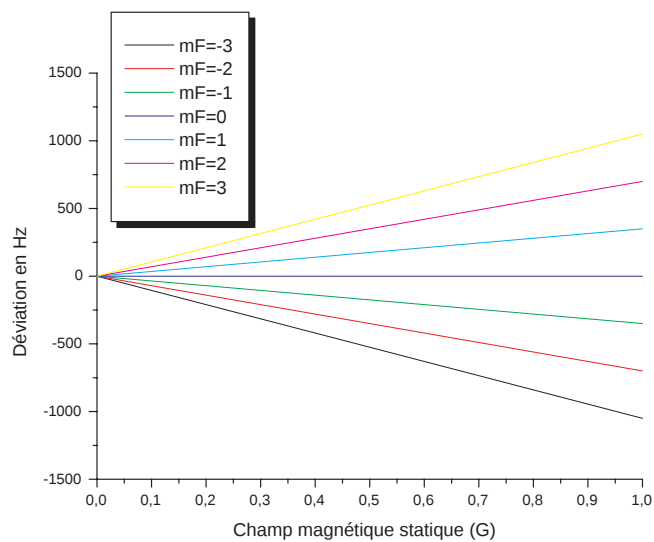


FIG. A.1 – Déplacement des niveaux hyperfins de l'état fondamental en présence d'un champ magnétique.

disposer d'un champ magnétique statique faible et homogène dans la zone d'interaction.

Annexe B

VCSEL

Un des points forts des diodes laser VCSEL réside dans la méthode de fabrication. La production des puces VCSEL est réalisée dans des wafers (Figure B.1). Les VCSELs peuvent donc être testés directement sur le wafer avant la séparation des puces. La conception est facile et la mise en boîtier est simple.

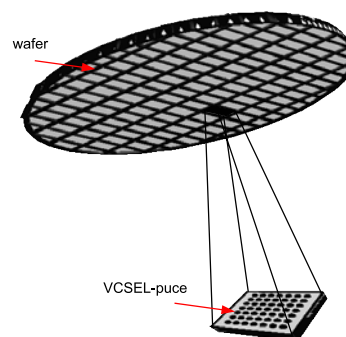


FIG. B.1 – *Wafer de VCSEL*

Puissance émise et accordabilité

L'émission laser au sein d'une cavité optique résonante (*Fabry – Perot*), repose sur l'émission stimulée qui provoque une amplification de photons. L'émission stimulée n'est pas le seul mécanisme provoqué dans la cavité laser résonante. Deux autres mécanismes sont présents, l'émission spontanée et l'absorption (Figure B.3). Afin que l'émission stimulée soit prédominante par rapport à l'absorption et l'émission spontanée, il faut que le nombre d'électrons présents sur

le niveau d'énergie E_2 soit supérieur au nombre d'électrons sur le niveau E_1 et que l'émission spontanée soit négligeable devant l'émission stimulée. Ainsi, la condition d'amplification "gain" est rempli et l'onde optique entretenue.

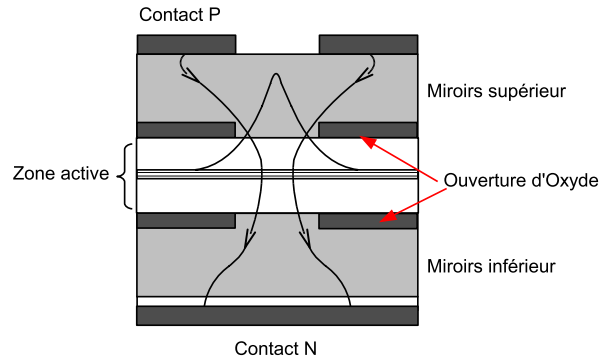


FIG. B.2 – Structure de la cavité résonante d'obtenir des émissions monomodes transverses

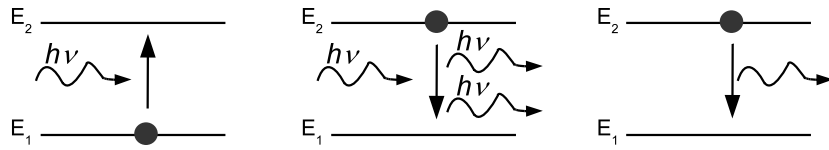


FIG. B.3 – De gauche à droite, le mécanisme d'absorption, l'émission stimulée et l'émission spontanée

La condition de gain pour un VCSEL s'écrit [31] :

$$G = \alpha_a + \frac{L - L_{actif}}{L_{actif}} \alpha_e + \frac{1}{L_{actif}} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \quad (B.1)$$

α_a représente les pertes par absorption (en m^{-1}) et α_e représente les pertes par absorption dans le reste de la cavité laser. R_1 et R_2 sont les coefficients de réflectivité des deux miroirs de la cavité laser. Le gain dépend essentiellement des forts coefficients de réflexions (≈ 1).

La zone active

La zone active (Figure B.2) d'un VCSEL est une structure constituée d'un alliage $AlGaAs$ semiconducteur permettant d'obtenir des émissions laser entre $\lambda = 630$ et $870nm$. Cela dépend du pourcentage des différents éléments de l'alliage. Pour une émission aux alentours de $\lambda =$

852nm, le matériau utilisé est l' $\text{Al}_{0,02}\text{Ga}_{0,98}\text{As}$. Le but de cette structure est de confiner les porteurs dans une zone où le champ électromagnétique de l'onde est résonant. Ainsi, le gain est maximisé dans la zone active du VCSEL.

Câblage électrique

La diode laser VCSEL est alimentée en direct. En règle générale, la cathode du VCSEL est connectée au boîtier par le fabricant. Le courant d'alimentation est donc positif (Figure B.4). Un courant négatif appliqué à la diode laser VCSEL entraînerait sa destruction. C'est la raison pour laquelle, il est indispensable de prendre des précautions lors de l'application d'un courant de modulation. En effet, il est déconseillé de couper le courant continue d'alimentation sans couper le courant de modulation, car cette dernière se verrait injecté un courant négatif qui endommagerait le bon fonctionnement de la diode VCSEL.

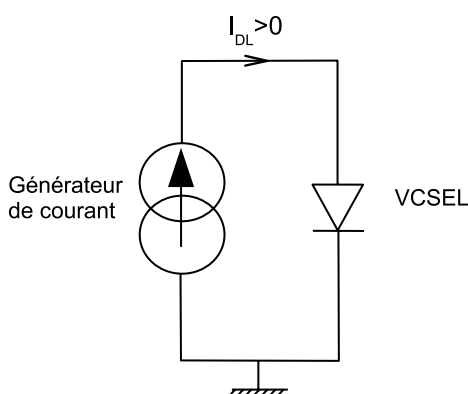


FIG. B.4 – Schéma de principe du câblage électrique du VCSEL

Puissance émise

Le courant injecté dans la diode laser VCSEL est compris entre deux valeurs 0A et I_{max} . Au-delà de ces deux valeurs, la diode se verrait endommagée. La réponse de la diode laser au courant d'injection est linéaire à partir d'une certaine valeur I_{seuil} dit courant de seuil (équation B.2). Le courant de seuil I_{seuil} est la valeur de courant pour laquelle le gain optique par l'émission stimulée, est égal aux pertes (cf relation (1)). Les pertes dans la cavité laser sont dues aux transmissions des facettes des miroirs (les coefficients de Réflectivité $R1$ et $R2$ sont différents de 1), les absorptions par la couche active et les recombinaisons non radiatives d'électrons avec

des trous... .

$$I_{seuil} = I_{trans} + \frac{1}{a} \left(\alpha_{int} - \frac{1}{l_d} \ln(R1R2) \right) \quad (B.2)$$

I_{trans} est le courant de transparence (c'est le seuil de transparence pour lequel l'émission devient majoritaire, [31]), a est un coefficient de gain (en $A^{-1}.m^{-1}$) et décrit les pertes sur un aller et retour dans la diode. Le courant de seuil de la diode laser VCSEL-AVALON est d'environ 4mA. Lorsque le courant d'alimentation de la diode laser est inférieur au courant de seuil, l'émission de photons est principalement spontanée, sur toute la largeur spectrale du gain de la diode. Au-delà du courant de seuil, l'émission stimulée devient prédominante, le nombre de photons devient important car tout électron injecté donne lieu à l'émission d'un photon stimulé.

Annexe C

Largeur de raie

La largeur de raie des diodes lasers à semi conducteurs est dans la tranche des dizaines de MHz [77] [78] [79]. Le spectre laser est Lorentzien, son élargissement est lié à l'émission spontanée. Les effets de l'émission spontanée s'interprète par un bruit d'amplitude $e(t)$ et un bruit de phase $\phi(t)$. Le champ s'écrit alors [68] [80][81] :

$$E(t) = (e_s + e(t)) \cos [\omega_0 t + \phi(t)] \quad (\text{C.1})$$

où ω_0 est la pulsation optique. La largeur à mi-hauteur est proportionnelle aux fluctuations aléatoires de la phase $\phi(t)$, la fonction d'autocorrélation du champ laser s'écrit [82] :

$$\Gamma_E(\tau) = E_0^2 \exp(j\omega_0 \tau) \langle \exp(-j\Delta\phi(t, \tau)) \rangle \quad (\text{C.2})$$

avec

$$\langle \exp[-j\Delta\phi(t, \tau)] \rangle = -1/2 \langle \Delta\phi^2(\tau) \rangle \quad (\text{C.3})$$

$$\langle \Delta\phi^2(t, \tau) \rangle = 4 \int_0^\infty S_f(f) \frac{\sin^2(\pi\tau f)}{f^2} df \quad (\text{C.4})$$

La largeur de raie à mi-hauteur

La largeur de raie à mi-hauteur est la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation

$\Gamma_E(\tau)$:

$$TF \{ \Gamma_E(\tau) \} = TF \left\{ E_0^2 \exp(j\omega_0 \tau) \exp \left\{ -2S_f(f) \int_0^{+\infty} \frac{\sin^2(\pi \tau f)}{f^2} df \right\} \right\} \quad (C.5)$$

$$TF \{ \Gamma_E(\tau) \} = E_0 \frac{2\pi^2 S_f(f)}{(\pi^2 S_f(f))^2 + (4\pi^2(\nu - \nu_0))^2} \quad (C.6)$$

L'expression ci-dessus représente une lorentzienne dont la largeur à mi-hauteur est :

$$FWHM = \pi S_f(f) \quad (C.7)$$

Dans le but de mesurer la largeur de raie de la diode laser VCSEL, nous nous sommes orientés vers la méthode dite *homodyne* faisant intervenir uniquement la diode laser VCSEL. Le montage de la mesure est illustré sur la figure C.1.

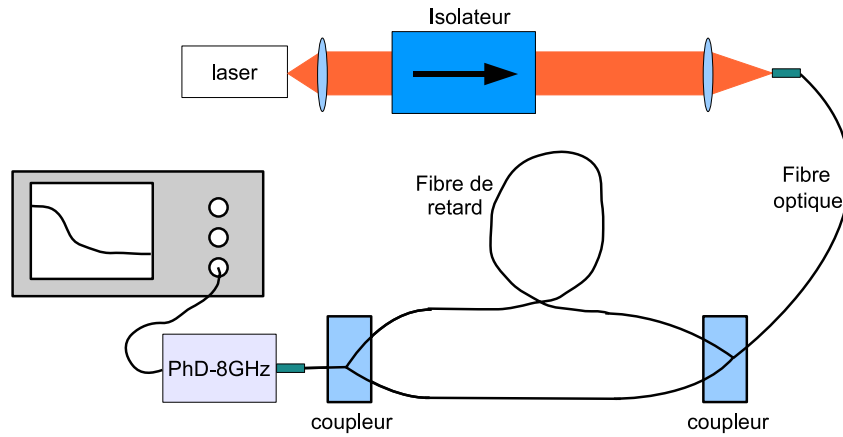


FIG. C.1 – Banc de mesure de largeur de raie - homodyne

Le faisceau laser collimaté traverse un isolateur optique, il est ensuite couplé dans un interféromètre de type *Mach-Zehnder* fibré présentant une des deux voies est retardée de τ_r par rapport l'autre. Le battement résultant de la superposition des deux voies est collecté à l'aide d'une photodiode fibrée (Thorlabs-8GHz).

Sur la figure C.2 nous avons représenté la courbe de la densité spectrale obtenue expérimentalement réalisée à partir du montage homodyne :

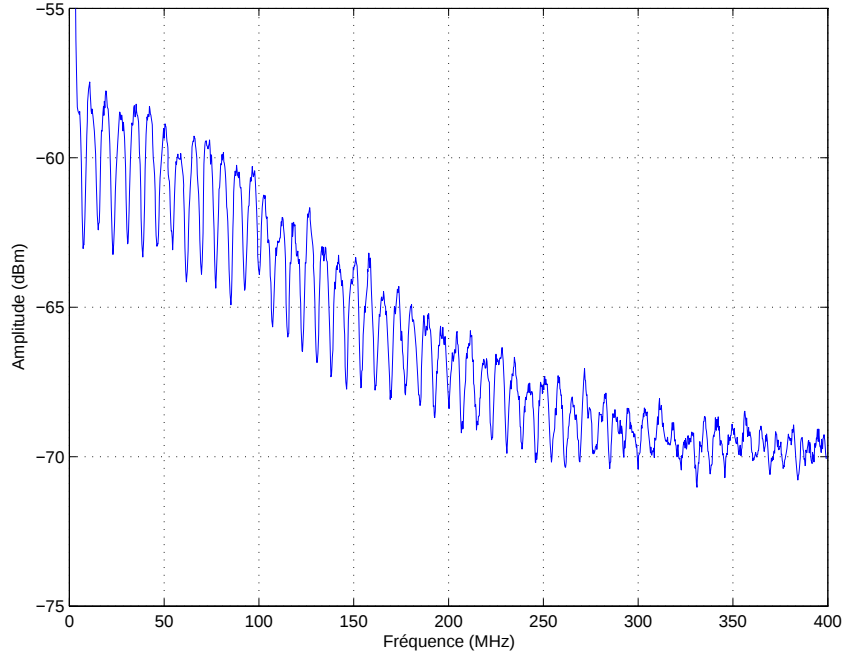


FIG. C.2 – Largeur de raie mesuré expérimentalement

La fonction d'autocorrélation de l'intensité lumineuse résultante est :

$$\Gamma_I(\tau) = \exp \left\{ -8 \int_0^{+\infty} \sin^2(\pi\tau f) \sin^2(\pi\tau_0 f) \frac{S_f(f)}{f^2 df} \right\} \quad (\text{C.8})$$

τ_0 représente le retard optique de l'un des deux bras de l'interféromètre qui permet l'obtention d'un déphasage entre les deux ondes résultantes. La largeur de raie à mi-hauteur est égale au double de la largeur de raie intrinsèque au laser :

$$FWHM = 2\pi S_f(f) \quad (\text{C.9})$$

Nous avons comparé ce spectre expérimental à un spectre réalisé par simulation (Figure C.3), on remarque un comportement classique purement lorentzien. Nous observons aussi une oscillation sinusoïdale supplémentaire. Cette oscillation est de l'ordre de 7,7 MHz. La période correspondante coïncide avec le temps de passage du signal dans la fibre optique de retard de

longueur $L = 25$ m :

$$f_{\text{retard}} = \frac{c}{Ln_{\text{fibre}}} \quad (\text{C.10})$$

c est la célérité de la lumière et $n_{\text{fibre}} = 1,55$. La largeur de raie mesurée est de l'ordre de 80MHz.

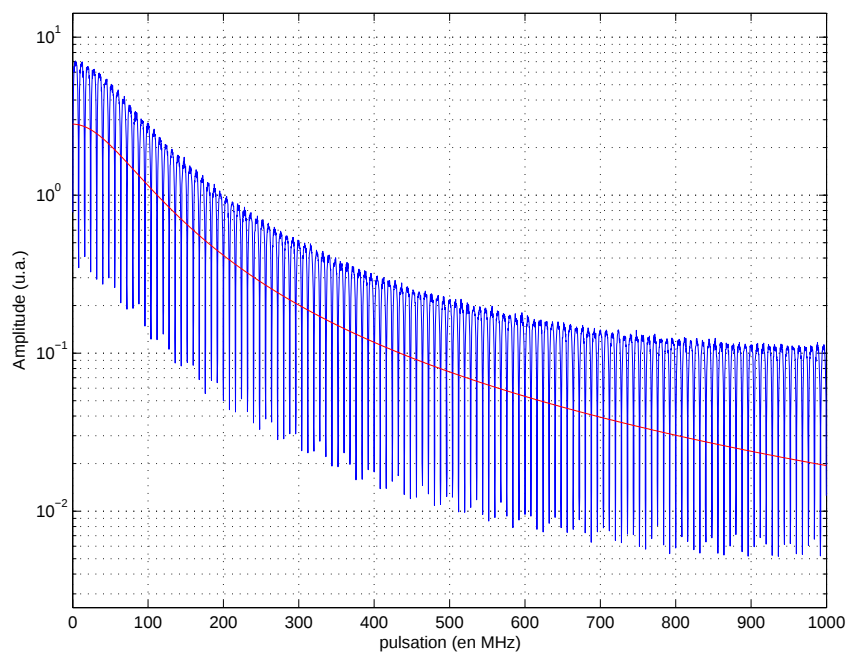


FIG. C.3 – Largeur de raie à partir d'une simulation

Les contraintes de temps ne m'ont pas permis d'approfondir l'interprétation de ces résultats.

Annexe D

Système à trois niveaux Calcul théorique

L'hamiltonien de l'interaction entre l'atome et les deux champs lasers cohérents ayant les deux fréquences ω_1 et ω_2 est $\mathbf{H}$, l'hamiltonien s'écrit :

$$\mathbf{H} = \hbar \begin{pmatrix} E_1 & 0 & -\Omega_1 \frac{e^{i\omega_1 t} + e^{-i\omega_1 t}}{2} \\ 0 & E_2 & -\Omega_2 \frac{e^{i\omega_2 t} + e^{-i\omega_2 t}}{2} \\ -\Omega_1 \frac{e^{i\omega_1 t} + e^{-i\omega_1 t}}{2} & -\Omega_2 \frac{e^{i\omega_2 t} + e^{-i\omega_2 t}}{2} & E_3 \end{pmatrix} \quad (\text{D.1})$$

Pour simplifier l'écriture on admet la matrice suivante de $\mathbf{H}$:

$$\mathbf{H} = \hbar \begin{pmatrix} E_1 & 0 & A_1 \\ 0 & E_2 & A_2 \\ A_1 & A_2 & E_3 \end{pmatrix} \quad (\text{D.2})$$

avec A_i caractérisant l'énergie d'interaction entre le niveau $|i\rangle$ et le niveau $|3\rangle$:

$$A_i = -\Omega_i \frac{e^{i\omega_i} - e^{-i\omega_i}}{2} \quad (\text{D.3})$$

L'équation de Bloch-Liouville permet de calculer la variation temporelle des différents niveaux atomiques sous les effets de l'interaction avec les deux champs laser résonants :

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \Gamma_{relax} \quad (D.4)$$

L'évolution des populations des trois niveaux ρ_{11} , ρ_{22} et ρ_{33} ainsi que les cohérences entre les niveaux ρ_{12} , ρ_{13} et ρ_{23} sont représentés par la matrice densité :

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{\rho}_{11} = -iA_1(\rho_{13} - \rho_{31}) - \frac{\gamma_1}{2}\rho_{11} + \frac{\Gamma^*}{2}\rho_{33} + \frac{\gamma_1}{2}\rho_{22} \\ \dot{\rho}_{22} = -iA_2(\rho_{23} - \rho_{32}) - \frac{\gamma_1}{2}\rho_{22} + \frac{\Gamma^*}{2}\rho_{33} + \frac{\gamma_1}{2}\rho_{11} \\ \dot{\rho}_{33} = -iA_1(\rho_{13} - \rho_{31}) - iA_2(\rho_{23} - \rho_{32}) - \Gamma^*\rho_{33} \\ \dot{\rho}_{12} = i(E_2 - E_1)\rho_{12} - iA_1\rho_{32} + iA_2\rho_{13} - \gamma_2\rho_{12} \\ \dot{\rho}_{13} = i(E_3 - E_1)\rho_{13} + iA_2\rho_{12} - iA_1(\rho_{33} - \rho_{11}) - \frac{\Gamma^*}{2}\rho_{13} \\ \dot{\rho}_{23} = i(E_3 - E_2)\rho_{23} + iA_1\rho_{21} - iA_2(\rho_{33} - \rho_{22}) - \frac{\Gamma^*}{2}\rho_{23} \end{array} \right. \quad (D.5)$$

Pour le calcul de la variation des populations ainsi que la variation temporelle des cohérences entre les différents niveaux, il est opportun de se placer dans le référentiel des champs tournants (R.W.A). C'est-à-dire d'éliminer tous les termes oscillants à des fréquences supérieures aux fréquences de chaque référentiel. On peut écrire alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_{13} = \sigma_{13}e^{i\omega_1 t} \\ \rho_{23} = \sigma_{23}e^{i\omega_2 t} \\ \rho_{12} = \sigma_{12}e^{i(\omega_1 - \omega_2)t} \end{array} \right. \quad (D.6)$$

Le référentiel du champ tournant nous permet décrire ρ_{11} en fonction de la fréquence de Rabi et des taux de cohérences entre les niveaux $|1\rangle$ et $|3\rangle$:

$$\dot{\rho}_{11} + \frac{\gamma_1}{2}(\rho_{11} - \rho_{22}) - \frac{\Gamma^*}{2}\rho_{33} = -i\frac{\Omega_1}{2}(e^{i\omega_1} + e^{-i\omega_1})(\sigma_{13}e^{i\omega_1} - \sigma_{13}^*e^{-i\omega_1}) \stackrel{RWA}{\cong} -i\frac{\Omega_1}{2}(\sigma_{13} - \sigma_{13}^*) \quad (D.7)$$

On procède de la même manière pour écrire $\dot{\rho}_{22}$ et $\dot{\rho}_{33}$. On peut donc réécrire l'évolution des

populations des différents niveaux :

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{11} + \frac{\gamma_1}{2}(\rho_{11} - \rho_{22}) - \frac{\Gamma^*}{2}\rho_{33} = \Omega_1 \text{Im}(\sigma_{13}) \\ \dot{\rho}_{22} + \frac{\gamma_1}{2}(\rho_{22} - \rho_{11}) - \frac{\Gamma^*}{2}\rho_{33} = \Omega_2 \text{Im}(\sigma_{23}) \\ \dot{\rho}_{33} + \Gamma^* \rho_{33} = -\Omega_1 \text{Im}\sigma_{13} - \Omega_2 \text{Im}(\sigma_{23}) \end{cases} \quad (\text{D.8})$$

On reprend l'expression de $\dot{\rho}_{12}$ dans l'équation D.5 en appliquant le changement de variable de l'équation D.6 :

$$\dot{\rho}_{12} = i(E_2 - E_1)\sigma_{12}e^{i(\omega_1 - \omega_2)t} + i\frac{\Omega_1}{2}(e^{i\omega_1} + e^{-i\omega_2})\sigma_{23}^*e^{-i\omega_2t} - i\frac{\Omega_2}{2}(e^{i\omega_1} + e^{-i\omega_2})\sigma_{13}e^{i\omega_1t} \quad (\text{D.9})$$

On applique également l'approximation du champ tournant, on obtient :

$$\dot{\rho}_{12} = i\frac{\Omega_1}{2}\sigma_{23}^* - i\frac{\Omega_2}{2}\sigma_{13} \quad (\text{D.10})$$

On procède de la même manière pour réécrire la variation temporelle des cohérences, on écrit les termes des cohérences de la manière suivante :

$$\begin{cases} \dot{\sigma}_{12} + i(2\Delta_0 - i\gamma_2)\sigma_{12} = i\frac{\Omega_1}{2}\sigma_{23}^* - i\frac{\Omega_2}{2}\sigma_{13} \\ \dot{\sigma}_{13} + i(\Delta_0 - i\frac{\Gamma^*}{2})\sigma_{13} = -i\frac{\Omega_2}{2}\sigma_{12} - i\frac{\Omega_1}{2}(\rho_{11} - \rho_{33}) \\ \dot{\sigma}_{23} - i(\Delta_0 + i\frac{\Gamma^*}{2})\sigma_{23} = -i\frac{\Omega_1}{2}\sigma_{12}^* - i\frac{\Omega_2}{2}(\rho_{22} - \rho_{33}) \end{cases} \quad (\text{D.11})$$

Pour écrire le taux de population du niveau $|3\rangle$, on considère que la différence de population entre les deux niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ est différente de 0 et que la population du niveau $|3\rangle$ est négligeable devant les population des deux niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$:

$$\begin{cases} \Delta = \rho_{22} - \rho_{11} \\ 1 \approx \rho_{22} + \rho_{11} \end{cases} \quad (\text{D.12})$$

$$\begin{cases} \rho_{11} \approx \frac{1-\Delta}{2} \\ \rho_{22} \approx \frac{1+\Delta}{2} \end{cases} \quad (\text{D.13})$$

La variation temporelle de la différence de population entre le niveau $|1\rangle$ et $|2\rangle$ s'écrit :

$$\dot{\Delta} = \frac{d}{dt}(\rho_{22} - \rho_{11}) \quad (\text{D.14})$$

Dans l'application actuelle (horloge miniature), il convient de considérer une approximation à faible puissance $\Gamma_1, \Gamma_2 \ll \Gamma^*$ avec une faible déviation en fréquence $\Delta_0 \ll \frac{\Gamma^*}{2}$. La différence de population entre les deux niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ dépend de l'intensité laser et de la cohérence optique entre l'état fondamental et l'état excité. De l'équation D.8 on a :

$$\dot{\Delta} + \gamma_1 \Delta = \Omega_2 \text{Im}(\sigma_{23}) - \Omega_1 \text{Im}(\sigma_{13}) \quad (\text{D.15})$$

La variation des cohérences optiques entre les deux niveaux de l'état fondamental et l'état excité est très lente. On considère donc que la variation des cohérences optiques est nulle :

$$\dot{\sigma}_{13} = \dot{\sigma}_{23} = 0 \quad (\text{D.16})$$

On réécrit les deux derniers termes de l'équation D.11 en fonction de Δ :

$$\begin{cases} i \left(\Delta_0 - i \frac{\Gamma^*}{2} \right) \sigma_{13} = -i \frac{\Omega_2}{2} \sigma_{12} - i \frac{\Omega_1}{4} (1 - \Delta) \\ -i \left(\Delta_0 + i \frac{\Gamma^*}{2} \right) \sigma_{23} = -i \frac{\Omega_1}{2} \sigma_{12}^* - i \frac{\Omega_2}{4} (1 + \Delta) \end{cases} \quad (\text{D.17})$$

$$\begin{cases} \sigma_{13} = \frac{1}{\frac{\Gamma^*}{2} + i\Delta_0} \left(-i \frac{\Omega_2}{2} \sigma_{12} - i \frac{\Omega_1}{4} (1 - \Delta) \right) \\ \sigma_{23}^* = \frac{1}{\frac{\Gamma^*}{2} + i\Delta_0} \left(i \frac{\Omega_1}{2} \sigma_{12} + i \frac{\Omega_2}{4} (1 + \Delta) \right) \end{cases} \quad (\text{D.18})$$

Les parties imaginaires de σ_{13} et σ_{23} s'écrivent :

$$\left[\begin{array}{l} Im(\sigma_{13}) = \frac{1}{\left(\frac{\Gamma^*}{2}\right)^2 + \Delta_0^2} \left[-\frac{\Gamma^* \Omega_2}{4} \Re(\sigma_{12}) - \frac{\Delta_0 \Omega_2}{2} Im(\sigma_{12}) - \frac{\Omega_1}{8} (1 - \Delta) \Gamma^* \right] \\ Im(\sigma_{23}) = \frac{1}{\left(\frac{\Gamma^*}{2}\right)^2 + \Delta_0^2} \left[-\frac{\Gamma^* \Omega_1}{4} \Re(\sigma_{12}) - \frac{\Delta_0 \Omega_1}{2} Im(\sigma_{12}) - \frac{\Omega_2}{8} (1 + \Delta) \Gamma^* \right] \end{array} \right] \quad (D.19)$$

On reprend donc l'équation D.15 avec l'équation D.19 :

$$\dot{\Delta} + \gamma_1 \Delta = \frac{1}{\left(\frac{\Gamma^*}{2}\right)^2 + \Delta_0^2} \left[\frac{\Omega_1^2 - \Omega_2^2}{8} \Gamma^* - \frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}{8} \Gamma^* \Delta \right] \quad (D.20)$$

$$\dot{\Delta} + \gamma_1 \Delta = \frac{1}{\left(\frac{\Gamma^*}{2}\right)^2 (1 + \left(\frac{2\Delta_0}{\Gamma^*}\right)^2)} \left[\frac{\Omega_1^2 - \Omega_2^2}{8} \Gamma^* - \frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}{8} \Gamma^* \Delta \right] \quad (D.21)$$

$$\dot{\Delta} + \gamma_1 \Delta = \frac{1}{1 + \delta_0^2} \left[\frac{\Omega_1^2 - \Omega_2^2}{2\Gamma^*} - \frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}{2\Gamma^*} \Delta \right] \quad (D.22)$$

$$\dot{\Delta} + \left(\gamma_1 + \frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}{2\Gamma^*(1 + \delta_0^2)} \right) \Delta = \frac{\Omega_1^2 - \Omega_2^2}{2\Gamma^*(1 + \delta_0^2)} \quad (D.23)$$

Nous allons remplacer les deux termes $Im(\sigma_{13})$ et $Im(\sigma_{23})$ par leurs valeurs D.19 dans l'expression ci-dessous :

$$\rho_{33} + \Gamma^* \rho_{33} = -\Omega_1 Im(\sigma_{13}) - \Omega_2 Im(\sigma_{23}) \quad (D.24)$$

on obtient :

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{33} + \Gamma^* \rho_{33} = & \frac{(\frac{2}{\Gamma^*})^2}{1 + \delta_0^2} \left[\frac{\Gamma^* \Omega_1 \Omega_2}{4} \Re(\sigma_{12}) + \frac{\Delta_0 \Omega_1 \Omega_2}{2} \text{Im}(\sigma_{12}) + \frac{\Omega_1^2}{8} (1 - \Delta) \Gamma^* + \frac{\Gamma^* \Omega_1 \Omega_2}{4} \Re(\sigma_{12}) \right. \\ & \left. + \frac{\Delta_0 \Omega_1 \Omega_2}{2} \text{Im}(\sigma_{12}) + \frac{\Omega_2^2}{8} (1 + \Delta) \Gamma^* \right] \end{aligned} \quad (\text{D.25})$$

$$\dot{\rho}_{33} + \Gamma^* \rho_{33} = \frac{(\frac{2}{\Gamma^*})^2}{1 + \delta_0^2} \left[\frac{2\Omega_1 \Omega_2}{\Gamma^*} \Re(\sigma_{12}) + \underbrace{\frac{4\Omega_1 \Omega_2 \Delta_0}{\Gamma^{*2}} \text{Im}(\sigma_{12})}_{\text{negligeable}} + \frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}{2\Gamma^*} + \frac{\Omega_2^2 - \Omega_1^2}{2\Gamma^*} \Delta \right] \quad (\text{D.26})$$

$$\dot{\rho}_{33} + \Gamma^* \rho_{33} = \frac{1}{1 + \delta_0^2} \left(\frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}{2\Gamma^*} + \Delta \frac{\Omega_2^2 - \Omega_1^2}{2\Gamma^*} + \frac{2\Omega_1 \Omega_2}{\Gamma^*} \Re(\sigma_{12}) \right) \quad (\text{D.27})$$

Pour résoudre l'expression de σ_{12} dans (D.27), on reprend le terme ρ_{12} de l'équation de (D.5) avec le changement de variable (D.6) et l'approximation du champ tournant, on obtient :

$$\dot{\sigma}_{12} + i(2\Delta_0 - i\gamma_2)\sigma_{12} = i\frac{\Omega_1}{2} \frac{1}{\frac{\Gamma^*}{2} + i\Delta_0} \left(i\frac{\Omega_1}{2} \sigma_{12} + i\frac{\Omega_2}{4} (1 + \Delta) \right) - i\frac{\Omega_2}{2} \frac{1}{\frac{\Gamma^*}{2} + i\Delta_0} \left(-i\frac{\Omega_2}{2} \sigma_{12} - i\frac{\Omega_1}{4} (1 - \Delta) \right) \quad (\text{D.28})$$

$$\dot{\sigma}_{12} + i(2\Delta_0 - i\gamma_2)\sigma_{12} = \frac{1}{\frac{\Gamma^*}{2} + i\Delta_0} \left(-\frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}{4} \sigma_{12} - \frac{\Omega_1 \Omega_2}{4} \right) \quad (\text{D.29})$$

$$\dot{\sigma}_{12} + i(2\Delta_0 - i\gamma_2)\sigma_{12} = \frac{\frac{\Gamma^*}{2} - i\Delta_0}{(\frac{\Gamma^*}{2})^2 + \Delta_0^2} \left(-\frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}{4} \sigma_{12} - \frac{\Omega_1 \Omega_2}{4} \right) \quad (\text{D.30})$$

$$\dot{\sigma}_{12} + i(2\Delta_0 - i\gamma_2)\sigma_{12} = \frac{1 - i\delta_0}{\frac{\Gamma^*}{2} (1 + i\delta_0^2)} \left(-\frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}{4} \sigma_{12} - \frac{\Omega_1 \Omega_2}{4} \right) \quad (\text{D.31})$$

$$\dot{\sigma}_{12} + \left(\gamma_2 + 2i\Delta_0 + \frac{1 - i\delta_0}{2\Gamma^*(1 + \delta_0^2)} \Omega_1^2 + \Omega_2^2 \right) \sigma_{12} = -\frac{1 - i\delta_0}{2\Gamma^*(1 + \delta_0^2)} \Omega_1 \Omega_2 \quad (\text{D.32})$$

$$\dot{\sigma}_{12} + \left[\gamma_2 + \frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}{2\Gamma^*(1 + \delta_0^2)} + i(2\Delta_0 - \frac{\delta_0}{2\Gamma^*(1 + \delta_0^2)} (\Omega_1^2 + \Omega_2^2)) \right] \sigma_{12} = \frac{1 - i\delta_0}{2\Gamma^*(1 + \delta_0^2)} \Omega_1 \Omega_2 \quad (\text{D.33})$$

En négligeant les termes du deuxième ordre on a :

$$\dot{\sigma}_{12} + \left(\gamma_2 + \frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}{2\Gamma^*} + 2i\Delta_0 \right) \sigma_{12} \approx -\frac{\Omega_1 \Omega_2}{2\Gamma^*} \quad (\text{D.34})$$

Les deux champs laser excitateurs on dans le cas idéal la même intensité, dans ce cas on peut considérer que les deux fréquences de Rabi sont égales :

$$\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega \quad (\text{D.35})$$

$\dot{\sigma}_{12}$ s'écrit :

$$\dot{\sigma}_{12} + \left(\gamma_2 + \frac{\Omega^2}{\Gamma^*} + 2i\Delta_0 \right) \sigma_{12} \approx -\frac{\Omega^2}{2\Gamma^*} \quad (\text{D.36})$$

$$\dot{\sigma}_{12} = 0 \Rightarrow \sigma_{12} = -\frac{\frac{\Omega^2}{2\Gamma^*}}{\gamma_2 + \frac{\Omega^2}{\Gamma^*} + 2i\Delta_0} \quad (\text{D.37})$$

La partie réelle du taux de cohérence entre les deux niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$, $\Re(\sigma_{12})$ s'écrit :

$$\Re(\sigma_{12}) = -\frac{\frac{\Omega^2}{2\Gamma^*} \left(\gamma_2 + \frac{\Omega^2}{\Gamma^*} \right)}{\left(\gamma_2 + \frac{\Omega^2}{\Gamma^*} \right)^2 + 4\Delta_0^2} \quad (\text{D.38})$$

On introduit l'expression D.38 dans l'équation D.27, l'expression de population du niveau $|3\rangle$

ρ_{33} s'écrit donc en fonction de l'intensité laser et les taux de relaxations :

$$\dot{\rho}_{33} + \Gamma^* \rho_{33} = \frac{\Omega^2}{\Gamma^*} + 2 \frac{\Omega^2}{\Gamma^*} \Re(\sigma_{12}) \quad (\text{D.39})$$

avec :

$$1 + 2\Re(\sigma_{12}) \approx 1 - \frac{\Omega^2}{\Gamma^*} \frac{\gamma_2 + \frac{\Omega^2}{\Gamma^*}}{(\gamma_2 + \frac{\Omega^2}{\Gamma^*})^2 + 4\Delta_0} \quad (\text{D.40})$$

on trouve enfin ρ_{33} :

$$\rho_{33} = \left(\frac{\Omega}{\Gamma^*} \right)^2 \left[1 - \frac{\Omega^2}{\Gamma^*} \frac{\gamma_2 + \frac{\Omega^2}{\Gamma^*}}{(\gamma_2 + \frac{\Omega^2}{\Gamma^*})^2 + 4\Delta_0} \right] \quad (\text{D.41})$$

Bibliographie

- [1] Hellwig et al, Time, frequency and physical measurement. *Physics Today*, **31**, 23–30 (1978).
- [2] H. Marion, F. Pereira Dos Santos, M. Abgrall, S. Zhang, Y. Sortais, S. Bize, I. Maksimovic, D. Calonico, J. Grunert, C. Mandache, P. Lemonde, G. Santarelli, Ph. Laurent, A. Clairon et C. Salomon, Search for variations of fundamental constants using atomic fountain clocks. *Phys. Rev. Lett.*, **90**(15), 150801.1 – 150801.4 (2003).
- [3] H. Marion, Contrôle des collisions froides du Cs 133, tests de la variation de la constante de structure fine à l'aide d'une fontaine double Rubidium-Césium. Thèse de doctorat, Université Paris VI (2005).
- [4] E. Simon, Vers une stabilité et une exactitude de 10^{-16} pour les horloges atomiques : le rayonnement du corps noir - la détection optique. Thèse de doctorat, Université Paris XI (1997).
- [5] S. Zhang, Déplacement de fréquence dû au rayonnement du corps noir dans une fontaine atomique à césium et amélioration des performances de l'horloge. Thèse de doctorat, Université Paris VI (2004).
- [6] C. Audoin, V. Candelier et N. Dimarcq, A limit to the frequency stability of passive frequency standards due to an intermodulation effect. *IEEE Trans. on Instrum. and Meas.*, **40**(2), 121 – 125 (avril 1991).
- [7] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi et G. Orriols, *Nuovo Cimento*, **36B**, 5 (1976).

-
- [8] J. Vanier et C. Audoin, The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards, vol. 2. Adam Hilger, Bristol (1989).
 - [9] A. Godone, F. Levi et S. Micalizio, Coherent Population Trapping Maser. Istituto Elettrotecnico Nazionale G. Ferraris (2002).
 - [10] S. Brandt, A. Nagel, R. Wynands et D. Meschede, Buffer-gas-induced linewidth reduction of coherent dark resonances to below 50 hz. *Phys. Rev. A*, **56**, 1063–1066 (August 1997).
 - [11] Nist (). <http://tf.nist.gov/ofm/smallclock/index.htm>.
 - [12] Symmetricom. [http://www.symmttm.com/prlp/CSAC2/\(\)](http://www.symmttm.com/prlp/CSAC2/()),
 - [13] S. Knappe, P. D. D. Schwindt, V. Gerginov, V. Shah, L. Hollberg, J. Kitching, L. Liew et J. Moreland, Microfabricated atomic clocks at nist. In Proceedings of the 36 th Annual Precise and Time Interval (PTTI) Meeting (2004).
 - [14] S. Knappe, V. Shah, V. Gerginov, A. Brannon, L. Hollberg et J. Kitching, Long-term stability of nist chip-scale atomic clock physics packages. In 38 th Annual Precise and Time Interval (PTTI) Meeting, pages 241–250 (Virginia, December 5-7, 2006).
 - [15] R. Lutwak, The chip-scale atomic clock low-power physics package. In Proceedings of the 36 th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Systems and Applications Meeting, pages 339–354, Washington, DC (December 7-9, 2004).
 - [16] R. Lutwak, P. Vlitaz, M. Varghese, M. Mescher, D.K. Serkland et G.M. Peake, The mac a miniature atomic clock. In Proceedings of the 2005 Joint IEEE International Frequency Control Symposium and Precise Time and Time Interval Systems and Applications Meeting, pages 752–757 (2005).
 - [17] T. Zanon-Willette, Developpement d’une horloge à piegeage coherent de population. Etude theorique et experimentale du regime impulsional et continu. Thèse de doctorat, Université Paris VI (2005).
 - [18] Taylor, J. Bradshaw, . Langmuir et . Irving, Vapor pressure of caesium by the positive ion method. *Phys. Rev.*, **51**(9), 753 – 760 (May 1937).

-
- [19] J-P. Faroux et B. Cagnac, Lasers : Interaction lumière-atomes. Savoirs Actuels EDP Sciences/CNRS Editions (2002).
- [20] Z. Toffano, Optoélectronique : Composants photoniques et fibres optiques. Ellipses (2001).
- [21] R.G. Brewer et A. Mooradian, Laser Spectroscopy. PLENUM (1973).
- [22] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc et G. Grynberg, photons et atomes, introduction à l'électrodynamique quantique, vol. **Tome 1**. InterEditions/Editions du CNRS (2001).
- [23] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc et G. Grynberg, photons et atomes, introduction à l'électrodynamique quantique, vol. **Tome 2**. InterEditions/Editions du CNRS (2001).
- [24] G. Lindblad et I. Rodnianski, Communications in mathematical physics. Springer Berlin / Heidelberg, **256**(1), 43 – 110 (May 2005).
- [25] J. Vanier et C. Audoin, The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards, vol. **1**. Adam Hilger, Bristol (1989).
- [26] E. Breschi, Coherent Population Trapping : Experiments and Application to Magnetometry. Thèse de doctorat, Università degli studi di Siena (November 2005).
- [27] M. Stahler, R. Wynands, S. Knappe, J. Kitching, L. Hollberg, A. Tainecheanev et V. Yudin, Coherent population trapping resonances in thermal Rb85 vapor : D1 versus D2 line excitation. Optics Letters, **27**, 16 (August 15, 2002).
- [28] N. Beverini, P. Minguzzi et F. Strumia, Foreign-gas-induced cesium hyperfine relaxation. Phys. Rev. A, **4**(2), 550 – 555 (1971).
- [29] J. Vanier, A. Godone et F. Levi, Coherent population trapping in cesium : Dark lines and coherent microwave emission. Phys. Rev. A, **58**(3), 2345–2358 (September 1998).
- [30] Hamamatsu (). <http://www.hamamatsu.com/>.
- [31] J.P. Turrenc, Caractérisation et Modélisation du Bruit d'Amplitude Optique, du Bruit de Fréquence et de la Largeur de Raie de VCSELs monomodes émettant autour de 850nm. Thèse de doctorat, Université de Montpellier 2 (Septembre 2005).

-
- [32] K. Kikuchi, Effect of $1/f$ type fm noise on semiconductor-laser linewidth residual in high-power limit. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **25**(4), 684–688 (April 1989).
- [33] J.G. Coffey, M. Anderson et J.C. Camparo, Collisional dephasing and the reduction of laser phase-noise to amplitude-noise conversion in a resonant atomic vapor. *Phys. Rev. A*, **65**(3), 033807.1 – 033807.10 (2002).
- [34] R. Lutwak, D. Emmons, T. English, W. Riley, A. Duwel, M. Vaghesse, D.K. Serkland et G.M. Peake, The chip-scale atomic clock recent development progress. *In* Proceedings of the 34 th Annual Precise Time and Time Interval Systems Applications Meeting, pages 1 – 12 (December 2-4, 2003).
- [35] V. Shah, S. Knappe, L. Hollberg et J. Kitching, High-contrast coherent population trapping resonances using four-wave mixing in $\text{Rb}87$. *Optics Letters*, **32**(10), 1244 – 1246 (2007).
- [36] F. Strumia, N. Beverini, A. Moretti et G. Rovera, Optimization of the buffer gas mixture for optically pumped Cs frequency standards. *In* in Proceedings of the 30th Annual Symposium on Frequency Control, pages 468–472 (2-4 June 1976).
- [37] G. Rovera, A. Demarchi et J. Vanier, *In* *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. **3**, page 203 (Sept 1976).
- [38] N. Castagna, S. Guérandel, F. Dahés, T. Zanon, E. de Clercq, A. Clairon et N. Dimarcq, Frequency stability measurement of a raman-ramsey Cs clock. *In* Frequency Control Symposium, Joint with the 21st European Frequency and Time Forum. *IEEE International*, pages 67 – 70 (2007).
- [39] J. Kitching, S. Knappe et L. Hollberg, Miniature vapor-cell atomic-frequency references. *Appl. Phys. Lett.*, **81**(3), 553 – 555 (July 2002).
- [40] J. Kitching, S. Knappe et L. Hollberg, Performance of small-scale frequency references. *In* Frequency Control Symposium and PDA Exhibition. *IEEE International*, pages 442–446 (2002).

-
- [41] S. Knappe, V. Velichanski, H. Robinson, J. Kitching et L. Hollberg, Compact atomic vapor cells fabricated by laser-induced heating on hollow-core glass fibers. *Review of scientific instruments*, **74**, 3142 – 3145 (June 2003).
- [42] L. Li-Anne, S. Knappe, J. Moreland, H. Robinson, L. Hollberg et J. Kitching, Microfabricated alkali atom vapor cells. *Appl. Phys. Lett.*, **84**(14), 2694 – 2696 (April 5, 2004).
- [43] J. Kitching, S. Knappe, L. Liew, J. Moreland, P.D. Schwindt, V. Shah, V. Gerginov et L. Hollberg, Microfabricated atomic frequency references. *Metrologia*, **42**, S100–S104 (2005).
- [44] J.R. Coudeville, Conception et réalisation de microresonateurs pour les télécommunications. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté (2004).
- [45] V. Gerginov, S. Knappe, P.D.D. Schwindt, V. Shah, L. Liew, J. Moreland, H.G. Robinson, L. Hollberg, J. Kitching, A. Brannon, J. Breitbarth et Z. Popovic, Component-level demonstration of a microfabricated atomic frequency reference. *Frequency Control Symposium and Exposition*, pages 758–766 (August 2005).
- [46] L. Liew, S. Knappe, J. Moreland, H. Robinson, L. Hollberg et J. Kitching, Microfabricated alkali atom vapor cells. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 2694 (2004).
- [47] S. Knappe, V. Gerginov, P.D.D. Schwindt, V. Shah, H.G. Robinson, L. Hollberg et J. Kitching, Atomic vapor cells for chip-scale atomic clocks with improved long-term frequency stability. *Opt. Lett.*, **30**(18), 2351–2353 (2005).
- [48] A.L. Eichenbaum et M.E. Moi, Cesium vapor dispenser. *The Review of scientific Instruments*, pages 691 – 693 (June 1964).
- [49] M. Succi, R. Canino et B. Ferrario, Atomic absorption evaporation flow rate measurements of alkali metal dispensers. *Vacuum*, **35**(12), 579 – 582 (1985).
- [50] Saes - getters (). <http://www.saesgetters.com>.
- [51] J. Fortagh, A. Grossmanna, T.W. Hansch et C. Zimmermann, Fast loading of a magneto-optical trap from a pulsed thermal source. *J. Appl. Phys.*, **84**(12), 6499 – 6501 (1998).

-
- [52] G. Thuillier, Etude de matériaux et fonctions microfluidiques pour l'analyse biologique et médicale. Thèse de doctorat, L'U.F.R. des sciences et techniques de l'Université de Franche-Comté (Décembre 2006).
- [53] Schott (). <http://www.schott.com>.
- [54] W. Happer, Optical pumping. *Rev. Mod. Phys.*, **44**, 169 – 249 (1972).
- [55] Ch. Ottinger, R. Scheps, G.W. York et A. Gallagher, Broadening of the rb resonance lines by the noble gases. *Phys. Rev. A*, **11**, 1815 – 1828 (1975).
- [56] I.I. Sobel'Man, L.A. Vainshtein et E.A. Yukov, Excitation of atoms and broadening of spectral lines. *Springer Series on Atoms and Plasmas*, **15** (1995).
- [57] A. Andalkar et R.B. Warrington, High-resolution measurement of the pressure broadening and shift of the cs d1 and d2 lines by n2 and he buffer gases. *Phys. Rev. A*, **65**, 032708.1 – 032708.7 (2002).
- [58] E. Bernabeu et J. M. Alvarez, Shift and broadening of hyperfine component of the first doublet of cesium perturbed by foreign gases. *Phys. Rev. A*, **22**, 2690 – 2695 (1980).
- [59] M. de Labachellerie, C. Latrasse, P. Kemssu et P. Cerez, The frequency control of laser diodes. *J. Phys. III France*, **2(9)**, 1557–1589 (1992).
- [60] G.P. Agrawal et N.K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, vol. **second edition**. Van Nostrand Reinhold, New York (1993).
- [61] Yokogawa (). <http://www.yokogawa.com>.
- [62] Avalon - photonics (). <http://www.avap.ch/>.
- [63] M.P. Van Exter, M.B. Willemsen et J.P. Woerdman, Polarization modal noise and dichroism in vertical-cavity semiconductor lasers. *Appl. Phys. Lett.*, **74(16)**, 2274–2276 (1999).
- [64] K. Panajotov, B. Ryvkin, M. Peeters, H. Thienpont et I. Veretennicoff, Polarisation switching in vcsel's due to thermal lensing. *IEEE Photonics Technology Letters*, **10(1)**, 6–8 (1998).

-
- [65] P. Signoret, M. Myara, J.P. Turrenc, B. Orsal, M.H. Monier, J. Jacquet, P. Leboudec et F. Marin, Bragg section effects on linewidth and lineshape in 1.55 μm dbr tunable laser diodes. *Photonics Technology Letters, IEEE*, **16**(6), 1429–1431 (June 2004).
- [66] H. Li et K. IGA, *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices*. Springer (2003).
- [67] S. Knappe, P.D.D. Shah, L. Hollberg, C. Henry et J. Kitching, A microfabricated atomic clock. *Appl. Phys. Lett.*, **85**(9), 1460 – 1462 (August 2004).
- [68] C. Henry, Theory of the linewidth of semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **18**(2), 259–264 (1982).
- [69] C. Henry, Theory of phase noise in semiconductor lasers. *Journal of Lightwave Technology*, **4**(3), 298–311 (1986).
- [70] G.P. Agrawal, Power spectrum of directly modulated single-mode semiconductor lasers : Chirp induced fine structure. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **21**(6), 680–686 (1985).
- [71] L.B. Mercer, 1/f frequency noise effects on self-heterodyne linewidth measurements. *J. Lightwave Technology*, **9**(4), 485–493 (1991).
- [72] Photline (). <http://www.photline.fr/>.
- [73] S. Knappe, R. Wynands, J. Kitching, H.G. Robinson et L. Hollberg, Characterization of coherent population-trapping resonances as atomic frequency references. *J. Opt. Soc. Am. B*, **18**(11), 1545–1553 (November 2001).
- [74] S. Knappe, J. Kitching, L. Hollberg et R. Wynands, Temperature dependence of coherent population trapping resonances. *Appl. Phys. B*, **74**(3), 217 – 222 (2002).
- [75] K.M.H. Kwakernaak, S. Lipp, S. McBride, P. Zanzucchi, W.K. Chan, V.B. Khalfin, H. An, Jr. Whaley, R.D., B.I. Willner, A. Ulmer, J.Z. Li, T. Davis, A.M. Braun, J.H. Abeles, A. Post, Y.Y. Jau, N.N. Kuzma et W. Happer, Components for batch-fabricated chip-scale atomic clocks. In *Proceedings of the 36 th Annual Precise Time and Time Interval Systems Applications Meeting*, pages 355 – 368, Washington - DC (December 7-9, 2004).

-
- [76] A. Douahi, L. Nieradko, J.C. Beugnot, J. Dziuban, H. Maillotte, S. Guérandel, M. Moraja, C. Gorecki et V. Giordano, Vapour microcell for chip scale atomic frequency standard. *Electronics Letters*, **43**(5), 279 – 280 (June 2007).
- [77] T. Takakura, T. Tako et K. Iga, Linewidth measurement of a single longitudinal mode algaas laser with a fabry-perot interferometer. *Japan J. Appl. Phys.*, **19**(12), 725–727 (1980).
- [78] M.W. Fleming et A. Mooradian, Fundamental line broadening of single mode (gaal) as diode laser. *Appl. Phys. Lett.*, **38**, 511–513 (1981).
- [79] Y. Yamamoto, T. Mukai et S. Saito, Quantum phase noise and linewidth of a semiconductor laser. *Electron. Lett.*, **17**(9), 327–329 (1981).
- [80] K. Vahala et A. Yariv, Semiclassical theory of noise in semiconductor lasers. *IEEE J. Quantum Electron*, **19**(6), 1096–1101 (1983).
- [81] N. Allard et J. Lielkopf, The effect of neutral nonresonant collisions on atomic spectral lines. *Reviews of modern physics*, **54**, 1103 – 1182 (1982).
- [82] P.B. Gallion et G. Debarge, Quantum phase noise and field correlation in single frequency semiconductor lasers systems. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **20**(4), 343–349 (April 1984).

Table des figures

1.1	<i>Stabilité de fréquence relative d'un oscillateur à quartz et d'une horloge à jet de césium.</i>	5
1.2	<i>Schéma de principe de fonctionnement d'une horloge atomique.</i>	8
1.3	<i>La structure hyperfine de l'atome de césium.</i>	11
1.4	<i>Transition pompante.</i>	13
1.5	<i>Transition cyclante.</i>	14
1.6	<i>Système Λ correspondant à l'atome de césium pour lequel on a négligé la structure Zeeman.</i>	14
1.7	<i>Situation réelle. La structure Zeeman impose d'utiliser une onde polarisée circulairement (ici σ^+) pour réaliser des transitions Λ</i>	15
1.8	<i>Représentation d'une interaction de l'atome à vitesse v avec une onde électromagnétique $\vec{k}$.</i>	18
1.9	<i>Schéma de principe d'une horloge à jet de césium à déflexion magnétique.</i>	19
1.10	<i>Principe de la fontaine atomique.</i>	20
1.11	<i>Principe de la résonance atomique dans une horloge à cellule de rubidium.</i>	21
1.12	<i>Le schéma de principe d'une horloge atomique miniature</i>	22
1.13	<i>Le prototype de la CSAC-NIST.</i>	23
1.14	<i>Stabilité relative de fréquence du prototype NIST.</i>	24
1.15	<i>Le prototype de la CSAC-Symmetricom</i>	25

1.16	<i>Stabilité relative de fréquence du prototype Symmetricom</i>	25
1.17	<i>Comparatif de la stabilité relative de fréquence des horloges CPT.</i>	27
1.18	<i>Stabilité relative de fréquence des différents horloges.</i>	28
2.1	<i>Profil gaussien de la densité des atomes de césium selon leurs classes de vitesse.</i>	31
2.2	<i>Description de l'expérience de l'absorption linéaire.</i>	32
2.3	<i>Diagramme des transitions atomiques d'un système à deux niveaux.</i>	32
2.4	<i>Evolution des populations dans les deux niveaux $1\rangle$ et $2\rangle$ suite à la variation du rapport $\frac{2W}{A}$.</i>	34
2.5	<i>Représentation des deux raies laser et atomique dans le cas d'une excitation large bande.</i>	35
2.6	<i>Comparaison des valeurs d'absorptions optiques théoriques et expérimentales.</i>	40
2.7	<i>Pompage optique</i>	41
2.8	<i>Représentation simplifiée de l'état sombre</i>	42
2.9	<i>Représentation de la résonance en fonction de la fréquence de modulation de la diode laser</i>	44
2.10	<i>Système atomique à trois niveaux en interaction avec deux champs résonants .</i>	45
2.11	<i>Signal CPT simulé dans le cas idéal</i>	47
2.12	<i>Amplitude du signal CPT dans le cas réel</i>	49
2.13	<i>Illustration des chocs d'un atome de césium avec les parois dans une cellule sans gaz tampon.</i>	50
2.14	<i>Le libre parcours moyen réduit dans une microcellule en présence d'un gaz tampon.</i>	51
2.15	<i>Variation de la largeur CPT en fonction de la pression de l'argon calculé pour des longueurs de cellules différentes</i>	53
2.16	<i>Variation de la largeur de raie suite aux collisions Cs-Cs</i>	53

2.17	<i>Largeur de raie CPT pour deux dimensions de cellules en fonction de l'intensité lumineuse totale et de la pression de gaz tampon introduite à 25°C. $L = 2R$ et $T = 65^\circ\text{C}$.</i>	55
2.18	<i>AM noise of a AVALON VCSEL [31].</i>	57
2.19	<i>L'évolution des bruits laser FM et AM, du bruit shot noise et du bruit de détection en fonction de la puissance laser.</i>	59
2.20	<i>Représentation de la variation de la stabilité pour plusieurs longueurs de cellules à 65°C.</i>	60
2.21	<i>Déplacement en fréquence dans une cellule à rubidium avec $P_{\text{Ar}} = P_{\text{N}_2}$.</i>	63
3.1	<i>Cellule à vapeur de dimension centimétrique ($L=20\text{ cm}$) avec le queusot.</i>	66
3.2	<i>Microcellule à queusot fabriquée au NIST.</i>	67
3.3	<i>Microcellule MEMS réalisée par le NIST</i>	68
3.4	<i>Principe de bâti de gravure ionique réactive profonde.</i>	69
3.5	<i>Cavité de la microcellule et systèmes de filtration.</i>	70
3.6	<i>Dépôt de la couche de NiCr sur les deux cotés du substrat de silicium polis.</i>	71
3.7	<i>Procédure de gravure du coté supérieur du substrat de silicium sur une profondeur de 500µm.</i>	71
3.8	<i>Seconde procédure de gravure permettant de réaliser les deux cavités et la chicane de la microcellule.</i>	72
3.9	<i>A droite, dégradation des surfaces au-delà des 300 µm l'intersection des deux gravures provoque des infractuosités importantes, à gauche la rugosité mesurée sur la paroi d'une microcellule DRIE.</i>	73
3.10	<i>Rugosité de la surface d'une microcellule sur 10µm × 10µm.</i>	73
3.11	<i>Schéma de principe de la gravure à ultrason.</i>	74
3.12	<i>Première microcellule réalisée à l'aide de la gravure à ultrason.</i>	75

3.13	<i>A droite, une photo d'une microcellule gravée à l'ultrason , à gauche la rugosité mesurée sur la paroi d'une microcellule Ultrason.</i>	76
3.14	<i>Les 144 microcellules réalisées dans un substrat.</i>	76
3.15	<i>a) Embout du premier outil, b) Embout du deuxième outil.</i>	77
3.16	<i>Principe de la soudure anodique</i>	78
3.17	<i>A gauche, l'enceinte de la soudure anodique , à droite, le collage hermétique réalisé entre le verre et le silicium de la microcellule.</i>	78
3.18	<i>Nouvelle technique de remplissage (par pipetage) des microcellules adoptée par le NIST.</i>	80
3.19	<i>(carrés) : déviation d'Allan de la microhorloge du NIST avec une microcellule remplie par réaction chimique, (triangles) : déviation d'Allan de la microhorloge avec une microcellule remplie par pipetage.</i>	81
3.20	<i>Remplissage des microcellules.</i>	82
3.21	<i>A gauche, la structure du dispenser SAES , à droite, une photo du dispenser. . .</i>	83
3.22	<i>Ouverture dans la microcellule maintenue par le flag.</i>	84
3.23	<i>Photo d'une des premières microcellules réalisées.</i>	84
3.24	<i>Illustration de la machine permettant de réaliser le pompage du vide et l'insertion du gaz tampon.</i>	86
3.25	<i>Nouvelle machine de soudure anodique en cours de fabrication.</i>	86
3.26	<i>Processus d'activation des atomes de césium.</i>	87
3.27	<i>Dépôt des atomes de césium uniquement dans la cavité distributeur.</i>	88
3.28	<i>Variation de la densité des atomes de césium en fonction de la température en régime de la vapeur saturante.</i>	89
3.29	<i>Schéma de l'implantation de la cellule et de sa régulation thermique.</i>	90
3.30	<i>Banc optique de spectroscopie.</i>	91
3.31	<i>Pertes de l'intensité à travers une microcellule.</i>	91

3.32	<i>Absorption linéaire dans une microcellule observée à l'aide d'une diode VC-SEL, la température de la microcellule $T_{cell}=60^{\circ}\text{C}$.</i>	92
3.33	<i>Variation de l'amplitude d'absorption I_{abs} dans la microcellule V1 suite à une première activation.</i>	95
3.34	<i>Variation de l'amplitude d'absorption I_{abs} dans la microcellule V1 suite à une deuxième activation.</i>	95
3.35	<i>Variation de l'amplitude d'absorption I_{abs} dans la microcellule V1 suite à une troisième activation. La température de la microcellule est maintenue à 80°C.</i>	96
3.36	<i>Variation de l'amplitude d'absorption I_{abs} dans la microcellule V2 suite à une première activation. La température de la microcellule est à nouveau de 100°C.</i>	97
3.37	<i>Variation de l'amplitude d'absorption I_{abs} dans la microcellule V2 suite à l'activation prolongée.</i>	97
3.38	<i>Variation de l'amplitude d'absorption I_{abs} dans la microcellule V7 suite à une première activation.</i>	98
3.39	<i>L'activation laser libère une quantité N d'atomes de césium qui est observée sous forme liquide pendant la procédure.</i>	99
3.40	<i>Les atomes réagissent avec les parois (passivation) ou avec des polluants. Si l'activation n'est pas assez énergétique, tout le césium est consommé. Il est probable que certains atomes soient piégés dans les infractuosités de la paroi.</i>	99
3.41	<i>La mise en température provoque l'ouverture de certains pièges et une absorption notable est observée. Il faut que la température soit proche des 100°C.</i>	100
3.42	<i>Le maintien à 100°C engendre une agitation thermique et de nouvelles réactions ont lieu, la densité chute notablement.</i>	100
3.43	<i>Ancienne procédure d'activation à gauche et nouvelle procédure à droite.</i>	102
3.44	<i>Variation de l'amplitude d'absorption I_{abs} dans deux microcellules suite à une seule procédure d'activation.</i>	102

3.45	<i>Les amplitudes d'absorption réalisées à 65°C sur une microcellule et à 20°C sur une grande cellule. L'intensité laser est de $I_{laser}=6,37\text{mW/cm}^2$.</i>	104
3.46	<i>Stabilité de la densité atomique du césium dans la microcellule à long terme.</i>	105
3.47	<i>Variation de V_{abs} à des températures différentes en fonction de l'intensité laser.</i>	106
3.48	<i>Augmentation de la largeur du spectre d'absorption en fonction de la température de la microcellule.</i>	106
3.49	<i>Absorption linéaire dans deux microcellules différentes en présence et en absence de gaz tampon.</i>	108
3.50	<i>Dérivée calculée à partir des signaux d'absorption.</i>	108
3.51	<i>Banc optique de l'absorption saturée.</i>	110
3.52	<i>Absorption saturée.</i>	111
4.1	<i>Diode Fabry-Perot</i>	115
4.2	<i>Exemple de saut de modes dans une diode laser à émission par la tranche type HLP1400 pour un courant $I_{DL} = 60 \text{ mA}$. Même en changeant le courant d'injection le laser ne permet pas d'atteindre la longueur d'onde utile</i>	115
4.3	<i>Vue simplifiée d'une diode DBR</i>	116
4.4	<i>Puissance émise en fonction du courant de polarisation</i>	117
4.5	<i>Schéma de principe d'un LCE à filtre interférentiel</i>	118
4.6	<i>Structure de la cavité résonante de la diode laser VCSEL</i>	119
4.7	<i>Photo d'une diode laser VCSEL AVALON-Photonics dans un boîtier TO46</i>	120
4.8	<i>Evolution de la puissance optique versus le courant de polarisation du VCSEL</i>	121
4.9	<i>Mesure du diamètre du faisceau émis en utilisant un Pin-hole</i>	122
4.10	<i>Variation de la polarisation du champ laser émis par un VCSEL-AVALON avec maintien de polarisation</i>	123
4.11	<i>Accordabilité de la longueur d'onde du VCSEL autour des 852nm</i>	125

4.12	<i>Schéma du banc optique utilisé pour moduler la diode laser VCSEL-AVALON à 4,6GHz</i>	125
4.13	<i>Spectre d'émission d'une diode laser VCSEL-AVALON modulée à 4,6GHz</i>	126
4.14	<i>Montage de mesure du bruit d'amplitude optique</i>	127
4.15	<i>Densités spectrales de tension du photodétecteur, l'amplificateur faible bruit et le laser</i>	128
4.16	<i>Densité spectrale de bruit en courant du champ électrique laser</i>	128
4.17	<i>Photo du modulateur électro-optique</i>	129
4.18	<i>Schéma du cristal LiNbO3 coupé en z dans un modulateur électro-optique</i>	129
4.19	<i>$J_0(\gamma)$ et $J_1(\gamma)$</i>	131
4.20	<i>Spectres lasers espacés de Ω suite à une modulation RF du faisceau laser à une fréquence $F_{RF} = 1$ GHz avec une puissance $P_{RF} = 20.5$ dBm ($J_0 = J_1$).</i>	131
4.21	<i>Spectres lasers espacés de Ω suite à une modulation RF du faisceau laser à une fréquence $F_{RF} = 1$ GHz avec une puissance $P_{RF} = 24.6$ dBm ($J_0 = 0$).</i>	132
5.1	<i>Schéma simplifié du banc CPT LNE-SYRTE.</i>	134
5.2	<i>Photo du banc optique CPT-LNE-SYRTE.</i>	135
5.3	<i>Différents courbes CPT obtenus à trois températures différentes de la microcellule 40°C, 50°C et 60°C.</i>	135
5.4	<i>Schéma représentatif du banc CPT-VCSEL.</i>	136
5.5	<i>Représentation des absorptions Doppler des deux transitions D2.</i>	138
5.6	<i>Absorptions Doppler suite à une modulation RF de la diode laser VCSEL.</i>	139
5.7	<i>Contraste de la raie d'absorption Doppler correspondant à la superposition des deux spectres laser b_{-1} et b_{+1} en fonction de l'amplitude RF.</i>	140
5.8	<i>Banc optique CPT avec diode DBR YOKOGAWA-850nm et modulateur électro-optique Photline Technologies-LN10.</i>	141

5.9	<i>Les différents spectres d'absorption Doppler mesurés dans une cellule à césium suite à une modulation de la diode laser à 4.6 GHz.</i>	142
5.10	<i>Signal CPT observé dans une cellule ($L=2R= 2$ cm) sans gaz tampon et sans champ magnétique à température ambiante.</i>	143
5.11	<i>Les sept raies de résonance dans une cellule à césium à vide en présence d'un champ magnétique statique B_0.</i>	144
5.12	<i>Variation de l'amplitude du signal détecté en fonction de la puissance du laser.</i>	145
5.13	<i>Absorption linéaire dans une cellule à césium avec du Néon (15 Torr).</i>	146
5.14	<i>Largeur de la résonance 0 – 0 dans une cellule à césium avec Néon en présence d'un champ magnétique statique B_0 de 100 mG. L'intensité laser totale est de 1.6 mW/cm^2 et la température de la cellule est de 60°C.</i>	147
5.15	<i>Variation de l'amplitude du signal de résonance 0 – 0 en fonction de l'intensité laser dans une cellule contenant Cs+15 torr de Ne.</i>	148
5.16	<i>Variation de la largeur spectrale du signal de résonance 0 – 0 en fonction de l'intensité laser dans une cellule contenant du Cs + 15 Torr de Ne.</i>	149
5.17	<i>Représentation du déplacement en fréquence de la résonance dans deux cellules avec deux pressions différentes.</i>	150
5.18	<i>Déplacement en fréquence du signal de résonance 0 – 0 en fonction de la température dans une cellule contenant du Cs+15 torr de Ne</i>	151
5.19	<i>Signal CPT dans une microcellule sans gaz tampon chauffée à 60°C.</i>	153
5.20	<i>Evolution de la largeur du signal 0 – 0 en fonction de la température dans une cellule contenant du Cs+Ar.</i>	154
5.21	<i>Variation de la largeur de raie dans la microcellule à césium en présence de gaz tampon.</i>	154
5.22	<i>Variation de l'amplitude du signal de résonance 0 – 0 en fonction de la température.</i>	156

5.23	<i>Variation du contraste du signal de résonance 0 – 0 en fonction de l'intensité laser dans une cellule contenant Cs+Ar.</i>	157
5.24	<i>Variation des signaux "dérivées" mesurés à la sortie de la détection pour différentes valeurs de températures dans une cellule contenant Cs+Ar.</i>	158
A.1	<i>Déplacement des niveaux hyperfins de l'état fondamental en présence d'un champ magnétique.</i>	167
B.1	<i>Wafer de VCSEL</i>	169
B.2	<i>Structure de la cavité résonante d'obtenir des émissions monomodes transverses</i>	170
B.3	<i>De gauche à droite, le mécanisme d'absorption, l'émission stimulée et l'émission spontanée</i>	170
B.4	<i>Schéma de principe du câblage électrique du VCSEL</i>	171
C.1	<i>Banc de mesure de largeur de raie - homodyne</i>	174
C.2	<i>Largeur de raie mesuré expérimentalement</i>	175
C.3	<i>Largeur de raie à partir d'une simulation</i>	176

Liste des tableaux

1.1	<i>Quelques caractéristiques des atomes alcalins.</i>	11
1.2	<i>La consommation et la dimension des différents éléments de la CSAC-NIST.</i>	24
1.3	<i>La consommation des différents éléments de la CSAC-Symmetricom</i>	26
2.1	<i>Constante de diffusion D_0 et section efficace σ_{gt} pour plusieurs gaz tampons</i>	52
2.2	<i>Les coefficients de pression et de température pour le césium 133, $T_0 = 333$ K [25].</i>	62
2.3	<i>Les coefficients de pression et de température pour le Rb87, $T_0 = 333$ K [25].</i>	63
3.1	<i>Les étapes de la soudure anodique.</i>	82
3.2	<i>Paramètres de la soudure anodique réalisée à Wroclaw.</i>	93
3.3	<i>Résumé des résultats des tests de spectroscopie</i>	101
4.1	<i>Caractéristiques des différentes diodes lasers semi-conducteurs</i>	114
5.1	<i>Comparaison des coefficients de pression et de température dans notre cellule et de la cellule référence,[25].</i>	151
5.2	<i>Déplacement des fréquences de résonances mesurées.</i>	157
5.3	<i>La pression P_0 calculée pour chaque valeur des températures de mesures.</i>	159
5.4	<i>Variation de l'amplitude et du contraste du signal CPT.</i>	160
5.5	<i>Résultats des différents laboratoires</i>	160

A.1	<i>Valeurs numériques des différents paramètres de l'équation de Breit-Rabi. . .</i>	166
-----	--	-----

Résumé

Ce mémoire présente les contributions au développement d'une micro-horloge CPT (Coherent Population Trapping), les travaux ont portés sur l'étude, la réalisation et la caractérisation des microcellules à vapeur de césium. La micro-horloge aura une taille de quelques centimètres cube et consommera quelques dizaines de milliwatts permettant ainsi son alimentation avec une pile (type AAA par exemple). La stabilité visée de la micro-horloge est de l'ordre des 10^{-11} , soit une déviation d'une seconde tous les 300 ans. Le coeur de cette horloge sera constitué d'un système intégré (MEMS) comportant une diode laser modulée (à la fréquence moitié de la transition hyper-fine), une cellule contenant la vapeur de Césium et un photo-détecteur. Le principe mis en jeu est le piégeage cohérent de population qui permet d'obtenir une courbe de résonance sans effet Doppler et sans avoir recours à une cavité résonnante micro-onde. Ce type de dispositif est fabriqué à base de wafers à semi-conducteurs. Utilisant des techniques de micro-fabrications, les systèmes micro-électro-mécaniques (MEMS). Ces systèmes offrent le potentiel de réaliser en masse et à faible coût une horloge atomique avec une taille d'une puce permettant une intégration facile dans des appareils électroniques miniatures. Nous présentons ici la réalisation de microcellule d'absorption qui est un problème en soi car elle implique l'étude des phénomènes de dégazage dans des petits volumes, des problèmes de collisions des atomes avec les parois. Une technologie complètement originale permettant de générer la vapeur de césium une fois la cellule scellée est présentée. Nous pensons que cette technologie permettra de résoudre les problèmes de fiabilité et de dérive à long terme inhérents aux technologies proposées par ailleurs. Un brevet a été déposé afin de protéger cette nouvelle technologie. Une étude théorique des absorptions linéaires et non linéaires a été menée dans le but de prouver la faisabilité d'une micro-horloge avec une microcellule à césium en présence d'un gaz tampon. Enfin, des composants optoélectroniques ainsi que des mesures de spectroscopies sont également présentés.

Mots-clés :

Micro-horloge atomique, microcellule MEMS, absorption, piégeage cohérent de populations, gaz tampon.

Abstract

This thesis presents contributions to the development of a CPT (Coherent Population Trapping) micro-clock, the work is focused on the : study, development and characterization of cesium vapor microcells. The micro-clock are about the size of few cubic centimeters, consume less than 75 thousandths of a watt enabling the clock to be operated on batteries (type AAA for example) and are stable to one part in 10 billion, equivalent to a deviation of one second every 300 years. This clock will consist of an integrated system (MEMS) with a diode laser modulated (at half the frequency transition hyper-fine), a cell containing Cesium vapor and a photo-detector. The principle is the coherent population trapping which allows to obtain a resonance curve without Doppler effect and without recourse to a resonant cavity microwave. This "physics package" could be fabricated and assembled on semiconductor wafers using existing techniques for making micro-electro-mechanical systems (MEMS), offering the potential for low-cost mass production of an atomic clock permitting easy integration in electronics devices. Moreover, we present the realization of micro-cell absorption which is a problem in itself because it involves the study of phenomena of degassing in small volumes, problems of collisions of atoms with walls. A completely original technology for generating vapor cesium once the cell is sealed is presented. We believe that this technology will solve the problems of reliability and long-term drift inherent in the proposed technologies elsewhere. A patent has been filed to protect this new technology. A theoretical study of linear and nonlinear absorption has been conducted to prove the feasibility of a micro-clock with cesium microcell with buffer gas. Finally, optoelectronic components and spectroscopic measures are also presented.

Keywords :

chip-scale atomic clock, microcell MEMS, absorption, Coherent population trapping, buffer gas.