HAL
open science

Première observation de la transition fortement interdite 1S0-3P0 du strontium, pour une horloge optique à atomes piégés

Irene Courtillot

To cite this version:

Irene Courtillot. Première observation de la transition fortement interdite 1S0-3P0 du strontium, pour une horloge optique à atomes piégés. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2003. Français. NNT : . tel-00004039

HAL Id: tel-00004039

https://theses.hal.science/tel-00004039v1

Submitted on 19 Dec 2003

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

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

LABORATOIRE DES SYSTÈMES DE
RÉFÉRENCE TEMPS-ESPACE
DU BUREAU NATIONAL DE MÉTROLOGIE

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS VI

Spécialité Physique Quantique

présentée par Irène COURTILLOT

pour obtenir le grade de Docteur de
l'Université de Paris VI

Sujet de Thèse :

Première observation de la transition fortement interdite $^1S_0 - {}^3P_0$ du strontium, pour une horloge optique à atomes piégés

Soutenue le 21 novembre 2003 devant le jury composé de :

M.	J.-M. RAIMOND	Président du jury
M.	F. BIRABEN	Rapporteur
M.	J. VIGUÉ	Rapporteur
M.	R. KAISER	Examinateur
M.	E. PEIK	Examinateur
M.	C. SALOMON	Membre invité
M.	M. GRANVEAUD	Directeur de thèse
M.	P. LEMONDE	Directeur de thèse

Remerciements

J'ai effectué ce travail de thèse au BNM-SYRTE, le laboratoire des systèmes de référence temps-espace du bureau national de métrologie. Je remercie Michel Granveaud, directeur du laboratoire, pour son accueil et pour avoir accepté la responsabilité de directeur de thèse ; ainsi que Philip Tuckey qui a pris sa succession à la direction du SYRTE. Merci spécialement à Michel Granveaud de m'avoir offert l'opportunité de réaliser, à moi aussi, une fontaine atomique à l'occasion de l'exposition "Temps mesurés, Temps démesurés" de l'Observatoire de Paris.

Cette thèse a été encadrée par Pierre Lemonde. Je tiens à le remercier très sincèrement pour tout ce qu'il m'a apporté, pour l'élan qu'il a su donner à cette expérience, pour son enthousiasme et son dynamisme. Il a su me communiquer son plaisir d'expérimentateur et j'ai pu bénéficier de ses innombrables connaissances. Il m'a également transmis quelques savoirs ayant de larges applications comme le sens de serrage d'une vis ou l'utilité d'un passeport à l'étranger... Après trois années à ses cotés, je n'ai qu'un seul regret : ne pas avoir pu trouver de passage adiabatique entre l'andouillette et le cenovis. Cette transition là est définitivement impossible !

J'ai eu la chance de bénéficier de nombreuses discussions avec André Clairon qui a suivi de près le déroulement de l'expérience. Il a toujours fait preuve d'une grande disponibilité pour résoudre mes problèmes aussi bien théoriques qu'expérimentaux. J'ai beaucoup goûté sa façon d'exprimer son intérêt et ses attentes quant au déroulement de l'expérience. Je tiens également à le remercier très chaleureusement pour toutes ses phrases de soutien quotidiennes d'une très grande variété : "Alors, ce MOT ?", "Alors, cette transition ?", "Alors, cette thèse ?"...

Je remercie Audrey Quessada-Vial qui m'a rejoint dans l'aventure thésard-strontium ; spécialement pour son travail sur le laser ultra-stable qui a été un élément central pour la détection des transitions atomiques. Merci également à Richard Kovacich qui en tant que post-doc s'est également impliqué dans cette expérience, et en tant qu'australien, a considérablement élargi mon vocabulaire anglais. Je les remercie tous deux pour la bonne humeur qu'ils ont amenée à la cave ! J'ai eu le plaisir de rencontrer Rodolphe Le Targat qui a commencé sa thèse sur cette expérience alors que je finissais de rédiger. Je

tiens à lui souhaiter, à la suisse, "tout de bon" !

Toutes les mesures de fréquence optique n'auraient pu être effectuées sans l'utilisation de la chaîne de fréquence basée sur le laser femtoseconde du laboratoire. Je tiens à remercier très chaleureusement toute l'équipe femto qui a toujours fait preuve d'une grande disponibilité et a très bien su s'accommoder des centaines de μW de rouge dont on pouvait se séparer. Merci donc à Daniele Rovera qui dirige cette expérience, à Anders Brusch et à Dmitri Kolker pour leur efficacité. Même si nos conversations étaient un peu succinctes ("c'est délocké ?"), je les remercie d'avoir partagé avec moi de nombreuses soirées de mesure à la cave.

La somme de fréquence non linéaire a été conçue par Jean-Jacques Zondy. Sa mise en oeuvre n'aurait pas été aussi efficace sans avoir bénéficié de ses connaissances et son expérience. Je le remercie très chaleureusement pour avoir su m'initier à l'optique non linéaire et pour sa disponibilité face à mes nombreuses interrogations. Je remercie également Arnaud Landragin qui a réalisé les premiers tests expérimentaux pour la réalisation de cette source laser.

Je tiens à remercier Ouali Acef pour sa disponibilité et les transits de matériel entre les deux salles de manipe. Merci d'avoir remis en état un laser Ti :Sa dont l'expérience n'a malheureusement pas encore bénéficié mais qui sera très probablement mis à contribution par la suite.

J'ai bénéficié des nombreuses compétences du service d'électronique du BNM-SYRTE. Je tiens à remercier Giorgio Santarelli, qui dirige ce service, pour son implication dans l'expérience, ses nombreux conseils et son franc parler. Merci à Michel Lours pour ses explications et sa patience ; ainsi qu'à Michel Dequin, Laurent Volodimier et Pascal Michèle qui ont réalisé de nombreux boîtiers d'électronique pour l'expérience, et m'ont toujours accueillie avec le sourire lorsque je venais au labo d'électronique.

J'ai eu la chance de bénéficier des compétences d'Annie Gérard dans le domaine ultra-vide. Je la remercie très chaleureusement d'avoir toujours répondu à mes appels ("Annie ça fuit...") avec beaucoup de calme, d'assurance et d'efficacité.

Je remercie Armel Legrand pour ses conseils lors des phases de conception des différentes pièces de l'expérience. Merci également à Jean-Pierre Aoustin et Jacques Hammès qui m'ont toujours accueillie avec enthousiasme ("ah non, pas encore elle...") lors de mes visites, certes intéressées, à l'atelier de mécanique.

Je remercie toute les madames du service administratif qui ont fait preuve d'une grande disponibilité ; spécialement Catherine Laurent qui m'a aidé à passer efficacement mes nombreuses commandes dès mon arrivée au laboratoire avec (presque) toujours le sourire, et Yertha Baïdomti qui a rejoint ce

service au cours de ma thèse, amenant avec elle son rire communicatif.

Merci également à Pascal Blondé pour sa gestion du réseau informatique sans cesse en extension.

J'ai eu le plaisir de partager le bureau de Pierre Lemonde et Philippe Laurent et d'avoir ainsi pu assister à leurs débats scientifiques toujours très argumentés. Je tiens à remercier Philippe pour ses conseils avisés, ses encouragements, sa bonne humeur quotidienne et son respect de la loi Evin.

Je remercie également tous les autres membres du laboratoire qui m'ont renseignée, aidée ou simplement avec qui j'ai eu le plaisir de partager de nombreux moments. Merci spécialement à Liliane Garin pour son sourire matinal ; à Stéphane Guérandel, Stéphane Trémine et Thomas Zanon qui n'ont jamais craqué malgré mes multiples intrusions dans leur bureau ; à Shougang Zhang pour m'avoir appris deux mots de chinois et avoir partagé avec moi de nombreuses soirées et journées d'écriture ; à Peter Wolf pour sa passion de la pêche à la ligne ; à Peter Rosenbusch pour sa rigueur d'écriture ; à Ivan Maksimovic et Michel Abgrall pour leur accueil en période de canicule ; à Sébastien Bize pour sa passion communicative des horloges atomiques ; à Franck Pereira Dos Santos pour ses conseils scientifiques et stratégiques ; à François Narbonneau pour ses capacités d'organisation... Je remercie mes aînés thésards qui ont beaucoup contribué à ma rapide intégration au sein du laboratoire et m'ont ensuite aider dans mes travaux au quotidien. Je pense spécialement à Michel Agrall, Sébastien Bize, Albane Douillet, Polo Pottie et Yvan Sortais. Je n'oublierai pas non plus les discussions scientifiques ou amicales avec les plus jeunes arrivés : Florence Yver-Leduc, Davide Calonico, Harold Marion, Damien Chambon, Jan Grünert, Céline Vian, Patrick Chenet, Benjamin Canuel...

Je suis très reconnaissante à Robin Kaiser, Ekkehard Peik, Jean-Michel Raimond et Christophe Salomon de l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail en acceptant de faire partie du jury de soutenance ; plus encore à François Biraben et Jacques Vigué d'avoir accepté la charge de rapporteur.

Je remercie le CNRS et le BNM d'avoir co-financé cette thèse. J'en profite pour remercier tout spécialement Maguelonne Chambon du BNM pour la bonne humeur qu'elle apporte au labo à chacune de ses visites et son ouverture d'esprit, spécialement à l'étranger...

Je tiens enfin à remercier toutes les personnes qui ont manifesté leur intérêt pour la transition fortement interdite du strontium en venant assister à ma soutenance, ou en me demandant des nouvelles de l'expérience en temps réel : je ne savais pas que le strontium pouvait susciter un tel intérêt ! Merci spécialement à Olive, Jean-Pierre, Dominique, Stéphane, Mano et Françoise, GP et Lalla, Christian et Geneviève, Vincent et Mishka, Nina et Pierre, Jean et Willy, Nicolas et Odile, Ludovic et Corentin, Anna et Mathias, Carine et

Raphaël, Marion, Mounir, Annie, Clément, Michel (A), Christian (B), Colette (C), Sophie, Yves, Max et Nicole, Chantal et Olivier, Josette et Philippe, Anne et Valérie, Emilie et Grégoire, Emmanuelle, Mathieu, Anne, Michaël, Alice, Rémi, Maqué, Outan, Lolo, Xour, Fafa, Maude, Bertrand, Papet, Arnaud, Denis, Paco, Bruno, Tristan et tous les autres...

Table des matières

Remerciements **1**

Introduction **9**

1 Une source à 461 nm **19**
1.1 Introduction 19
1.2 Somme de la puissance de deux diodes laser 20
1.2.1 Laser en cavité étendue 21
1.2.2 Somme en puissance 22
1.3 Somme de fréquence 24
1.3.1 Cristal de KTP 24
1.3.2 Facteur de conversion 27
1.4 Cavité de surtension 30
1.4.1 Choix du type de cavité 30
1.4.2 Zone de stabilité 31
1.4.3 Adaptation de mode 33
1.4.4 Adaptation d'impédance 34
1.4.5 Caractéristiques de la cavité 35
1.5 Conclusion 38

2 Modélisation du ralentisseur Zeeman **41**
2.1 Introduction 41
2.2 Fonctionnement du ralentisseur 42
2.2.1 Pression de radiation 43
2.2.2 Gradient de champ magnétique 43
2.2.3 Évolution des vitesses 44
2.2.4 Chauffage transverse 47
2.2.5 Influence du profil gaussien du faisceau laser 47
2.3 Ralentisseur Zeeman avec un laser collimaté 49
2.3.1 Principe de la simulation numérique 49
2.3.2 Loi de probabilité des conditions initiales 50

2.3.3 Optimisation des paramètres 52
2.4 Utilisation d'un laser convergent 54
2.4.1 Modification du gradient de champ magnétique 55
2.4.2 Refroidissement transverse 56
2.4.3 Efficacité du ralentisseur avec un laser convergent . . . 56
2.4.4 Conclusion 57
2.5 Bobines du champ magnétique 58
2.5.1 Blindage magnétique 58
2.5.2 Gradient de champ magnétique expérimental 59
2.5.3 Montage expérimental 60

3 La source d'atomes froids de strontium 63
3.1 Introduction 63
3.2 Description générale 64
3.3 Les jets atomiques 68
3.3.1 Le four 68
3.3.2 Le jet utilisé pour asservir les lasers 69
3.3.3 Le jet principal 70
3.3.4 Flux atomique 72
3.4 Le piège magnéto-optique 75
3.4.1 Description générale 75
3.4.2 Taux de pertes et durée de vie du piège 75
3.4.3 Mesure du nombre d'atomes piégés 80
3.5 Efficacité du ralentisseur Zeeman 83
3.5.1 Estimation du flux d'atomes ralentis 84
3.5.2 Optimisation des paramètres du ralentisseur 87
3.6 Conclusion 88

4 Principe de mesure de fréquence de transitions atomiques 91
4.1 Principe général 91
4.2 Le laser ultra-stable 92
4.2.1 Environnement du laser 93
4.2.2 Cavité Fabry-Pérot de très haute finesse 93
4.2.3 Asservissement par la technique de Pound-Drever-Hall 94
4.2.4 Bruit du laser asservi 97
4.3 Le laser femtoseconde 99
4.3.1 Le laser femtoseconde en mode bloqué par effet Kerr . 100
4.3.2 Un peigne de fréquence auto-référencé sur plus d'une octave 103
4.3.3 Mesure absolue d'une fréquence optique 106
4.4 Le laser utilisé pour sonder les atomes 108

4.4.1 Asservissement en phase sur le laser ultra-stable 108
4.4.2 Asservissement sur la transition atomique 110
4.5 Conclusion 111

5 Spectroscopie du ^{87}Sr et du ^{88}Sr pour une mesure indirecte de la fréquence de la transition d'horloge 113
5.1 Introduction 113
5.2 Transition $^1S_0 - {}^3P_1$ 114
5.2.1 Montage expérimental 114
5.2.2 Asservissement du laser 116
5.2.3 Fréquence absolue 119
5.2.4 Structure hyperfine et décalage isotopique du $^3P_1$ . . . 124
5.3 Transition $^3P_1 - {}^3S_1$ 127
5.3.1 Principe de la mesure 127
5.3.2 Dynamique du piège 131
5.3.3 Forme de raie observée 135
5.3.4 Mesures de fréquence 138
5.3.5 Structure hyperfine et décalage isotopique 143
5.4 Transition $^3P_0 - {}^3S_1$ 147
5.4.1 Deux lasers sondes à 679 et 688 nm 148
5.4.2 Détection par déplacement lumineux de la transition $^3P_1 - {}^3S_1$ 151
5.4.3 Mesure par résonance CPT 154
5.4.4 Bilan des mesures avec le laser à 679 nm 162
5.5 Conclusion 164

6 La transition d'horloge $^1S_0 - {}^3P_0$ du ^{87}Sr 167
6.1 Durée de vie et facteur de Landé de l'état $^3P_0$ 168
6.1.1 Couplage hyperfin avec les états $^1P_1$ et $^3P_1$ 168
6.1.2 Calcul de la durée de vie 171
6.1.3 Calcul du facteur de Landé 173
6.2 Excitation directe de la transition 173
6.2.1 Montage expérimental 174
6.2.2 Introduire des pertes significatives dans le PMO 174
6.2.3 La résonance observée expérimentalement 184
6.2.4 Mesure de fréquence de la transition 187
6.2.5 Conclusion 189
6.3 Perspectives : une horloge optique à atomes piégés 190
6.3.1 Un piège optique sans déplacement de fréquence de la transition d'horloge au premier ordre 191

6.3.2 Estimation des déplacements de fréquence 194
6.3.3 Estimation de la stabilité de fréquence 198

Conclusion **201**

A Notations et définitions **205**
A.1 Quelques constantes fondamentales 205
A.2 Définitions utilisées 205
A.2.1 Faisceau gaussien 205
A.2.2 Paramètre de saturation 206

B Quelques données atomiques du strontium **207**
B.1 Facteurs de Landé 207
B.2 Isotopes 208
B.3 Transitions atomiques 208

C Écart type d'Allan **215**

D La méthode de réjection **219**

E Principales publications **221**
E.1 Clock transition for a future optical frequency standard with trapped atoms 223
E.2 Efficient cooling and trapping of strontium atoms 229

Bibliographie **232**

Introduction

Les étalons atomiques de fréquences jouent un rôle de première importance dans de nombreux domaines de la physique. En métrologie tout d'abord puisque la seconde du système international d'unités est définie depuis 1967 comme *"la durée de* 9 192 631 770 *périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de* ^{133}Cs*"* [1]. L'unité de temps est aujourd'hui réalisée par des étalons primaires de fréquence avec une incertitude relative inférieure à 10^{-15} [2], ce qui en fait la grandeur physique dont la réalisation est la plus exacte. Une démarche naturelle est alors d'essayer de relier d'autres unités à la métrologie du temps et des fréquences. Ainsi, le mètre est défini depuis 1983 comme *"la longueur du trajet parcouru dans le vide par la lumière pendant une durée de 1/299 792 458 de seconde"*. Cette définition équivaut à fixer la vitesse de la lumière à une valeur conventionnelle. La métrologie des fréquences est également à la base des mesures de tension et de résistance électrique avec l'effet Josephson et l'effet Hall quantique [3]. Mentionnons encore les expériences de balance du Watt, menées par plusieurs laboratoires nationaux, qui visent à relier le kilogramme aux unités électriques et donc aux mesures de fréquences [4].

Des applications plus quotidiennes des étalons atomiques de fréquence sont la synchronisation des réseaux de télécommunications et leur utilisation dans les systèmes de positionnement. Par exemple, le système américain GPS fonctionne avec un ensemble d'horloges atomiques embarquées à bord de satellites.

Les performances ultimes des étalons atomiques de fréquences sont mises à profit en physique fondamentale. La détermination expérimentale de nombreuses constantes fondamentales repose sur des mesures de fréquence [5] : la constante de Rydberg [6], le rapport entre la masse de l'électron et celle du proton [7], la mesure de la constante de structure fine [8, 9]... Les mesures de fréquences de très grande exactitude permettent également de tester des postulats de la relativité générale. Par exemple, le déplacement gravitationnel peut être mesuré en comparant une horloge envoyée dans l'espace avec

une horloge au sol. La première expérience de ce type a été effectuée avec des masers à hydrogène en 1978 [10]. Les missions spatiales ACES/PHARAO, PARCS et RACE permettront d'améliorer cette mesure. Par ailleurs, certaines théories modernes prévoient une violation du principe d'équivalence d'Einstein impliquant une variation des constantes fondamentales [11, 12]. La métrologie des fréquences offre la possibilité de tester en laboratoire ces théories en recherchant notamment une éventuelle dérive de la constante de structure fine [2, 13].

Les paramètres principaux qui caractérisent les performances d'une horloge sont l'exactitude et la stabilité de fréquence. L'exactitude représente l'incertitude sur l'écart entre la fréquence intrinsèque de la transition atomique et la fréquence effectivement délivrée par l'horloge. Les effets physiques qui déplacent expérimentalement la fréquence atomique sont nombreux [14]. Ils sont reliés aux perturbations introduites par l'environnement expérimental et ils dépendent des caractéristiques de l'échantillon atomique ainsi que de la méthode d'interrogation. La stabilité de fréquence d'une horloge traduit son aptitude à reproduire la même fréquence moyenne au cours du temps. Elle est communément caractérisée par l'écart type d'Allan des fluctuations relatives de fréquences (annexe C). Pour un temps de mesure τ, cet écart type peut généralement s'écrire [15, 14] :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{\eta}{Q \times S/B} \times \sqrt{\frac{T_c}{\tau}} \tag{1}$$

$$\text{avec :} \qquad Q = \frac{\nu_0}{\delta\nu} \tag{2}$$

S/B désigne le rapport signal à bruit de la détection de la transition atomique effectuée en un temps T_c. η est un facteur proche de l'unité qui dépend de la méthode d'interrogation. Q est le facteur de qualité atomique, égal à la fréquence de la transition ν_0 divisée par la largeur de la résonance atomique $\delta\nu$. La limite ultime de $\delta\nu$ est égale à la largeur naturelle de la transition atomique. En pratique, elle est généralement restreinte par le temps d'interrogation des atomes ou par des limites techniques comme le bruit de l'oscillateur d'interrogation.

L'exactitude et la stabilité d'un étalon de fréquence sont intimement reliées. La stabilité impose une limite sur la résolution de mesure des effets systématiques qui déplacent la fréquence de la résonance atomique. Inversement, des effets systématiques mal contrôlés altèrent la stabilité long terme de l'horloge.

Aujourd'hui les horloges les plus exactes sont les fontaines atomiques [16,

17] qui utilisent des atomes refroidis par laser [18] à des températures de l'ordre du microKelvin. Ces dispositifs fonctionnent avec des atomes de césium ou de rubidium. La transition d'horloge est une résonance hyperfine de l'état électronique fondamental à environ 9.2 GHz (Cs) ou 6.8 GHz (Rb). Avec des temps d'interrogation proche de 1 s, la résonance peut être détectée avec une largeur de raie de l'ordre de 1 Hz [14]. Le facteur de qualité atomique correspondant est alors voisin de 10^{10}. La stabilité des meilleures fontaines atomiques est limitée par le bruit de projection quantique [19]. Avec 10^7 atomes contribuant au signal d'horloge, une stabilité de 1.5×10^{-14} à 1 s [20] a récemment été obtenue avec la fontaine FO2 du BNM-SYRTE. Cette fontaine bénéficie d'une chaîne de fréquence micro-onde basée sur un oscillateur cryogénique à résonateur en saphir [21]. Les fontaines FO2 et FOM du laboratoire sont les premiers étalons de fréquence à posséder une exactitude relative dans la gamme des 10^{-16} : respectivement 6×10^{-16} pour FO2 qui fonctionne avec des atomes de rubidium et 8×10^{-16} pour FOM avec des atomes de césium [2]. Ces exactitudes sont encore susceptibles d'améliorations [22] mais il est difficilement concevable d'obtenir avec ces dispositifs une valeur inférieure à 1×10^{-16}.

Pour améliorer leur stabilité de fréquence, on pourrait augmenter le nombre d'atomes interrogés car le bruit de projection quantique est inversement proportionnel à la racine carrée de ce nombre. Cependant, ce gain s'effectuerait au détriment de l'exactitude de l'horloge à cause du déplacement de fréquence induit par les collisions entre atomes froids [23]. Pour pousser encore plus loin les performances des étalons de fréquences il semble donc nécessaire d'augmenter le facteur de qualité atomique. Plusieurs méthodes sont actuellement étudiées.

A cause de la gravité terrestre, le temps d'interrogation est limité à environ 1 s pour un dispositif expérimental de taille raisonnable. En revanche, ce temps peut être augmenté jusqu'à une dizaine de secondes dans une horloge embarquée à bord d'un satellite. Plusieurs projets sont engagés dans cette voie comme ACES de l'agence spatiale européenne et PARCS et RACE de l'agence spatiale américaine. ACES vise à faire voler à bord de la station spatiale internationale le maser à hydrogène SHM et l'horloge à atomes froids de césium PHARAO. L'exactitude visée pour cette horloge spatiale est de 1×10^{-16} [24].

Pour améliorer le facteur de qualité atomique, une alternative moins coûteuse consiste à augmenter la fréquence de la résonance atomique. C'est dans cette voie très prometteuse que s'inscrit le développement d'étalons de fréquences optiques : en utilisant des transitions dans le domaine visible ou proche ultra-violet (400 - 1000 THz), la fréquence de la transition d'hor-

loge est augmentée de près de 5 ordres de grandeur par rapport à celles utilisées dans les fontaines atomiques. Les horloges optiques sont développées depuis une quinzaine d'années. A présent plusieurs d'entre elles sont en cours d'évaluation et des exactitudes relatives inférieures à 10^{-14} sont attendues [13, 25, 26]. Courant 2003, un résultat très prometteur a été obtenu à la PTB en démontrant un accord de fréquence entre deux horloges à ion ytterbium au niveau de 2.5×10^{-15} [27]. Par ailleurs, des stabilités de fréquence jusqu'à 3 fois meilleure que celle de la fontaine atomique FO2 ont déjà été rapportées, avec les horloges à atomes de calcium et à ion mercure du NIST : entre 4 et $7{\times}10^{-15}$ à 1 s [28, 29].

La complexité des chaînes de fréquences traditionnelles [30, 31] utilisées pour relier une fréquence optique à une source micro-onde a longtemps été un frein au développement des horloges optiques. Cet obstacle est maintenant surmonté grâce à une avancée majeure dans la métrologie des fréquences. Le développement de nouvelles chaînes de fréquences basées sur l'utilisation d'un laser femtoseconde [32, 33] permet d'effectuer simplement des comparaisons de fréquences optique/micro-onde ou encore optique/optique. Ainsi tous les étalons de fréquences peuvent être aisément comparés. La souplesse d'utilisation de ces chaînes de fréquences a rapidement été mise à profit pour effectuer des mesures de fréquences absolues de très hautes précisions pour des transitions atomiques du Cs [34], Rb [33], Ca [35, 36], CH_4 [37], H [38], I_2 [39, 40, 41], Hg^+ [35], Yb^+ [36, 41], In^+ [42], Sr^+ [41] ...

Ces chaînes de fréquences font l'objet d'une recherche active et leurs performances ultimes sont encore inconnues. Néanmoins, elles ont déjà permis d'obtenir des résultats tout à fait remarquables. La comparaison entre la fréquence d'un laser Nd-YAG et sa seconde harmonique a été réalisée à la PTB. Le rapport entre les deux fréquences a été mesuré avec une erreur de 7×10^{-19} et une stabilité relative de fréquence atteignant quelques 10^{-18} en 100 s [43]. En mesurant l'horloge optique à atomes de calcium du NIST avec deux chaînes de fréquences indépendantes, il a été démontré la faisabilité d'un transfert de stabilité du domaine optique vers le domaine micro-onde au niveau de 2×10^{-14} à 1 s [44]. Ou encore, avec deux chaînes de fréquences référencées à un même quartz à 10 MHz, il a été prouvé au MPQ que ces nouvelles chaînes permettent d'effectuer des comparaisons dans le domaine optique au niveau de 5×10^{-16} [32].

De nombreuses espèces atomiques possèdent des transitions étroites pouvant être utilisées pour réaliser un étalon de fréquence optique [45, 15]. On peut distinguer les étalons optiques fonctionnant avec un ion piégé et ceux utilisant des atomes neutres.

Plusieurs horloges à ions sont en cours de développement : avec Hg^+ [13], Yb^+ [27, 46], In^+ [47], Sr^+ [48, 49], ou Ca^+ [50]. Les transitions d'horloges de ces ions ont toutes des largeurs de raies inférieures à 4 Hz. Les ions peuvent être piégés avec des champs électromagnétiques faibles qui perturbent très peu leur état interne. Ceci constitue l'avantage majeur de l'utilisation des ions par rapport aux atomes neutres pour effectuer une horloge optique. En effet, l'interrogation d'horloge peut être effectuée avec des ions piégés dans le régime de Lamb-Dicke [51] où il n'y a pas de déplacements de fréquences par effet Doppler ni par effet du recul. Par ailleurs, le temps d'interrogation n'est pas limité par la gravité ce qui permet d'obtenir des facteurs de qualité très élevés. La plus grande valeur rapportée à ce jour a été obtenue avec l'horloge à ion Hg^+ du NIST : $Q = 1.6 \times 10^{14}$ pour un temps d'interrogation de 120 ms [52]. Il faut souligner que pour bénéficier de temps aussi longs, un gros travail de stabilisation du laser réalisant l'interrogation d'horloge est nécessaire [53]. Les horloges à ions possèdent cependant un inconvénient majeur : à cause des interactions coulombiennes, elles fonctionnent généralement avec un ion unique. Le rapport signal à bruit de la détection de la résonance est donc limité à 1 sur une mesure. Néanmoins grâce à un facteur de qualité atomique très élevé, d'excellentes stabilités ont déjà pu être démontrées comme la valeur de $7 \times 10^{-15}\,\tau^{-1/2}$ précédemment mentionnée [29].

Les étalons optiques à atomes neutres peuvent quant à eux fonctionner avec un grand nombre d'atomes. Pour prendre la mesure de cet avantage, il faut rappeler que la stabilité ultime de l'horloge est inversement proportionnelle à la racine carrée du nombre de références atomiques. Ainsi avec un facteur de qualité atomique identique, la stabilité obtenue après 3 h de mesure pour une horloge à ion unique peut être atteinte en seulement 1 s avec une horloge fonctionnant avec un nombre typique de 10^6 atomes. En plus de ce gain très important sur le rapport signal à bruit, les horloges à atomes neutres possède l'avantage d'être moins contraignantes au niveau de la stabilité du laser d'interrogation que les horloges à ions [54]. Si les perspectives pour la stabilité des horloges optiques à atomes neutres semblent encore meilleures que celles des horloges à ions, certaines limitations pourraient apparaître quant à l'exactitude. Actuellement, les atomes sont interrogés en chute libre et par conséquent les degrés de libertés externes sont beaucoup moins bien contrôlés que ceux des ions piégés. Un déplacement de fréquence pouvant limiter l'exactitude est par exemple l'effet Doppler. Actuellement, il n'existe pas de techniques permettant de contrôler cet effet au niveau de 1×10^{-16} [25].

Le choix de l'atome de strontium pour l'horloge optique du BNM-SYRTE a été fait en 1999. A cette époque, des expériences d'horloges optiques avaient

Atome	Transition		λ	$\delta\nu_{th}$	Q_{th}
^{24}Mg	$^1S_0 - {}^3P_1$	E1	457 nm	31 Hz	2.1×10^{13}
^{40}Ca	$^1S_0 - {}^3P_1$	E1	657 nm	400 Hz	1.1×10^{12}
^{88}Sr	$^1S_0 - {}^1D_2$	$2\,\nu$	(2x) 993 nm	540 Hz	1.1×10^{12}
	$^1S_0 - {}^3P_2$	M2	671 nm	20 μHz	2.2×10^{19}
^{87}Sr	$^1S_0 - {}^3P_0$	E1	698 nm	1 mHz	4.3×10^{17}
^{107}Ag	$^2S_{1/2} - {}^2D_{5/2}$	$2\,\nu$	(2x) 661 nm	0.8 Hz	1.1×10^{15}

TAB. 1 – Transitions d'horloge des étalons de fréquence fonctionnant avec des atomes de calcium et de magnésium et transitions possibles avec du strontium et de l'argent. Q_{th} est le facteur de qualité théorique égale à la fréquence de la transition divisée par la largeur de raie $\delta\nu_{th}$. On a indiqué la nature de la transition : dipolaire électrique (E1), quadrupolaire magnétique (M2) ou à 2 photons ($2\,\nu$).

déjà débuté avec des atomes de calcium au NIST [35] et à la PTB [26], de magnésium à l'université d'Hanovre [55], de strontium au JILA [56] et d'argent au BNM-INM [57] et au MPQ [58]. Les caractéristiques des transitions d'horloge de ces atomes sont indiquées dans le tableau 1. Les facteurs de qualité atomique théoriques des résonances utilisées par les horloges à atomes de Mg et de Ca sont environ 10 et 150 fois moins élevés que le plus haut facteur de qualité déjà observé expérimentalement avec une horloge à ion Hg^+ ($Q = 1.6 \times 10^{14}$ [52]). Ces facteurs pourraient donc prochainement constituer une limitation pour la stabilité de fréquence. On peut par ailleurs souligner que la durée de vie de l'état $^3P_1$ du calcium (0.4 ms) pourrait apparaître comme une limitation sérieuse à la stabilité de l'horloge en raison de l'effet Dick [59, 54]. Cet effet est lié aux fluctuations de fréquence de l'oscillateur d'interrogation et dépend du rapport cyclique de l'horloge[1].

Le strontium possède plusieurs avantages par rapport aux autres atomes. D'abord, c'est le seul à pouvoir être refroidi simplement[2] à des températures inférieures à 1 μK [62, 56]. Or plusieurs déplacements de fréquences sont directement reliés à la température des atomes. Ensuite, les longueurs d'onde à mettre en oeuvre sont assez facilement accessibles. Une transition atomique utilisée pour le refroidissement des atomes de Sr est à 461 nm (cf figure 1). Cette longueur d'onde peut être générée par mélange non linéaire à partir de lasers de pompe fiables et puissants. Les autres transitions atomiques utilisées sont accessibles avec des diodes laser à semi-conducteur. Enfin, le

[1] Le rapport cyclique est défini par : $d = T/T_c$, où T est le temps d'interrogation des atomes et T_c le temps total nécessaire pour effectuer une mesure.

[2] Une technique appelée *"quench cooling"*, a récemment été mise au point pour pouvoir refroidir le Mg et le Ca à des températures de l'ordre du microKelvin [60, 61].

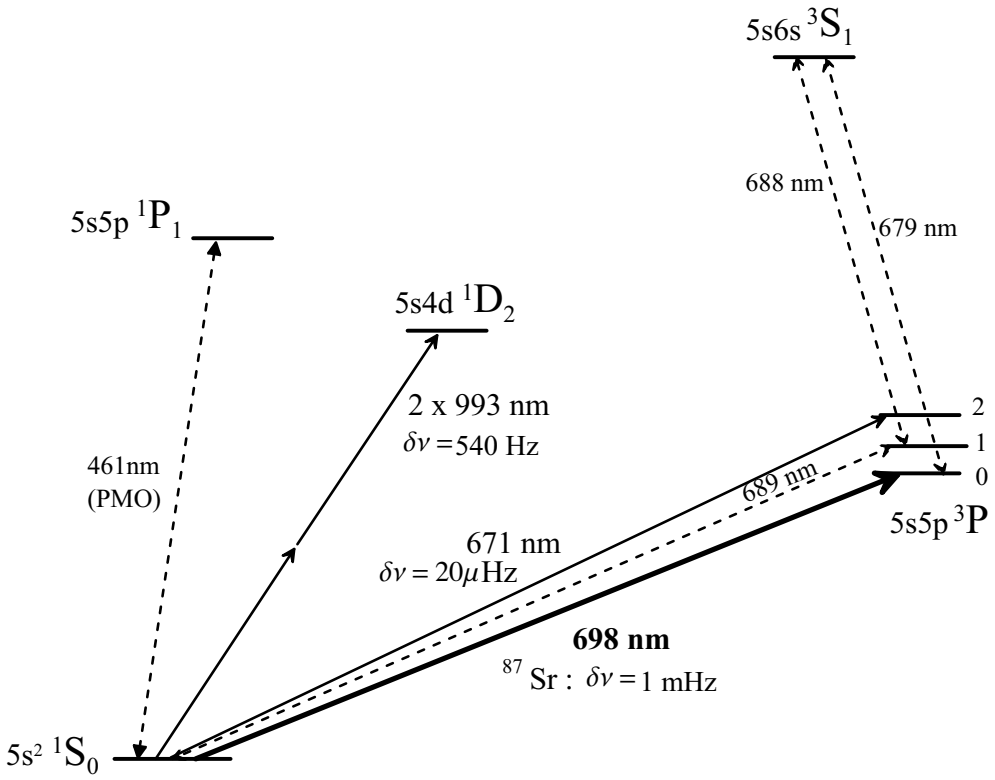


FIG. 1 – Niveaux atomiques du strontium. En traits pleins sont indiquées les transitions susceptibles d'être utilisées comme transitions d'horloge.

strontium possède plusieurs résonances atomiques étroites susceptibles d'être utilisées comme transition d'horloge. Les deux transitions envisagées initialement étaient celle à deux photons à 993 nm ($\delta\nu = 540$ Hz) et la transition quadrupolaire magnétique à 671 nm ($\delta\nu = 20$ μHz). Une troisième résonance a été étudiée, il s'agit de la transition $^1S_0 - {}^3P_0$ à 698 nm. Elle est faiblement permise par couplage hyperfin pour l'isotope fermionique ^{87}Sr (7%) qui possède un spin nucléaire non nul contrairement à l'isotope prépondérant ^{88}Sr (83%). La largeur de raie a été calculée dans le cadre de cette thèse, elle est de 1 mHz. Cette valeur est très attractive car elle offre un bon compromis entre largeur de raie ultime et puissance laser requise pour exciter les atomes. De plus, s'agissant d'une transition $J = 0 - J = 0$, cette transition est très faiblement sensible au champ magnétique. Par ailleurs, le ^{87}Sr étant un isotope fermionique, le déplacement de fréquence lié à l'effet des collisions entre atomes froids devrait être très faible [63]. Une proposition de H. Katori en septembre 2001 a définitivement orienté notre choix vers cette transition d'horloge : il est possible de réaliser un piège dipolaire fortement désaccordé

Atome	Abondance	Spin	$^1S_0 - {}^3P_0$	$\delta\nu_{th}$	Q_{th}
^{25}Mg	10%	5/2	457.5 nm	?	?
^{43}Ca	0.1%	7/2	660 nm	?	?
^{87}Sr	7%	7/2	698 nm	1 mHz [*]	4.3×10^{17}
^{171}Yb	14%	1/2	578 nm	$\sim$ 2 mHz [66]	2.5×10^{17}
^{173}Yb	16%	5/2		$\sim$ 4 mHz [66]	5×10^{17}
^{199}Hg	17%	1/2	265.5 nm	93 mHz [67]	1.2×10^{16}
^{201}Hg	13%	3/2		61 mHz [67]	1.8×10^{16}

TAB. 2 – Quelques atomes dont la transition $^1S_0 - {}^3P_0$ peut être utilisée pour réaliser une horloge optique à atomes piégés. On a indiqué l'abondance naturelle de chaque isotope ainsi que son spin nucléaire. [*] : calculée au chapitre 6.

à une longueur d'onde telle que les déplacements lumineux des états $^1S_0$ et $^3P_0$ soient identiques [64, 65]. Par conséquent, la fréquence de la transition à 698 nm n'est pas perturbée (au premier ordre) et l'interrogation d'horloge peut être effectuée dans le piège. Cette proposition est tout à fait novatrice puisqu'elle ouvre la voie vers une horloge optique à atomes neutres piégés. Une telle horloge réunirait les avantages des horloges à ions (interrogation d'horloge avec des atomes dans le régime de Lamb-Dicke) et des horloges à atomes neutres libres (grand nombre de références atomiques).

La proposition de H. Katori peut s'appliquer aux atomes qui possèdent une structure atomique analogue à celle du strontium et un spin nucléaire. C'est par exemple le cas du magnésium, du calcium, de l'ytterbium ou du mercure (cf tab. 2). On peut mentionner que le projet coréen d'horloge optique à atomes d'ytterbium est maintenant orienté dans cette voie [66].

Le projet d'horloge optique à atomes de ^{87}Sr piégés étant très récent, un certain nombre de points expérimentaux et théoriques sont encore à étudier. Cependant les perspectives pour la stabilité et l'exactitude d'une telle horloge apparaissent déjà très prometteuses [65]. Elles sont discutées au chapitre 6 de ce mémoire. La première étape vers la réalisation de cet étalon de fréquence consiste à observer la transition d'horloge très faiblement permise. Dans le cadre de ce travail de thèse, nous avons réalisé la première détection de cette transition. A ce jour, il s'agit de la résonance optique la plus interdite excitée directement dans le cas des atomes neutres. La méthode mise en oeuvre est détaillée au chapitre 6. Elle a permis de mesurer la fréquence absolue de la transition d'horloge avec une exactitude de 15 kHz. Quelques mois après nos travaux, le groupe de H. Katori a également détecté cette résonance en utilisant une méthode différente [68].

La fréquence de la transition d'horloge était initialement connue à plusieurs centaines de MHz près. Préalablement à l'observation directe, nous avons effectué une mesure indirecte qui a permis de calculer cette fréquence avec une incertitude de 70 kHz. Pour cela la fréquence de trois résonances optiques plus largement permises ont été mesurées : $^1S_0 - {}^3P_1$, $^3P_1 - {}^3S_1$ et $^3S_1 - {}^3P_0$ (fig. 1). Ces mesures sont détaillées au chapitre 5. Toutes les fréquences atomique ont été mesurées selon le même schéma expérimental, décrit au chapitre 4. Nous avons grandement bénéficié de la souplesse d'utilisation d'une chaîne de fréquence basée sur un laser femtoseconde.

Les trois premiers chapitres de ce mémoire sont consacrés à la mise en oeuvre de la source d'atomes froids dans laquelle a été observée la transition d'horloge. Les atomes sont capturés dans un piège magnéto-optique chargé à partir d'un jet atomique décéléré par un ralentisseur Zeeman. Pour ralentir et capturer les atomes, on utilise la transition cyclante $^1S_0 - {}^1P_1$ à 461 nm. Le chapitre 1 décrit la source laser à 461 nm réalisée par somme de fréquence entre un laser Nd-YAG à 1064 nm et des diodes laser à 813 nm dans un cristal de KTP. Le dispositif réalisé permet de générer une centaine de milliWatt de bleu. Le chapitre 2 rapporte l'étude et la caractérisation des paramètres du ralentisseur Zeeman effectuées préalablement à sa construction. Pour maximiser l'efficacité du ralentisseur, le gradient de champ magnétique a été conçu pour fonctionner avec un faisceau laser focalisé. Le chapitre 3 décrit la conception et la réalisation de l'ensemble du dispositif expérimental, l'étude du fonctionnement du piège et l'optimisation globale de la source d'atomes froids.

Chapitre 1

Une source à 461 nm

1.1 Introduction

Pour ralentir et piéger les atomes de strontium provenant d'un jet atomique, on utilise un laser proche de la résonance atomique $^1S_0 - {}^1P_1$ à 461 nm. Cette transition est fortement cyclante, elle possède une largeur de raie de 32 MHz. Ceci constitue un avantage majeur pour l'efficacité du processus de refroidissement. Pour tirer pleinement profit de cette grande largeur de raie, il faut pouvoir approcher l'intensité de saturation (43 mW/cm^2) dans les faisceaux utilisés pour piéger les atomes. La puissance laser disponible doit alors être de l'ordre de 100 mW.

Quelques diodes lasers bleues sont actuellement disponibles sur le marché. Certaines délivrent quelques mW de puissance en fonctionnement monomode mais aucune ne peut être utilisée à 461 nm. Les seuls lasers disponibles à cette longueur d'onde sont des lasers à colorant pompés par un laser à ions argon. Un tel système est lourd d'entretien et son utilisation est complexe (il doit notamment être stabilisé en fréquence). Nous avons donc choisi de générer la source à 461 nm par mélange non-linéaire.

Une solution consiste à effectuer le doublage de fréquence d'un laser à 922 nm dans un cristal de niobate de potassium ($KNbO_3$). Selon ce principe, une efficacité de conversion infrarouge-bleu de l'ordre de 50% a été démontrée permettant d'obtenir jusqu'à 200 mW de puissance laser à 461 nm [69, 70]. A l'époque où nous avons développé notre source bleue, les lasers puissants disponibles à 922 nm étaient d'une part les lasers à colorant et d'autre part les lasers titane-saphir, plus simples d'utilisation mais très coûteux.

La technique retenue consiste à réaliser une somme de fréquence dans un cristal de titanyl phosphate de potassium (KTP) impliquant des diodes laser à 813 nm et un laser Nd :YAG à 1064 nm. L'efficacité de cette technique a été

démontrée par Risk *et al*[71]. Les deux sources lasers sont très simples d'utilisation, relativement peu onéreuses et suffisamment puissantes : les diodes lasers à 813 nm délivrent une puissance de 150 mW et la puissance du laser Nd :YAG utilisé est de 1.2 W. Cette méthode a par ailleurs l'avantage d'utiliser un cristal de KTP qui est beaucoup moins sensible en température que $KNbO_3$: la somme de fréquence dans le cristal de KTP est effectuée à température ambiante sans contrôle de température tandis que le doublage de fréquence dans $KNbO_3$ requiert une régulation de température au niveau du centième de degré [69]. Enfin, par rapport à l'utilisation de $KNbO_3$, l'angle de double réfraction ("walkoff" en anglais) est dix fois plus faible pour le KTP (1.6 mrad) ce qui permet d'obtenir une efficacité de conversion comparable à celle du doublage de fréquence même si le coefficient non linéaire effectif est plus faible (1.7 pm/V contre 18.2 pm/V).

La puissance du laser Nd :YAG est 8 fois plus élevée que celle d'une diode laser à 813 nm. Pour augmenter la puissance disponible à 813 nm et donc la puissance de l'onde générée à 461 nm, nous avons utilisé deux diodes laser sommées en puissance. La première partie de ce chapitre décrit cette étape. Ensuite nous introduirons quelques éléments théoriques afin de pouvoir discuter l'efficacité de la somme de fréquence ainsi que les choix expérimentaux. Le lecteur pourra trouver une description plus complète des processus de mélanges non linéaires dans de nombreux ouvrages comme ceux correspond aux références [72, 73, 74]. Pour augmenter les puissances des lasers de pompe dans le cristal, celui ci est disposé dans une cavité optique doublement résonante. Nous présenterons les caractéristiques de cette cavité qui a permis d'obtenir jusqu'à 115 mW de puissance à 461 nm.

1.2 Somme de la puissance de deux diodes laser

Le principe de sommation de puissance est schématisé sur la figure 1.1. Un laser maître injecte optiquement deux diodes laser esclaves. Les faisceaux de ces diodes sont alors cohérents, ils interfèrent sur une lame séparatrice 50 :50. Pour obtenir à la sortie de l'isolateur optique (IO) une puissance totale égale à la somme des puissances des diodes esclaves, la phase relative des faisceaux est asservie avec une détection synchrone en contrôlant la longueur d'un chemin optique à l'aide d'une cale piézo-électrique (PZT).

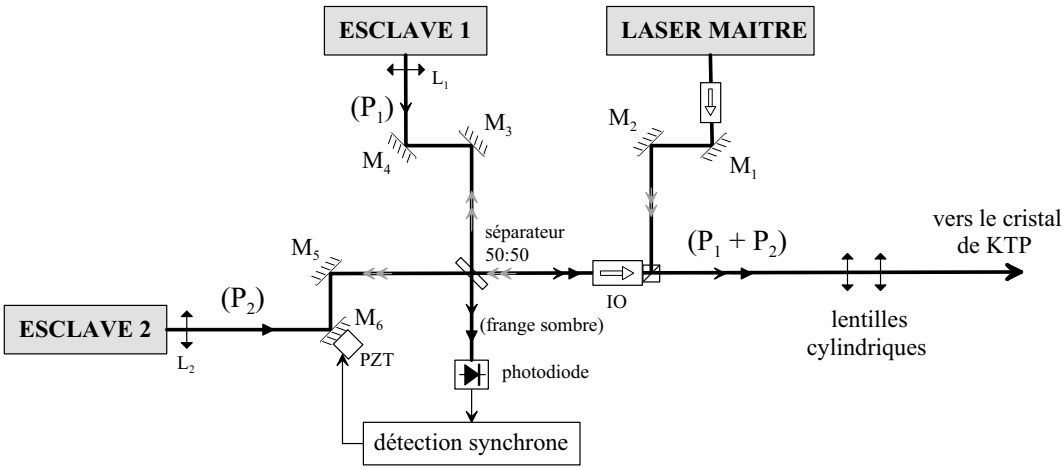


FIG. 1.1 – Schéma de principe de la somme de puissance de deux diodes lasers. L_1 et L_2 sont des lentilles de collimation (f=2.75 mm). Les lentilles cylindriques permettent de circulariser le faisceau en augmentant la taille horizontale d'un facteur 3.

1.2.1 Laser en cavité étendue

Les diodes esclaves possèdent les mêmes propriétés spectrales d'émission que le laser maître. Pour stabiliser et affiner spectralement ce laser, on utilise une cavité externe réalisée en rétro-réfléchissant une partie de la lumière émise par la diode laser [75, 76]. La configuration utilisée est dite de type "Littrow" : la cavité étendue est composée par la facette arrière de la diode et un réseau de diffraction dont l'ordre (-1) est renvoyé dans la diode (fig. 1.2). Le réseau est collé sur une cale PZT ce qui permet un contrôle fin de la longueur de la cavité. En ajustant l'angle d'incidence sur le réseau et la longueur de la cavité, on sélectionne le mode de fréquence voulu en créant des pertes pour les autres modes longitudinaux.

Le boîtier commercial de la puce laser contient également un module à effet Peltier qui permet de régler la température de la diode de façon à centrer la courbe de gain du laser autour de la longueur d'onde d'utilisation. A l'aide de ce Peltier et d'une thermistance en contact avec le boîtier, la température de la diode est asservie avec un contrôleur proportionnel-intégrateur-dérivateur décrit dans la référence [77]. Il est doublé d'un régulateur proportionnel qui contrôle la température de la boîte contenant le laser et le réseau de diffraction au niveau de 0.1 ^{o}C. La largeur de raie du laser en cavité étendue est alors de l'ordre de 100 kHz.

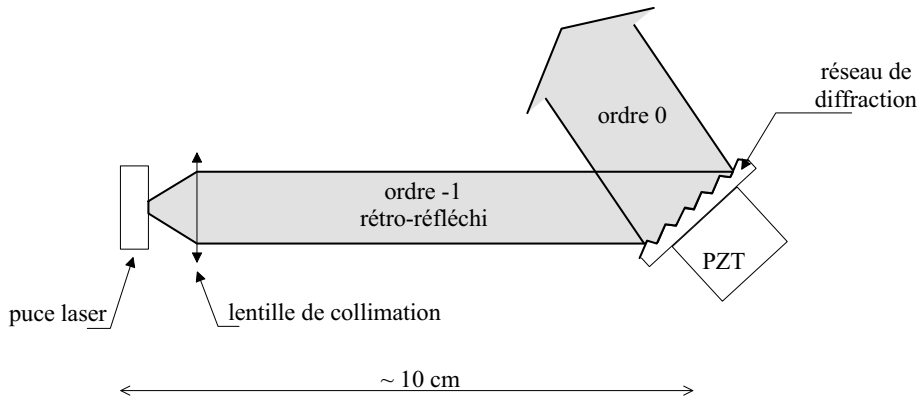


FIG. 1.2 – Diode laser en cavité étendue en configuration Littrow.

1.2.2 Somme en puissance

Pour décrire le processus de somme de puissance, on introduit les champ électriques des deux lasers esclaves :

$$\varepsilon_1 = Re\ \left[E_1\ e^{\,j\,\omega t}\right] \tag{1.1}$$
$$\varepsilon_2 = Re\ \left[E_2\ e^{\,j\,\omega t+\phi}\right] \tag{1.2}$$

L'origine des phases est choisie de telle sorte que les E_i soient les amplitudes réelles des champs électriques.

Au niveau de la lame séparatrice, les relations entre les champs incidents $(E_1,\ E_2)$ et les champs émergents $(E_a,\ E_b)$ s'écrivent :

$$E_a = t\,E_1 + r\,E_2\ e^{\,j\,\phi} \tag{1.3}$$
$$E_b = -r\,E_1 + t\,E_2\ e^{\,j\,\phi} \tag{1.4}$$

On a introduit les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude $(r^2 + t^2 = 1)$. Le signe négatif dans l'équation (1.4) garantit que la matrice de transformation des champs est unitaire, ce qui assure la conservation de l'énergie : $E_1^2 + E_2^2 = E_a^2 + E_b^2$.

Calculons l'intensité des champs transmis :

$$\begin{aligned} I_a &= E_a \times E_a^* = t^2\,E_1^2 + r^2\,E_2^2 + r\,t\ E_1\,E_2\left(e^{\,j\,\phi} + e^{-\,j\,\phi}\right) \\ &= t^2\,I_1 + r^2\,I_2 + 2\,r\,t\ \sqrt{I_1\,I_2}\cos\phi \qquad (1.5) \\ \text{et}\quad I_b &= r^2\,I_1 + t^2\,I_2 - 2\,r\,t\ \sqrt{I_1\,I_2}\cos\phi \qquad (1.6) \end{aligned}$$

où on a noté I_1 et I_2 les intensités des lasers esclaves. En fonction du déphasage ϕ, les intensités des champs transmis oscillent en opposition de phase

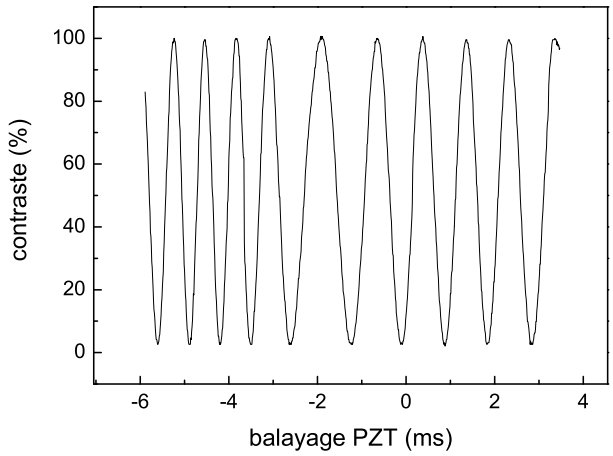


FIG. 1.3 – Interférences entre les deux lasers esclaves mesurées en ayant disposé un diaphragme devant la photodiode. Le contraste est de 98%.

autour de leur valeur moyenne respective avec un contraste :

$$\eta_a = \frac{2r\,t\sqrt{I_1\,I_2}}{t^2\,I_1 + r^2\,I_2} \qquad \text{et} \qquad \eta_b = \frac{2r\,t\sqrt{I_1\,I_2}}{r^2\,I_1 + t^2\,I_2} \tag{1.7}$$

Ces contrastes sont respectivement maximum pour $t\,I_1 = r\,I_2$ et $r\,I_1 = t\,I_2$. Les deux diodes utilisées proviennent du même fabriquent (*SDL*), elles délivrent des puissances presque identiques (150 et 160 mW). Nous avons donc choisi une lame séparatrice 50 : 50.

Dans cette analyse, nous avons négligé le profil gaussien des faisceaux. Pour avoir un bon contraste, il est primordial que les modes spatiaux des deux esclaves soient identiques. La procédure expérimentale est alors la suivante. Le faisceau du laser esclave 1 est d'abord collimaté avec la lentille L_1 puis son injection par le laser maître est optimisée avec les miroirs (M_1, M_2) (fig 1.1). La lentille de collimation de l'autre esclave, L_2, est temporairement fixée sur un support de translation à trois étages (xyz). Les miroirs (M_5, M_6) sont utilisés pour régler l'injection de l'esclave 2. En modulant la tension de la cale PZT fixée sous le miroir M_6, la différence de phase entre les deux faisceaux est modulée et la photodiode détecte les franges d'interférences en transmission de la lame séparatrice. On optimise d'abord le contraste de ces franges en ajustant la lentille de collimation de l'esclave 2. Avant de coller cette lentille, le réglage est affiné en optimisant directement la puissance couplée dans la cavité de surtension du mélange non linéaire. Les miroirs (M_3, M_4) permettent de renverser les rôles entre les deux lasers, notamment lors du remplacement d'une diode. Les modes des diodes n'étant pas purement TEM_{00}, le contraste mesuré sur la photodiode est seulement de l'ordre

de 80%. En filtrant spatialement les faisceaux avec un diaphragme placé devant la photodiode, on mesure un contraste optimal de 98% (fig. 1.3).

La somme de puissance est asservie avec une détection synchrone en modulant la fréquence de la cale PZT à 28 kHz et en mesurant la puissance transmise par la séparatrice avec une photodiode (fig. 1.1). La fréquence de modulation correspond à une résonance mécanique de l'ensemble formé par la cale PZT et son support. Au niveau de la photodiode on s'asservit sur une frange sombre et le faisceau utile, de puissance optimale, est couplé dans une cavité de surtension pour le doublage de fréquence. Cette cavité réalise un filtrage spatial car seul le mode TEM_{00} est couplé. On peut vérifier que l'asservissement en puissance est tout à fait opérationnel en mesurant la puissance intra-cavité à 813 nm lorsque la boucle d'asservissement est fermée. La valeur obtenue est en très bon accord (au niveau de 2-3%) avec le double de la somme des puissances intra-cavité mesurées indépendamment pour chaque diode. Notons par ailleurs que cet asservissement est très robuste car si une perturbation crée une fluctuation de phase supérieure à π, la boucle d'asservissement va trouver un autre point d'équilibre au niveau d'une autre frange sombre.

1.3 Somme de fréquence

La somme de fréquence est un processus non linéaire d'ordre deux où deux ondes de pulsation ω_1 et ω_2 gênèrent une onde de pulsation $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. Ce phénomène peut être observé dans des cristaux qui possèdent un tenseur de susceptibilité non linéaire du second ordre $\chi^{(2)}$ non nul (cristaux non centro-symétriques). Pour décrire les mélanges non linéaires, on utilise généralement les coefficients $d_{ijk} = \chi^{(2)}_{ijk}/2$ et on introduit le coefficient non linéaire effectif, d_{eff}, qui relie les champs électriques des ondes pompe E_1 et E_2 à la polarisation non linéaire générée $P_3^{(2)}$:

$$P_3^{(2)}(-\omega_3, \omega_1, \omega_2) = d_{eff}(\theta, \varphi)\ E_1(\omega_1)\ E_2(\omega_2) \tag{1.8}$$

Ce coefficient dépend des éléments d_{ijk} et des angles (θ, φ) qui repèrent la direction d'accord de phase.

1.3.1 Cristal de KTP

Pour réaliser la somme de fréquence, il faut trouver un cristal qui soit transparent aux trois fréquences ω_i et qui permette de réaliser l'accord de phase avec un coefficient non linéaire effectif élevé pour avoir une bonne

λ	1064.50 nm	812.71 nm	460.86 nm
indice	1.740	1.843	1.798

TAB. 1.1 – Indices de réfraction effectifs mis en jeu lors de la somme de fréquence dans le cristal de KTP. Les longueurs d'onde sont indiquées dans le vide.

efficacité de conversion. Nous allons montrer que le cristal de KTP répond à ces critères. Nous verrons en outre qu'effectuer la somme de fréquence dans ce cristal amène certains avantages comme un faible effet de double réfraction en raison d'une condition d'accord de phase quasi non critique et une remarquable insensibilité aux variations de température.

Accord de phase quasi non critique

L'efficacité de conversion d'un processus non linéaire est principalement déterminée par la condition d'accord de phase qui exprime la conservation de l'impulsion totale des photons d'interaction :

$$\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1 = 0 \tag{1.9}$$

Les vecteurs d'onde $\mathbf{k}_i$ dépendent de l'indice de réfraction effectif du milieu (tab. 1.1). Cette condition est réalisée en tirant profit de la biréfringence du KTP : l'indice dépend de l'orientation du vecteur d'onde par rapport aux axes propres du cristal. Les trois indices principaux du KTP sont distincts, on dit qu'il s'agit d'un cristal biaxe. Pour la somme de fréquence à effectuer, la condition d'accord de phase est obtenue lorsque les $\mathbf{k}_i$ sont colinéaires et forment des angles[1] $\theta = 90^o$ et $\phi = 81.3^o$ par rapport aux axes cristallographiques (fig. 1.4). Les polarisations du laser Nd :YAG et des diodes laser à 813 nm doivent être respectivement extraordinaire et ordinaire[2]. L'onde à 461 nm est alors générée en polarisation extraordinaire. Il s'agit d'une somme de fréquence de type II (*eoe*).

Sur la figure 1.5.a, on a tracé les surfaces d'indice ordinaire (o) et extraordinaire (e) dans le plan (xy). La surface d'indice ordinaire vue par le laser à 813 nm, est un quart de cercle. Le vecteur de Poynting ($\mathbf{S}_2$) qui est perpendiculaire à cette surface, est alors colinéaire au vecteur d'onde $\mathbf{k}_2$: l'énergie et la phase de l'onde se propage dans la même direction. Il n'en est pas de même pour le faisceau du laser Nd :YAG ([3]) : la surface d'onde extraordinaire

[1] Ces angles ont été déterminés par K. Kato [78]. Pour plus de détails sur la condition d'accord de phase par biréfringence, on pourra se rapporter par exemple à la référence [74].

[2] La polarisation ordinaire correspond à une polarisation parallèle à un des axes propres du cristal.

[3] Le faisceau laser à 461 nm est soumis au même phénomène que celui du laser Nd :YAG.

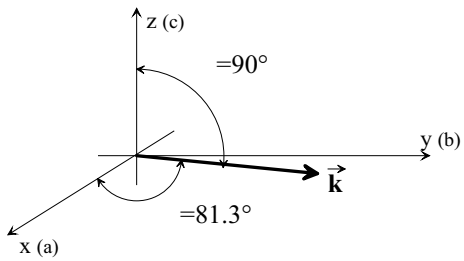


FIG. 1.4 – La condition d'accord de phase est obtenue pour $\theta = 90^o$ et $\phi = 81.3^o$. Les axes propres sont repérés par rapport aux indices propres en adoptant la convention : $n_x < n_y < n_z$.

est une ellipse et il existe un angle ρ entre les vecteurs $\mathbf{S}_1$ et $\mathbf{k}_1$. Cet angle est appelé angle de double réfraction, ou "walkoff" en anglais. A l'intérieur du cristal, les directions de propagation des deux faisceaux pompes forment donc un angle ρ (fig. 1.5.b). Ce phénomène limite l'efficacité de la somme de fréquence puisque le recouvrement des faisceaux n'est pas optimal en tout point du cristal. Cependant, la direction de propagation du faisceau laser du Nd :YAG est proche de l'axe propre ($\phi = 81.3^o$) et par conséquent ρ est faible (0.09^o). On parle alors de condition d'accord de phase quasi non critique.

Tolérance en température

L'indice du cristal est sensible à la température, donc la condition d'accord de phase l'est aussi. Pour le cristal de KTP, cette dépendance est extrêmement faible. On appelle tolérance en température, la largeur à mi-hauteur de la courbe d'efficacité du mélange non-linéaire tracée en fonction de la température du cristal. Elle a été mesurée par Baumert *et al* [79] pour une somme de fréquence de type II non critique ($\theta = 90^o$ et $\phi = 90^o$) entre des lasers à 1064 nm et 809 nm. Elle est extraordinairement large : 122^oC cm (en bonne approximation, la tolérance en température est inversement proportionnelle à la longueur du cristal). Les auteurs de cette référence soulignent que cette valeur est près de 5 fois plus grande que celle mesurée pour un doublage de fréquence à 1064 nm dans du KTP et 450 fois plus élevée que celle du doublage de fréquence à 838.5 nm dans $KNbO_3$. Nous avons vérifié que l'efficacité de conversion de notre somme de fréquence est insensible à la température au voisinage de la température ambiante. Pour cela, nous avons disposé le cristal dans un four et l'avons chauffé jusqu'à 40^oC sans observer de dégradation de l'efficacité. Par conséquent la somme de fréquence est réalisée à température ambiante, sans contrôle de température.

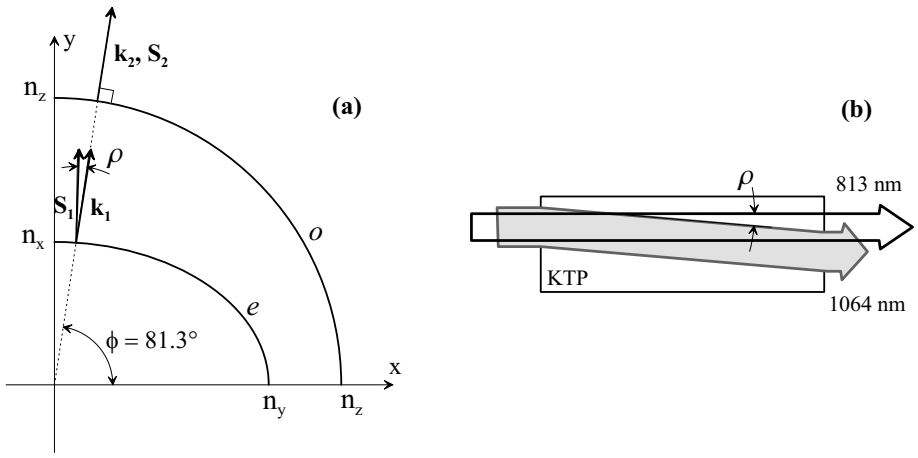


FIG. 1.5 – (a) Surface d'indice ordinaire (o) et extraordinaire (e). On a représenté les vecteurs d'onde $\mathbf{k}_i$ et les vecteurs de Poynting $\mathbf{S}_i$ (i=1 pour la pompe à 1064 nm et i=2 à 813 nm). (b) Phénomène de double réfraction dans le cristal.

Tolérance angulaire

Nous avons mesuré la tolérance angulaire en mesurant l'efficacité de conversion dans le cristal de KTP en fonction de l'écart angulaire par rapport à l'angle optimal $\phi = 81.3^o$. Les mesures ont été effectuées avec les faisceaux lasers en simple passage dans le cristal. Pour un cristal d'une longueur de 2 cm, la tolérance angulaire est de 14 mrad (fig. 1.6). Elle est donc suffisamment large pour fixer le cristal sur une platine de rotation standard.

1.3.2 Facteur de conversion

L'efficacité de la somme de fréquence est caractérisée par le facteur de conversion γ défini par la relation :

$$P_3 = \gamma \, P_1 \, P_2 \tag{1.10}$$

où les P_i sont les puissances des ondes dans le cristal de KTP.

G. D. Boyd et D. A. Kleinman ont développé une approche, dite heuristique, qui permet de calculer le facteur de conversion pour un doublage de fréquence de type I [80]. Jean-Jacques Zondy a généralisé cette étude, notamment au cas d'une somme de fréquence de type II [81]. Dans ce cas, lorsque la condition d'accord de phase est vérifiée, le facteur de conversion s'écrit :

$$\gamma = \frac{8 \, \omega_1 \, \omega_2 \, \omega_3}{\pi \varepsilon_0 \, c^4 \, n_3^2} \, L_c \, d_{eff}^2 \, e^{-\alpha_3 L_c} \, h_{SFG} \left(\rho, \, L_c, \, \alpha_3, \, z_{R,1}, \, z_{R,2}\right) \tag{1.11}$$

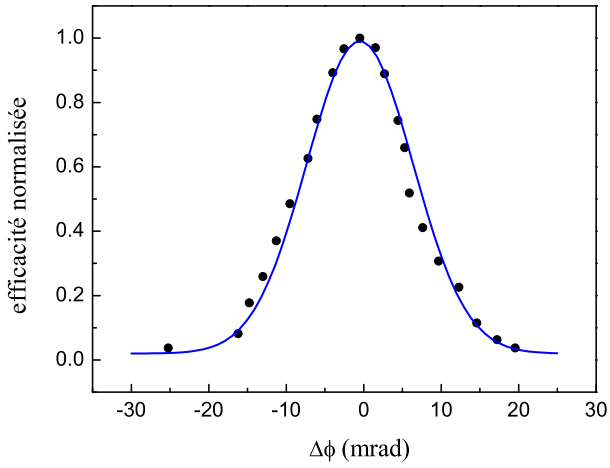


FIG. 1.6 – Efficacité de conversion de la somme de fréquence dans un cristal de KTP de 2 cm de long, tracée en fonction de l'écart angulaire $\Delta\phi$ par rapport à l'angle optimal ($\phi = 81.3^o$).

On a noté n_i l'indice de réfraction effectif correspondant à l'onde de fréquence ω_i (tab. 1.1). L_c est la longueur du cristal de KTP et d_{eff} le coefficient non linéaire défini par l'équation (1.8). h_{SFG} est une fonction sans dimension appelée fonction d'ouverture. Elle dépend de l'angle de double réfraction ρ, de l'absorption dans le cristal (considérée comme négligeable pour les ondes infra-rouge et égale à $\alpha_3 = 0.01$ cm^{-1} pour l'onde à 461 nm), de la longueur du cristal, de la position des cols du faisceau (f) ainsi que des longueurs de Rayleigh des faisceaux pompes définies par :

$$z_R = \frac{1}{2}\, k\, w^2 \tag{1.12}$$

où k est le vecteur d'onde et w le col du faisceau[4].

Pour optimiser le facteur de conversion, il faut maximiser h_{SFG}. L'optimisation numérique effectuée par J.-J. Zondy permet de tirer les conclusions suivantes. D'abord, la fonction h_{SFG} dépend peu de la longueur du cristal. γ étant par ailleurs proportionnel à L_c, il faut utiliser un cristal aussi grand que possible. On a donc choisi un cristal de 2 cm de long. Ensuite, les cols des faisceaux doivent être centrés dans le cristal et les longueurs de Rayleigh doivent être identiques. Dans ces conditions, la dépendance de h_{SFG} en fonction de cette longueur est représentée sur la figure 1.7. Comme attendu, pour

[4] L'intensité d'un faisceau gaussien s'écrit : $I(r) = I_{max} \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2}\right)$ où w est le rayon du faisceau à $1/e^2$. On appelle "col du faisceau" la valeur de w dans le plan de focalisation.

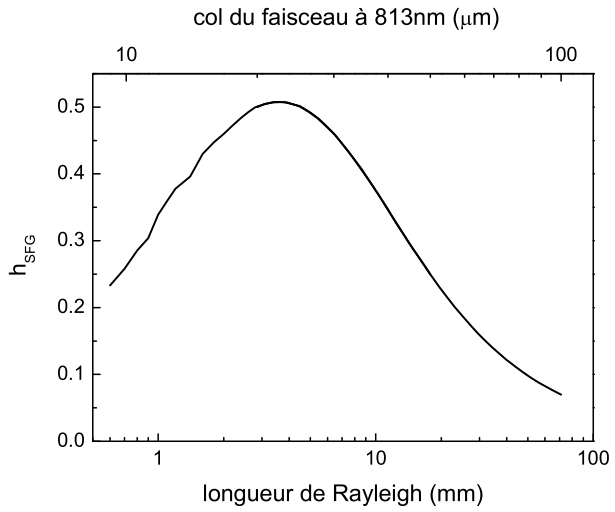


FIG. 1.7 – Fonction d'ouverture de la somme de fréquence en fonction de la longueur de Rayleigh, identique pour les deux faisceaux infra-rouges. On a indiqué le col correspondant du faisceau laser à 813 nm.

avoir une bonne efficacité de conversion il faut focaliser les faisceaux afin d'obtenir des intensités lumineuses élevées. Mais lorsque la taille du col est trop petite, l'efficacité de conversion décroît. Ce phénomène peut s'expliquer en remarquant que plus la taille du faisceau diminue et plus la divergence augmente. Par conséquent, d'une part l'accord de phase est affecté et d'autre part, l'intensité lumineuse vers les bords du cristal diminue. L'optimum de la fonction h_{SFG} est obtenu pour $z_R = 3.6\,\mathrm{mm}$ soit des cols de faisceaux :

$$\text{à } 1064\,\mathrm{nm}: \qquad w_1 \simeq 27\mu\mathrm{m} \tag{1.13}$$

$$\text{à } 813\,\mathrm{nm}: \qquad w_2 \simeq 23\mu\mathrm{m} \tag{1.14}$$

Avec des faisceaux lasers ayant ces paramètres, nous avons mesuré le facteur de conversion en simple passage dans le cristal de KTP :

$$\gamma = 5.3\ 10^{-3}\,\mathrm{W/W^2} \tag{1.15}$$

En utilisant l'équation (1.11) on peut en déduire la valeur de d_{eff} :

$$d_{eff} = 1.7\,\mathrm{pm/V} \tag{1.16}$$

Compte tenu de la direction d'accord de phase ($\theta = 90^o, \phi = 81.3^o$) :

$$d_{eff} = d_{15}\,\sin^2\varphi + d_{24}\,\cos^2\varphi \simeq d_{15} \tag{1.17}$$

Compte tenu de la loi de dispersion du KTP, la valeur mesurée est en bon accord avec celle obtenue par Boulanger *et al* [82] ($d_{15} = 1.24\,\mathrm{pm/V}$, mesuré pour un doublage de fréquence à 1064 nm).

1.4 Cavité de surtension

1.4.1 Choix du type de cavité

Pour augmenter la puissance de l'onde générée à 461 nm, on dispose le cristal dans une cavité de surtension résonante aux deux fréquences des lasers de pompe.

On peut réaliser une somme de fréquence dans une cavité semi-monolithique linéaire où la cavité est formée d'un miroir de couplage et de la face arrière du cristal. Les avantages de ce type de résonateur sont les faibles pertes dans la cavité qui permettent des facteurs de surtension élevés ainsi qu'une bonne stabilité mécanique. Cependant avec cette géométrie, le déphasage à la réflexion sur la face arrière du cristal entre les ondes infrarouges et l'onde bleue n'est pas contrôlable. Ce déphasage limite l'efficacité de conversion [83] : s'il est égal à π, l'onde bleue créée sur l'aller sera reconvertie en infrarouge au retour.

Notre choix s'est donc porté sur une cavité non monolithique avec un cristal dont les faces sont traitées anti-reflets[5]. Nous avons d'abord utilisé une cavité linéaire. Dans cette configuration, nous avons observé des fluctuations lentes de la puissance de lumière bleue générée dans les deux directions. Comme pour le cas d'une cavité semi-monolithique, ce phénomène est lié à une interférence entre le faisceau bleu aller et retour. La puissance de bleu intra-cavité n'est pas négligeable car le coefficient de transmission à 461 nm des miroirs de la cavité est seulement de 85%. Le fabricant n'a pas pu obtenir de coefficient plus élevé car ces miroirs sont traités aux trois longueurs d'ondes, traitement difficile à réaliser. La contrainte forte a été mise sur les traitements infrarouges afin de maximiser les facteurs de surtension. L'amplitude des fluctuations de puissance pouvant atteindre 20%, nous avons décidé de réaliser une cavité en anneau (fig. 1.8) qui permet de résoudre ce problème. En effet, il n'y a plus d'interférences car l'onde bleue générée est progressive et subit 4 réflexions avant de revenir sur le cristal, sa puissance est alors atténuée par un facteur 2 000. Mentionnons par ailleurs que lors de l'utilisation de la cavité linéaire qui est couplée à incidence normale, la réflexion directe vers les diodes laser n'était pas suffisamment atténuée par l'isolateur optique de 30 dB. L'utilisation de la cavité en anneau permet également d'éviter le retour directe de la lumière vers les lasers car le couplage ne s'effectue plus à incidence normale.

[5] On a mesuré les pertes en transmission liées à l'absorption dans le cristal et aux réflexions sur les faces du cristal, elles sont inférieures à 10^{-3} pour les deux longueur d'onde infrarouges.

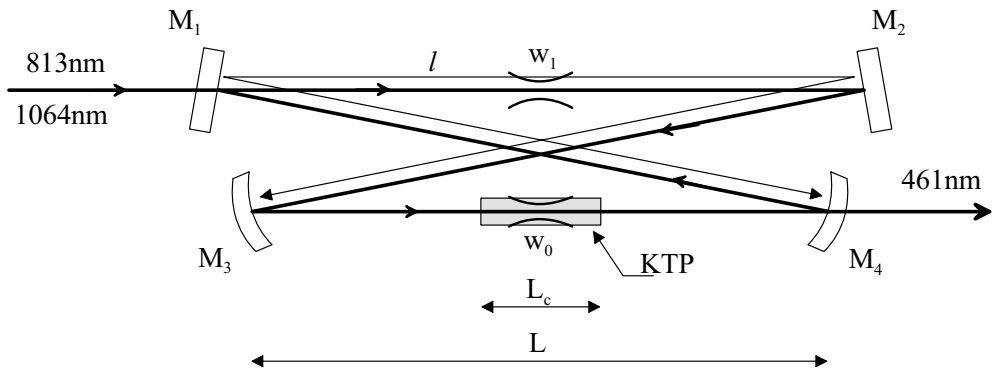


FIG. 1.8 – La cavité de surtension utilisée pour la somme de fréquence est composée de deux miroirs plans et de deux ménisques de rayon de courbure 10 cm entre lesquels se trouvent le cristal de KTP. L_c est la longueur du cristal, L la distance entre les deux ménisques et l la longueur de l'autre bras de la cavité.

1.4.2 Zone de stabilité

La cavité en anneau possède deux plans de focalisation. Le premier est situé au centre des miroirs sphériques que l'on fait coïncider avec le centre du cristal de KTP. Le deuxième plan de focalisation est situé entre les miroirs plans. On note w_0 le col du faisceau dans le cristal et w_1 le deuxième col. Étudier la stabilité de la cavité revient à déterminer l'existence et les valeurs de w_0 et w_1 en fonction des deux longueurs caractéristiques L et l spécifiées sur la figure 1.8.

La cavité n'est stable que si les paramètres du faisceau restent inchangés après un tour dans la cavité. En écrivant cette condition dans les plans de focalisation, on obtient la condition de stabilité et les expressions de w_0 et w_1. Le calcul détaillé est effectué dans la référence [84], il s'appuie sur l'utilisation des matrices de transfert $[ABCD]$ pour caractériser l'évolution du faisceau dans la cavité. On ne donne ici que les résultats de ce calcul. Pour simplifier les notations, on note δ la longueur équivalente entre les ménisques :

$$\delta = L + L_c \left(\frac{1}{n} - 1 \right) \tag{1.18}$$

où L_c est la longueur du cristal (L_c=2 cm) et n son indice (tab. 1.1). La condition de stabilité s'écrit alors :

$$0 < \left(1 - \frac{l}{R} \right) \left(1 - \frac{\delta}{R} \right) < 1 \tag{1.19}$$

où R est le rayon de courbure des miroirs sphériques (R=10 cm). Lorsqu'elle

est vérifiée, il existe un faisceau intra-cavité résonnant dont les cols valent :

$$w_i^2 = \frac{\lambda\,|B_i|}{\pi\sqrt{1-A_i^2}} \tag{1.20}$$

A_i et B_i sont les éléments de la matrice de transfert calculée pour un tour de cavité à partir du plan de focalisation w_i. Pour le col du faisceau dans le cristal :

$$A_0 = 1 + \frac{2\delta l}{R^2} - \frac{2\delta}{R} - \frac{2l}{R} \tag{1.21}$$

$$B_0 = \delta + l + \frac{\delta^2 l}{R^2} - \frac{\delta^2}{R} - \frac{2\delta l}{R} \tag{1.22}$$

Les expressions de A_1 et B_1 sont obtenues en inversant les rôles de l et δ.

Dans un premier temps nous avions choisi des longueurs pour que le col dans le cristal corresponde à la valeur théorique optimisant l'efficacité de conversion, soit 23 μm à 813 nm (1.14). Mais nous avons remarqué qu'en optimisant la puissance intra-cavité des deux lasers de pompe, on n'optimisait pas la puissance de bleu. Nous avons donc pensé à un mauvais recouvrement des ondes dans le cristal lié à l'effet de double réfraction. Nous avons alors testé d'autres configurations avec des cols de faisceaux plus élevés afin de limiter l'impact de cet effet. La puissance maximale de l'onde générée à 461 nm a été obtenue pour des cols de faisceaux de l'ordre de 50μm. Pour cela, les longueurs des deux bras de la cavité sont : L = 13 cm et l=36 cm. Ce couple de valeur a été choisi pour être au centre de la zone de stabilité de la cavité (fig. 1.9). Avec ces cols de faisceaux, le facteur de conversion dans la cavité de surtension est de 2.6×10^{-3} W/W^2, en parfait accord avec la valeur théorique.

On a vu au paragraphe 1.3.2 que l'efficacité de conversion non linéaire est maximale lorsque les paramètres de Rayleigh des deux ondes de pompe sont égaux. On peut remarquer que l'expression (1.20) relie z_R aux paramètres A et B qui dépendent de la longueur d'onde car la distance optique δ dépend de l'indice :

$$z_R = \frac{\pi\, w^2}{\lambda} = \frac{|B|}{\sqrt{1-A^2}} \tag{1.23}$$

Mais la différence d'indice étant minime, les longueurs de Rayleigh calculées avec cette expression ne diffèrent que de 0.7%. On peut donc négliger cette différence et considérer que les cols à 813 nm et 1064 nm sont reliés par l'expression :

$$w_{1064}^2 = \frac{\lambda_{1064}}{\lambda_{813}}\, w_{813}^2 \simeq 1.3 \times w_{813}^2 \tag{1.24}$$

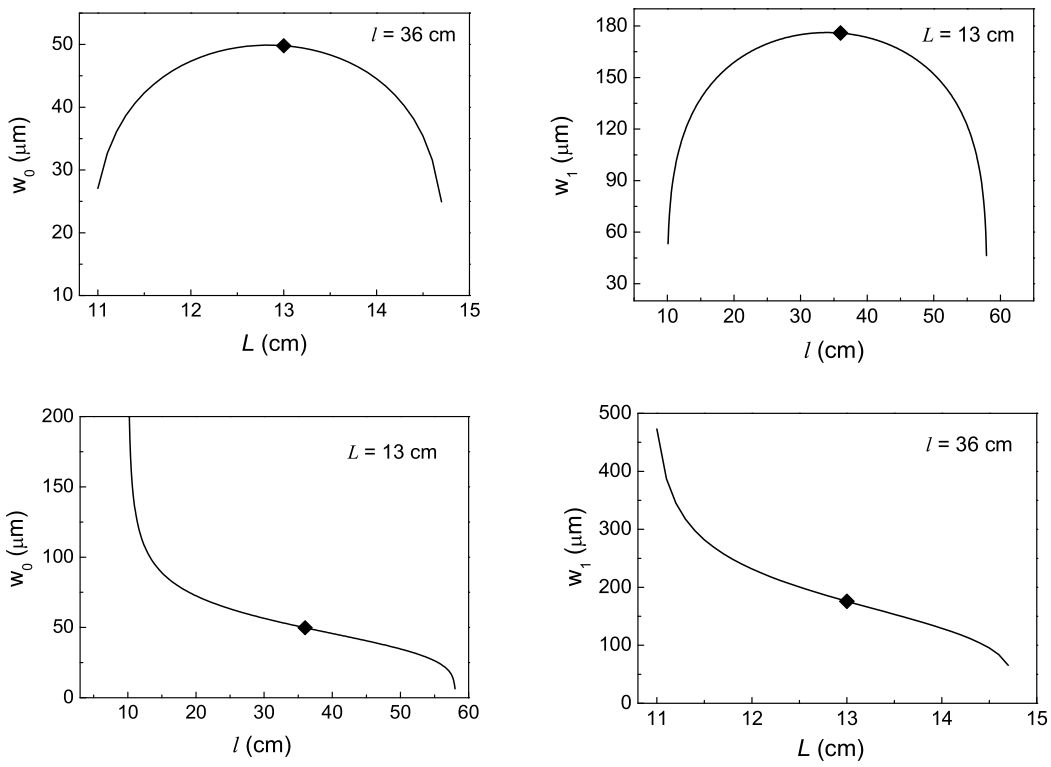


FIG. 1.9 – Cols du faisceau de la cavité de surtension calculés pour le laser à 813 nm. Le diamant repère la configuration retenue, $L = 13$ cm et l=36 cm, pour $w_0 = 49.8\,\mu$m (col dans le cristal) et $w_1 = 175.9\,\mu$m.

1.4.3 Adaptation de mode

Pour pouvoir coupler efficacement un faisceau laser dans une cavité il faut adapter le mode du faisceau à celui de la cavité, *i.e.* faire coïncider le col du faisceau avec celui du mode résonant. Ceci doit être fait pour les deux faisceaux pompes. Le montage expérimental utilisé est représenté sur la figure 1.10.

Le rapport entre les cols des deux lasers de pompe dans la cavité est imposé par la relation (1.24) qui est conservée par la lentille[6] de couplage L_M.

[6]En optique gaussienne, l'image d'un faisceau ayant un col w situé dans le plan focal objet d'une lentille est un faisceau dont le col w' est situé dans le plan focal image et vérifie la relation :

$$w' = \frac{f\,\lambda}{\pi\,w} \tag{1.25}$$

où f est la focale de la lentille et λ la longueur d'onde du faisceau.

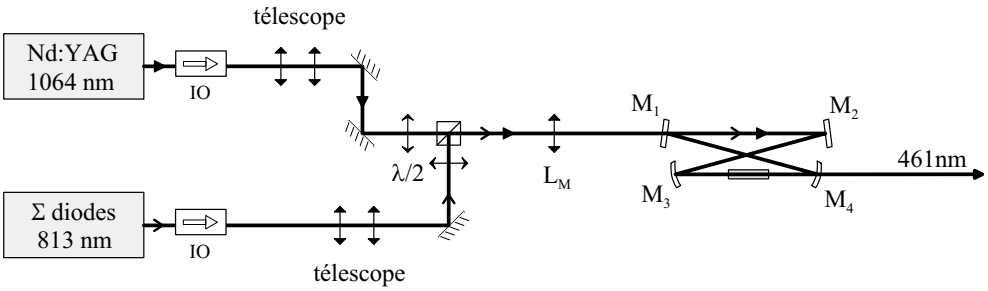


FIG. 1.10 – Montage optique utilisé pour réaliser l'adaptation de mode des deux faisceaux laser de pompes. L_M est une lentille de 30 cm focale.

Pour ajuster la taille des faisceaux avant cette lentille, on utilise un télescope pour chaque faisceau, situé avant le cube polariseur où les faisceaux sont recombinés. Expérimentalement, après L_M les cols des faisceaux à 813 nm et 1064 nm sont respectivement de 180 μm et 210 μm en bon accord avec les valeurs théoriques (176 μm et 198 μm). La lentille L_M fixe aussi la position du col par rapport à laquelle les miroirs plans de la cavité doivent être centrés. La polarisation des lasers est imposée par la condition d'accord de phase : les faisceaux laser sont polarisés horizontalement à 1064 nm et verticalement à 813 nm.

1.4.4 Adaptation d'impédance

Pour que le couplage de l'énergie dans la cavité soit optimal, l'adaptation de mode doit s'accompagner de l'adaptation d'impédance (ou adaptation des pertes).

La puissance intra-cavité (P_c) et la puissance réfléchie par le miroir de couplage M_1 (P_r), s'expriment en fonction de la puissance incidente (P_0), du coefficient de réflexion en puissance du miroir de couplage (R_1) et des pertes intra-cavité (p) calculée pour un tour de cavité sans tenir compte du miroir de couplage. A résonance ces relations s'écrivent [85] :

$$P_c = \frac{1 - R_1}{\left[1 - \sqrt{R_1\,(1-p)}\right]^2} \times P_0 \tag{1.26}$$

$$P_r = \frac{\left[\sqrt{R_1} - \sqrt{1-p}\right]^2}{\left[1 - \sqrt{R_1\,(1-p)}\right]^2} \times P_0 \tag{1.27}$$

Lorsque $R_1 = 1-p$, c'est à dire lorsque la transmission du miroir de couplage est égale aux pertes intra-cavité, la puissance réfléchie est nulle. C'est ce qu'on

appelle la condition d'adaptation d'impédance.

Pour le laser de pompe i, le terme de pertes intra-cavité s'écrit [86] :

$$1 - p^i = (1 - \alpha)\,(1 - \frac{\lambda_{461}}{\lambda^i}\,\gamma\,P_c^j) \tag{1.28}$$

α correspond au terme de perte linéaire qui tient compte de l'absorption dans le cristal et des pertes liées aux traitements anti-reflet sur le cristal et haute réflexion sur les miroirs M_2, M_3 et M_4 [7]. Toutes ces pertes sont très faibles, on peut considérer que α est de l'ordre de 1%. Le deuxième terme représente les pertes par conversion dans l'onde i où j=2 quand $i = 1$ et vice versa.

Pour optimiser la puissance intra-cavité il faut donc résoudre le système d'équation couplées (1.26) et (1.28). Cette optimisation dépend du facteur de conversion γ et des puissances infrarouges couplées, paramètres qu'il a fallu estimer au moment où les traitements des miroirs ont été commandés. En utilisant la valeur théorique optimale du facteur de conversion $\gamma = 5 \times 10^{-3}\,\mathrm{W/W^2}$ et en tablant sur une puissance de 800 mW à 1064 nm et de 150 mW à 813 nm, nous avons commandé un miroir de couplage avec un traitement ayant des transmissions de 5% à 1064 nm et 11% à 813 nm. La puissance théorique de bleu générée dans ces conditions est de 220 mW.

1.4.5 Caractéristiques de la cavité

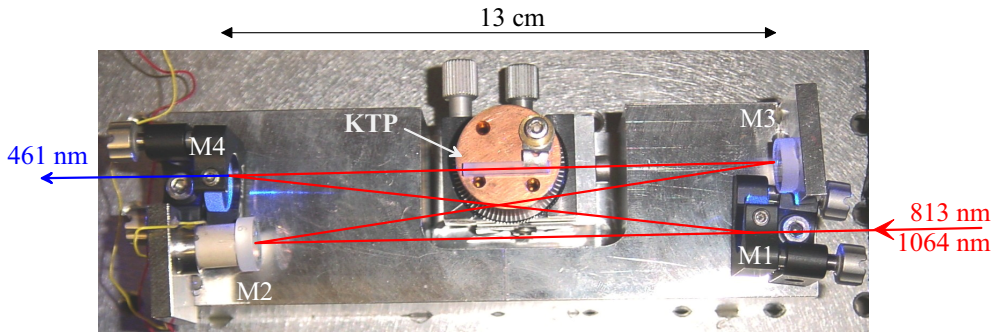


FIG. 1.11 – Cavité utilisée pour la somme de fréquence. M_1 et M_2 sont les miroirs plans et M_3 et M_4 sont les miroirs sphériques entre lesquels se trouve le cristal de KTP.

Les longueurs des bras de la cavité en anneau maximisant la puissance de bleu (L=13 cm et l=36 cm) ont été déterminées avec des miroirs montés

[7] On a mesuré les coefficients de transmission de ces miroirs pour les deux lasers de pompes : $T_{813} < 3 \times 10^{-3}$ et $T_{1064} < 4 \times 10^{-4}$.

sur des supports indépendants. Après cela, un support de cavité en Inox a été construit afin de rigidifier la cavité (fig. 1.11). Pour l'aligner il suffit d'utiliser 2 miroirs, les deux autres sont collés sur leur support. Pour minimiser l'astigmatisme, on a cherché à diminuer l'angle d'incidence sur les miroirs. Il est de 3°, limité par l'encombrement mécanique. Le cristal de KTP est fixé sur un support monté sur une platine de rotation et un étage de translation dans le plan perpendiculaire à l'axe de propagation des faisceaux. La cavité est protégée par une boîte en plexiglas.

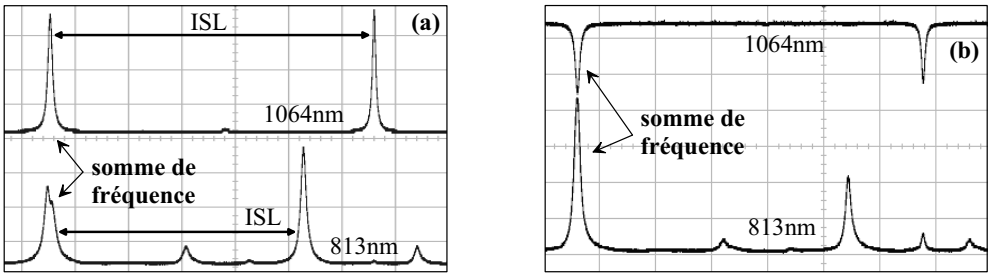


FIG. 1.12 – Mesure des puissances des faisceaux infrarouges (a) transmises par le miroir M_3, (b) réfléchies par le miroir de couplage M_1. La courbe de la mesure en réflexion à 813 nm est inversée. ISL : intervalle spectral libre.

La figure 1.12.a représente les puissances infrarouges intra-cavité mesurées en transmission[8] en modulant la longueur de la cavité. La somme de fréquence a lieu lorsque les deux lasers sont simultanément résonnants dans la cavité. La puissance du faisceau à 813 nm diminue alors de 40% en raison des pertes par conversion. Les finesses de la cavité sont différentes pour les deux lasers de pompe (35 à 813 nm et 75 à 1064 nm), par conséquent on observe un creux dans le mode à 813 nm impliqué dans le processus de somme de fréquence. Pour le Nd :YAG les pertes par conversion sont moins marquées car la puissance est beaucoup plus élevée.

La figure 1.12.b représente la mesure des puissances infrarouges réfléchies par le miroir de couplage. L'efficacité de couplage du faisceau à 813 nm est presque doublée lors du processus de somme de fréquence : les pertes par conversion améliore l'adaptation d'impédance. L'efficacité de couplage est alors de 70% à 813 nm alors qu'elle est seulement de 40% à 1064 nm. Pour augmenter cette dernière, il faut améliorer l'adaptation d'impédance en changeant le miroir de couplage.

[8]La mesure est effectuée en mesurant la transmission par le miroir M_3 dont les coefficients de réflexion sont : $T(813) = 2.6 \times 10^{-3}$ et $T(1064) = 2.9 \times 10^{-4}$.

Asservissements des lasers

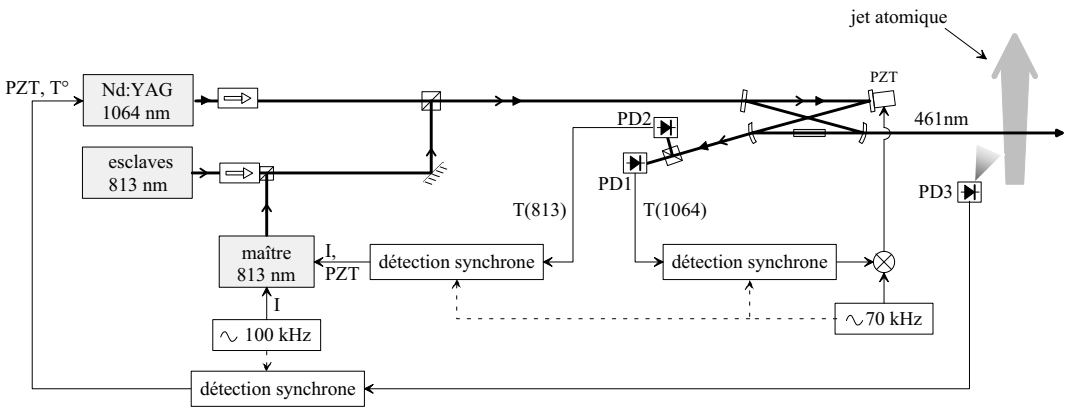


FIG. 1.13 – Schéma de principe des trois asservissements en fréquence utilisés pour la somme de fréquence.

La somme de fréquence requiert trois asservissements qui sont réalisés avec des détections synchrones : deux sont utilisés pour maintenir les deux lasers à résonance et le troisième permet d'asservir la fréquence de l'onde générée à 461 nm sur la transition $^1S_0 - {}^1P_1$ du ^{88}Sr. Le schéma de principe est représenté sur la figure 1.13.

Pour asservir les deux lasers de pompe à résonance, la longueur de la cavité est modulée à 70 kHz à l'aide d'une cale PZT sur laquelle est collé un miroir de la cavité. Dans un premier temps la longueur de la cavité est asservie sur la fréquence du laser Nd :YAG en contrôlant la tension du PZT. Le signal d'erreur est généré à partir de la puissance transmise à 1064 nm, mesurée par la photodiode PD1. Ensuite, la mesure de la puissance transmise à 813 nm (PD2) permet d'asservir la fréquence des lasers à 813 nm sur le mode de résonance de la cavité. Pour cela, la détection synchrone génère un signal de correction utilisé pour contrôler la fréquence du laser maître en agissant sur le courant de cette diode et sur la tension de la cale PZT de la cavité étendue. Enfin, pour asservir la fréquence de l'onde générée à 461 nm, on module le courant de la diode laser maître à 100 kHz et par conséquent la fréquence du faisceau à 461 nm. Une partie de ce faisceau est utilisée pour sonder les atomes de strontium d'un jet atomique (décrit au § 3.3.2). La fluorescence des atomes est collectée par la photodiode PD3 et le signal obtenu permet de contrôler la fréquence du laser Nd :YAG en agissant sur la céramique PZT et la température du cristal.

	813 nm	1064 nm
transmission du miroir de couplage	14%	7%
finesse	35	75
col dans le cristal	50 μm	57 μm
puissance à l'entrée de la cavité	170 mW	900 mW
efficacité de couplage	70%	40%
puissance intra-cavité	1.5 W	29 W

TAB. 1.2 – Paramètres de la cavité de surtension.

Efficacité de la somme de fréquence

Le tableau 1.2 récapitule les paramètres de la cavité de surtension utilisée. Les coefficients en transmission du miroir de couplage sont de 14% à 813 nm et 7% à 1064 nm, proches des spécifications (respectivement 11% et 5%, cf § 1.4.4). Ces facteurs de transmission ont été calculés pour optimiser la puissance générée à 461 nm en considérant la valeur optimale du facteur de conversion $\gamma = 5 \times 10^{-3}$ W/W^2 et en tablant sur des puissances de 150 mW à 813 nm et de 800 mW à 1064 nm. La puissance couplée à 813 nm (120 mW) ne diffère que de 20%. En revanche on ne couple que 360 mW à1064 nm. De plus nous avons dû augmenter les cols dans le cristal afin de minimiser l'effet de double réfraction dans la cavité de surtension (§ 1.4.2), le facteur de conversion dans la cavité de surtension n'est alors que de 2.6×10^{-3} W/W^2. Dans ces conditions, nous avons obtenu une puissance de 115 mW à 461 nm. Compte tenu des coefficients de couplage des ondes de pompe, l'efficacité de conversion en puissance est de 27%. Comme mentionné précédemment cette somme de fréquence pourrait être améliorée en changeant le miroir de couplage afin d'optimiser l'adaptation d'impédance pour le laser Nd :YAG.

1.5 Conclusion

Nous avons démontré l'efficacité de la somme de fréquence dans le cristal de KTP. Les 115 mW obtenus à 461 nm sont suffisants pour obtenir un grand nombre d'atomes piégés : nous avons pu réaliser un piège magnéto-optique fonctionnant avec 1.3×10^9 atomes de ^{88}Sr et un taux de chargement de 4×10^{10} atomes par seconde. L'obtention de ces atomes froids est rapportée dans les chapitres 2 et 3. Nous verrons que pour augmenter encore l'efficacité du processus de ralentissement et de capture des atomes de strontium, il faut augmenter la puissance disponible à 461 nm. Nous allons donc construire une deuxième source laser qui offrira en outre, plus de souplesse pour la mise en

oeuvre et l'utilisation des faisceaux laser nécessaires à l'obtention des atomes froids (fig. 3.1). Cette source sera réalisée par doublage de fréquence dans un cristal de PPKTP ("Periodically Poled KTP"), un nouveau type de cristal qui permet de réaliser un quasi-accord de phase. Ce doublage de fréquence possède par ailleurs l'avantage de mettre en jeu le coefficient non linéaire $d_{33} \simeq 8\,\mathrm{pm/V}$, qui est 6 fois plus élevé que celui utilisé pour la somme de fréquence. Le laser de pompe à 922 nm sera un MOPA injecté par une diode laser, système à nouveau disponible sur le marché. Selon le même principe, 200 mW à 461 nm ont été récemment obtenus par Schwedes *et al* [87].

Chapitre 2

Modélisation du ralentisseur Zeeman

2.1 Introduction

Il est difficile de charger un piège magnéto-optique de strontium à partir d'une vapeur atomique. La pression de vapeur saturante étant faible, il faudrait chauffer une cellule à une température voisine de 500°C ce qui pose des problèmes techniques pour obtenir un vide poussé (ultra-vide) d'autant plus que le strontium est très corrosif à cette température. Nous avons donc choisi de charger le PMO à partir d'un jet atomique formé en chauffant des pépites de strontium à une température de l'ordre de 600°C. A la sortie du four les atomes possèdent une vitesse moyenne de 540 m/s, ils doivent être ralentis vers des vitesses inférieures à la vitesse de capture du piège (environ 50 m/s). Dans ce but, on utilise la force de pression de radiation d'un laser contra-propageant accordé sur la transition cyclante $^1S_0 - {}^1P_1$ à 461 nm. Cette force est maximale lorsque le décalage entre la fréquence du laser et la fréquence de la résonance atomique est nul. Par effet Doppler, ce décalage dépend de la vitesse de l'atome, il varie donc pendant la phase de décélération. Pour ralentir efficacement les atomes il faut compenser cette variation. Deux techniques sont couramment utilisées. La première [88] consiste à balayer temporellement la fréquence du laser contra-propageant. Dans notre cas, cette technique est lourde à mettre en oeuvre car pour ralentir suffisamment des atomes ayant une vitesse initiale de 500 m/s il faudrait balayer la fréquence du laser sur près de 1 GHz. La deuxième méthode [89] consiste à utiliser un laser à fréquence fixe et à compenser la variation d'effet Doppler par l'effet Zeeman induit par un gradient de champ magnétique approprié. C'est cette technique qui a été retenue. Elle offre l'avantage d'obtenir un flux

continu d'atomes ralentis contrairement à la première méthode où les atomes sont ralentis par paquet. L'utilisation du champ magnétique requiert des précautions pour ne pas polluer la zone de capture du PMO. Nous montrerons que des blindages magnétiques permettent de s'affranchir de ce problème. On appelle "ralentisseur Zeeman" l'ensemble formé du faisceau laser contra-propageant et du gradient de champ magnétique. L'efficacité du processus de ralentissement sera un élément déterminant pour la suite de l'expérience. Ce chapitre décrit l'optimisation des paramètres du ralentisseur Zeeman faite préalablement à sa construction. L'étude s'appuie sur une simulation numérique de l'évolution, longitudinale et transverse, de la vitesse et de la position des atomes lors du processus de ralentissement. L'étude a été effectuée pour le ^{88}Sr, isotope prépondérant (83%).

La première partie de ce chapitre décrit le fonctionnement d'un ralentisseur Zeeman dans le cas général où le laser contra-propageant est collimaté. La deuxième partie rapporte l'optimisation des paramètres caractéristiques de ce type de ralentisseur et détaille la simulation numérique utilisée. Dans la troisième partie on étudie un ralentisseur Zeeman fonctionnant avec un faisceau laser convergent. Cette configuration permet de compenser en partie l'expansion thermique du jet atomique. L'originalité du travail rapporté ici consiste à prendre en compte la divergence du faisceau laser pour calculer le gradient de champ magnétique à utiliser. Notre modèle montre que dans nos conditions expérimentales, l'utilisation d'un faisceau laser focalisé au lieu d'un laser collimaté, permet d'augmenter le nombre d'atomes pouvant être capturés par le PMO de plus d'un facteur 3. Dans la dernière partie de ce chapitre on rapporte la mise en oeuvre expérimentale du gradient de champ magnétique. Les bobines utilisées sont disposées dans un blindage magnétique. Outre la protection de la zone de capture située à 14 cm de la fin du ralentisseur, ce blindage assure une variation rapide du champ magnétique à la sortie du ralentisseur. Ceci permet de faire décrocher les atomes du processus de refroidissement pour pouvoir contrôler la vitesse de sortie des atomes. La variation de champ magnétique doit être brusque pour éviter un élargissement de la distribution en vitesse à la sortie du ralentisseur [90].

2.2 Fonctionnement du ralentisseur

On étudie ici un ralentisseur Zeeman fonctionnant avec un laser collimaté dont le vecteur d'onde k est colinéaire à l'axe de propagation du jet atomique. Cet axe, orienté dans le sens du jet, est noté z.

2.2.1 Pression de radiation

La force de pression de radiation exercée sur un atome par le faisceau laser contra-propageant est égale à [91] :

$$F = -\hbar\, k \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + 4\,\Delta^2/\Gamma^2} \tag{2.1}$$

$s = I/I_{sat}$ est le paramètre de saturation défini comme le rapport entre l'intensité laser I et l'intensité de saturation I_{sat}. Γ est le taux d'émission spontanée. Pour la transition ${}^1S_0 - {}^1P_1$, $I_{sat} = 43\,\mathrm{mW/cm^2}$ et $\Gamma = 2 \times 10^8\,\mathrm{s^{-1}}$. Pour un atome ayant une vitesse longitudinale v soumis à un champ magnétique $B(z)$:

$$\Delta = \Delta(z,\, v) = \delta - k\, v(z) - \mu B(z)/\hbar \tag{2.2}$$

$\delta = \omega_L - \omega_0$ est le désaccord entre la fréquence du laser ω_L et la fréquence de la résonance atomique ω_0. Le terme $-k\,v$ correspond au déplacement de fréquence par effet Doppler. Le dernier terme est l'effet Zeeman, il dépend de la polarisation du laser : $\mu = m_q\, g({}^1P_1)\, \mu_B$, où m_q le sous niveau Zeeman de l'état excité avec q=0, 1 ou - 1 respectivement en polarisation rectiligne, circulaire droite (σ^+) ou gauche (σ^-). Pour que le déplacement par effet Zeeman soit non nul, il faut utiliser une polarisation circulaire. L'étude est menée pour une polarisation σ^-, cas identique à l'utilisation d'une polarisation σ^+ et d'un champ $-B$. $g({}^1P_1)$ est le facteur de Landé (cf Annexe B.1), il vaut 1 pour le niveau ${}^1P_1$ du ^{88}Sr. On a dans ce cas : $\mu = -\mu_B$.

2.2.2 Gradient de champ magnétique

Les ralentisseurs Zeeman réalisent généralement une décélération uniforme [89, 90, 92] :

$$a_{\mathcal{R}} = \eta\, a_{max} \tag{2.3}$$

où on a introduit un paramètre η compris entre 0 et 1. On trouvera la justification de ce paramètre au paragraphe suivant. a_{max} est la décélération maximale des atomes dans le référentiel du laboratoire :

$$a_{max} = -\frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s}\, v_{rec} \tag{2.4}$$

où v_{rec} est la vitesse de recul : $v_{rec} = \hbar\, k/m \simeq 1\,\mathrm{cm/s}$.

On considère le référentiel $\mathcal{R}$ décélérant à $a_{\mathcal{R}}$. Sa vitesse $v_{\mathcal{R}}$ dans le référentiel du laboratoire vérifie la relation :

$$\frac{\mathrm{d}v_{\mathcal{R}}}{\mathrm{d}t} = a_{\mathcal{R}} \quad \Rightarrow \quad v_{\mathcal{R}}(z) = \sqrt{2\, a_{max}\, \eta\, (z - z_{max})} \tag{2.5}$$

z_{max} est l'abscisse où cette vitesse s'annule.

Par ailleurs, $a_{\mathcal{R}}$ est liée à la pression de radiation selon :

$$a_{\mathcal{R}} = \frac{F\,(z, v_{\mathcal{R}})}{m} \tag{2.6}$$

En utilisant l'expression de $F\,(z, v_{\mathcal{R}})$ (2.1) et la définition de $a_{\mathcal{R}}$ (2.3) on obtient la relation suivante :

$$\frac{4}{\Gamma^2}(\delta + k\, v_{\mathcal{R}}(z) + \frac{\mu_B B(z)}{\hbar})^2 = (1+s)(\frac{1}{\eta} - 1) \tag{2.7}$$

Avec l'équation (2.5), on en déduit la forme du gradient de champ magnétique à utiliser pour compenser l'effet Doppler d'un atome soumis à une décélération uniforme $\eta\, a_{max}$:

$$\begin{aligned} & B(z) = B_0 + B_1\sqrt{1 - z/z_{max}} \\ \text{avec :} \quad & B_0 = -\frac{\hbar}{\mu_B}\left[\delta + \frac{\Gamma}{2}\sqrt{(1+s)(\frac{1}{\eta} - 1)}\,\right] \\ & B_1 = -\frac{\hbar}{\mu_B}\, k\sqrt{2\,\eta\,|a_{max}|\, z_{max}} \end{aligned} \tag{2.8}$$

où z_{max}, s et η sont des paramètres à déterminer. Le choix de la valeur de δ n'est pas critique pour l'optimisation de l'efficacité du ralentisseur car ce décalage modifie seulement la valeur du champ magnétique moyen. En pratique, le faisceau laser du ralentisseur traverse la zone de capture du PMO, δ doit donc être choisi suffisamment grand pour ne pas perturber les atomes piégés. Par ailleurs, il est préférable d'utiliser une valeur moyenne du champ magnétique faible afin de diminuer la valeur du courant électrique dans les bobines et donc la puissance dissipée pas effet Joule.

2.2.3 Évolution des vitesses

Dans le référentiel en mouvement $\mathcal{R}$, les atomes possèdent une vitesse $v' = v - v_{\mathcal{R}}$. En dérivant cette équation on obtient :

$$\frac{\mathrm{d}v'}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{m}\, F(z, v) - a_{\mathcal{R}} = \frac{\Gamma}{2}\, v_{rec}\left[\frac{-s}{1 + s + 4(kv' + \delta')^2/\Gamma^2} + \eta\, \frac{s}{1+s}\right] \tag{2.9}$$

on a introduit la notation :

$$\delta' = \delta + k\, v_{\mathcal{R}}(z) + \frac{\mu_B B(z)}{\hbar} = \frac{-\Gamma}{2}\sqrt{(1+s)(\frac{1}{\eta}-1)} \tag{2.10}$$

L'équation (2.9) possède deux solutions stationnaires :

$$k\, v'_{eq1} = 0 \Leftrightarrow v(z) = v_{\mathcal{R}}(z) \tag{2.11}$$

$$k\, v'_{eq2} = -2\delta' \Leftrightarrow v(z) = v_0(z) = v_{\mathcal{R}}(z) + \frac{\Gamma}{k}\sqrt{(1+s)(\frac{1}{\eta}-1)} \tag{2.12}$$

La première solution correspond à un équilibre stable et la deuxième à un équilibre instable (fig. 2.1). Les atomes sont donc ralentis vers $v_{\mathcal{R}}(z)$.

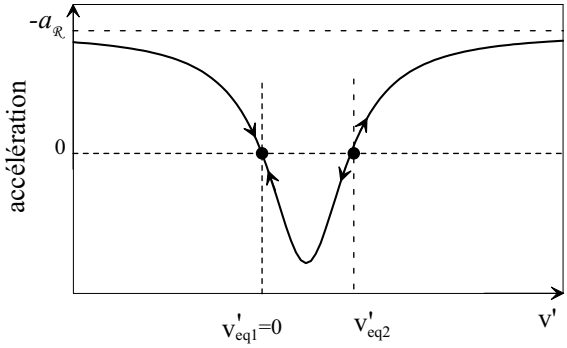


FIG. 2.1 – Accélération des atomes dans le référentiel $\mathcal{R}$ décélérant à $a_{\mathcal{R}}$. On a représenté les 2 positions d'équilibre et on a schématisé l'évolution du mouvement d'un atome au voisinage de ces positions.

Vitesse à la sortie du ralentisseur

La vitesse v_s des atomes à la sortie du ralentisseur dépend de la longueur du ralentisseur z_s :

$$v_s = v_{\mathcal{R}}(z_s) = \sqrt{2\, a_{max}\, \eta\, (z_s - z_{max})} \tag{2.13}$$

$$\Leftrightarrow \quad z_s = z_{max} - \frac{v_s^2}{2\, \eta\, a_{max}} \tag{2.14}$$

Cette vitesse doit être inférieure à la vitesse de capture du PMO.

Vitesse de capture du ralentisseur Zeeman

La vitesse de capture v_c en dessus de laquelle les atomes ne peuvent pas être refroidis est donnée par :

$$v_c = v_0(z=0) = \sqrt{2\,|a_{max}|\,\eta\,z_{max}} + \frac{\Gamma}{k}\sqrt{(1+s)(\frac{1}{\eta}-1)} \tag{2.15}$$

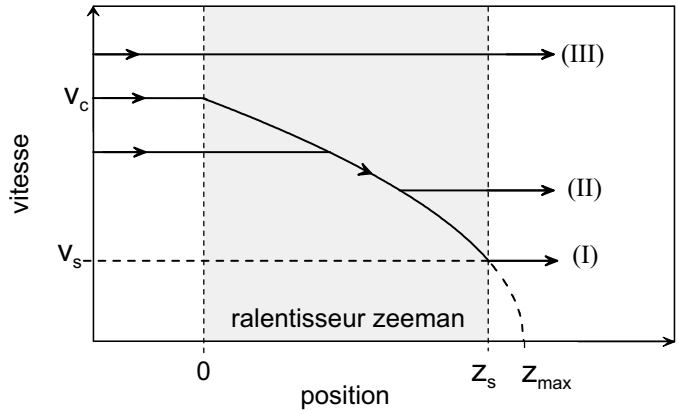


FIG. 2.2 – Évolution de la vitesse longitudinale des atomes pour différentes vitesses à l'entrée du ralentisseur Zeeman.

L'évolution de la vitesse des atomes sur l'axe de propagation est schématisée sur la figure 2.2. Les atomes dont la vitesse à l'entrée du ralentisseur est inférieure à la vitesse de capture sont ralentis jusqu'à la vitesse v_s (cas I) s'ils ne décrochent pas au cours du processus de refroidissement (cas II). Par contre les atomes qui possèdent une vitesse supérieure à v_c ne sont pas ralentis (cas III).

Coefficient d'amortissement

Les atomes sont non seulement ralentis vers $v_{\mathcal{R}}(z)$ pour tout z mais sont aussi refroidis vers cette vitesse. En linéarisant la relation (2.9) au voisinage de $v' - v_{\mathcal{R}}$ on obtient l'expression du coefficient d'amortissement défini par $\mathrm{d}(v' - v_{\mathcal{R}})/\mathrm{dt} = -\gamma\,(v' - v_{\mathcal{R}})$:

$$\gamma = \frac{8\,\eta^2\,s}{(1+s)^2}\sqrt{(1+s)(\frac{1-\eta}{\eta})} \times \gamma_D \tag{2.16}$$

$$\text{avec :} \qquad \gamma_D = \frac{\hbar\,k^2}{4\,m} \tag{2.17}$$

Cette expression montre que lorsque $\eta = 1$, le taux d'amortissement est nul : on ne peut pas décélérer les atomes à a_{max} car la constante de temps du refroidissement seraient infinie ($\mathrm{d}\,F/\mathrm{d}\,v = 0$). γ_D est le taux d'amortissement maximal qui peut être obtenu avec un refroidissement Doppler [93]. Pour des paramètres typiques ($s = 1$ et η=0.7), $\gamma \simeq 0.9\,\gamma_D$.

2.2.4 Chauffage transverse

La ré-émission spontanée des photons absorbés crée une marche aléatoire à trois dimensions dans l'espace des vitesses de pas égale à la vitesse de recul v_{rec}. En considérant l'émission spontanée comme isotrope[1], la distribution de probabilité de la composante v_i ($i = x, y, z$) après N photons absorbés est une gaussienne pour N suffisamment grand [94] :

$$p_N(v_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{v_i^2}{2\sigma^2}\right) \tag{2.18}$$

$$\text{avec :} \quad \sigma = \sqrt{\frac{N}{3}} v_{rec} \tag{2.19}$$

Un atome ayant une vitesse initiale de 500 m/s est ralenti à 50 m/s après avoir absorbé N=45 000 photons, on a alors : $\sigma \simeq 1.2$ m/s. Cet écart type est environ dix fois plus faible que la largeur de la distribution des composantes longitudinales de la vitesse à la sortie de notre four (cf § 2.3.2). Par conséquent le chauffage transverse lié à l'émission spontanée est négligeable. Ceci a été vérifié avec la simulation numérique en comparant la distribution de la vitesse transverse à la sortie du four avec celle obtenue à la sortie du ralentisseur en tenant compte de l'émission spontanée : la différence se situe au niveau du bruit du tirage aléatoire des conditions initiales de la vitesse.

2.2.5 Influence du profil gaussien du faisceau laser

Le paramètre de saturation n'est pas uniforme dans le plan transverse car le laser est dans un mode gaussien. Pour un atome situé à la distance r de l'axe du jet :

$$s(r) = \frac{2P_L}{\pi w^2 I_{sat}} \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right) \tag{2.20}$$

w est le rayon du faisceau à $1/e^2$ et P_L la puissance du laser.

[1] Pour tenir compte du profil dipolaire de l'émission spontanée dans la direction transverse, il faudrait multiplier l'écart type obtenu avec une émission isotrope par un facteur $\sqrt{3/10}$ [90].

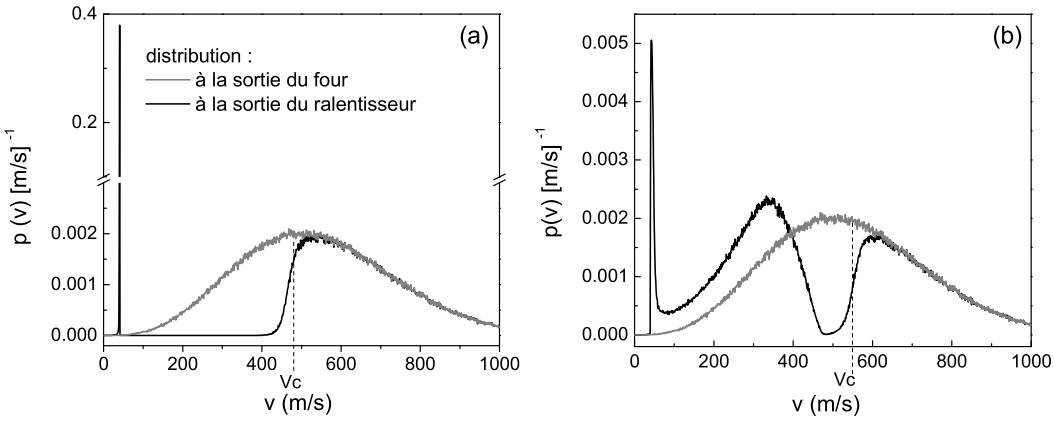


FIG. 2.3 – Distribution de la vitesse longitudinale à la sortie du four chauffé à 600^oC (en gris) et à la sortie du ralentisseur (en noir). (a) : Simulation effectuée en considérant un faisceau laser de 4 mm de diamètre avec un paramètre de saturation constant, égal à 1. (b) : Simulation effectuée en considérant un faisceau gaussien de 4 mm de rayon à $1/e^2$, avec s=2.8 au centre du faisceau (P_L=30 mW). (a, b) : La longueur du ralentisseur est de 30 cm et η=0.7. v_c est la vitesse de capture théorique.

Par conséquent, la pression de radiation dépend non seulement de la vitesse de l'atome et de sa position longitudinale mais aussi de la position dans le plan transverse. Pour modéliser le ralentisseur Zeeman il est crucial de prendre en compte cette dernière. Sur la figure 2.3 on a tracé les distributions de la vitesse longitudinale à la sortie du ralentisseur obtenues en considérant un paramètre de saturation constant (s=1 sur un disque de 4 mm de diamètre) ou en prenant en compte le profil gaussien du faisceau laser. Les caractéristiques du faisceau gaussien ont été choisies pour que le paramètre de saturation moyen soit aussi égal à 1 sur un disque de 4 mm de diamètre. Lorsque s est uniforme (fig. 2.3.a), les atomes sont soumis à une force constante au cours du processus de ralentissement et on peut trouver des paramètres du ralentisseur pour lesquels presque tous les atomes ayant une vitesse initiale inférieure à la vitesse de capture sont ralentis : 39% des atomes sortant du four ont une vitesse inférieure à 50 m/s à la sortie du ralentisseur. En revanche lorsqu'on tient compte de la variation transverse du paramètre de saturation (fig. 2.3.b), beaucoup d'atomes décrochent et seulement 4% des atomes sont ralentis à une vitesse inférieure à 50 m/s. Il faut noter que le pourcentage d'atomes pouvant être piégés (atomes ralentis qui atteignent la zone de capture) est beaucoup plus faible que le pourcentage d'atomes ralentis. Dans le cas (a), il n'est que de 1%, limité par l'expansion

transverse du jet atomique (fig. 2.4).

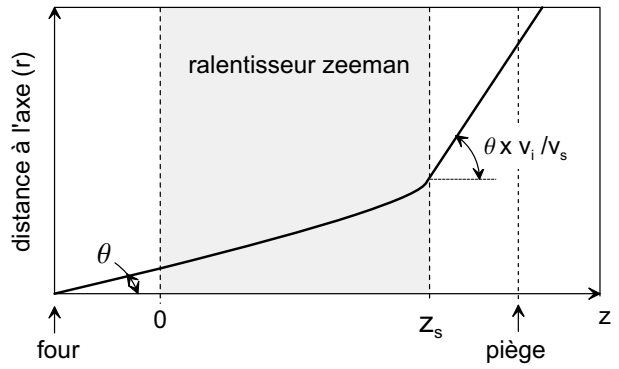


FIG. 2.4 – Expansion transverse du jet : évolution de la position transverse d'un atome sortant du four avec un angle θ par rapport à l'axe du jet et une vitesse longitudinale v_i. v_s est la vitesse de sortie du ralentisseur Zeeman.

Sur la figure 2.3 sont indiquées les vitesses de capture théoriques calculées selon l'équation (2.15) en utilisant la valeur du paramètre de saturation au centre du faisceau laser. On constate un très bon accord entre ces valeurs et les résultats de la simulation numérique.

2.3 Ralentisseur Zeeman avec un laser collimaté

2.3.1 Principe de la simulation numérique

Les paramètres du ralentisseur Zeeman doivent être choisis de façon à optimiser le nombre d'atomes pouvant être piégés par le PMO. Ces atomes sont caractérisés par leur vitesse qui doit être inférieure à la vitesse de capture du piège, et leur position qui doit se situer dans la zone de capture limitée par la taille des faisceaux du piège. On a utilisé une simulation numérique permettant de déterminer l'évolution de la vitesse et de la position des atomes dans les 3 directions de l'espace. L'optimisation a été faite sur le nombre d'atomes N_p possédant une vitesse inférieure à 50 m/s, situés dans un disque de 1 cm de diamètre à une distance de 14 cm après la sortie du ralentisseur (distance de vol libre).

Pour caractériser complètement le ralentisseur Zeeman il suffit de 5 paramètres : la puissance et la taille du faisceau laser, le désaccord δ, la longueur du ralentisseur et le paramètre η. Le champ magnétique est calculé avec les relations 2.8. Nous avons mentionné plus haut que δ modifie uniquement la valeur moyenne du champ magnétique. Il ne joue donc aucun rôle dans

l'optimisation de l'efficacité qui est faite sur les 4 paramètres restants. La simulation numérique permet de calculer le nombre N_p pour un jeu de paramètres donné.

Algorithme

L'évolution des atomes est calculée pas à pas après avoir tiré aléatoirement les composantes initiales de la vitesse et de la position. Les lois de probabilités sont détaillées au paragraphe suivant. Pour faire progresser l'atome dans le ralentisseur, trois méthodes ont été successivement utilisées : une discrétisation avec un pas constant d'abord sur z puis sur la valeur du champ magnétique $B(z)$ et enfin un pas auto-adaptatif généré à l'aide de la théorie de Runge Kutta [95]. Ces trois méthodes ont donné les mêmes résultats.

A chaque pas, on calcule le nombre de photons absorbés N par l'atome soumis à la pression de radiation $F(z, r, v)$ pendant une durée δt. Ce nombre est obtenu d'après la relation suivante :

$$F(z, r, v) = m\, v_{rec} \frac{N}{\delta t} \tag{2.21}$$

Le faisceau laser étant collimaté, le vecteur d'onde est parallèle à l'axe de propagation tout au long du jet et seule la vitesse longitudinale est modifiée par l'absorption de ces N photons, d'une quantité $\delta v = -N \times v_{rec}$. L'émission spontanée ne jouant pas de rôle significatif, elle a été omise afin de diminuer les temps de calcul. Par conséquent, la distribution transverse de la vitesse n'est pas modifiée. Connaissant les composantes de la vitesse, il reste à calculer l'évolution de la distribution spatiale avant d'incrémenter le pas.

2.3.2 Loi de probabilité des conditions initiales

Position des atomes dans le plan transverse

A la sortie du four, les atomes sont sélectionnés par des éjecteurs composés d'environ 200 tubes de L=8 mm de longueur, et $2a$=200 μm de diamètre intérieur (le four est décrit en détails au paragraphe 3.3.1). La section totale des éjecteurs correspond à peu près à un disque de 4 mm de diamètre. Pour déterminer la position initiale des atomes dans le plan transverse, on a utilisé un tirage aléatoire[2] avec une loi de distribution uniforme dans un disque de cette taille.

[2]Les procédures de tirage aléatoire ont été programmées en utilisant les méthodes trouvées dans *Numerical Recipes* ([95], http ://www.nr.com).

Vitesse longitudinale

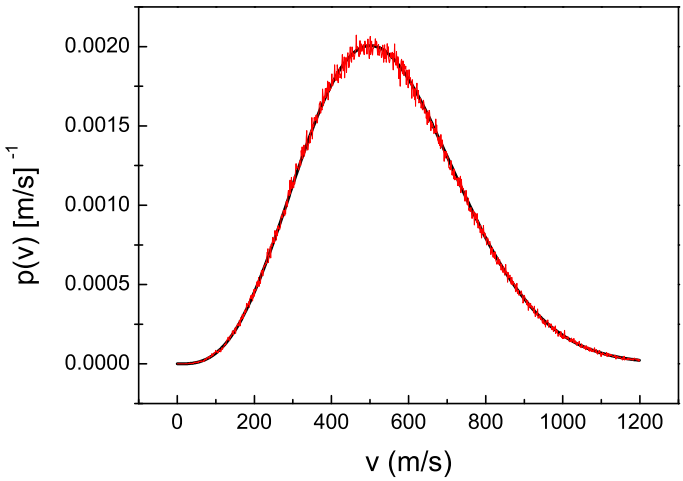


FIG. 2.5 – Densité de probabilité de la vitesse des atomes à la sortie du four. La courbe en trait gras représente la distribution théorique et la courbe en trait fin correspond à la distribution obtenue par la méthode de réjection pour 10^6 tirages aléatoires.

A la sortie du four la densité de probabilité $p(v)$ d'avoir une vitesse de module v est donnée par [14] :

$$p(v) = \frac{2\,v^3}{\alpha^4} \exp\left(\frac{-v^2}{\alpha^2}\right) \tag{2.22}$$

$$\text{avec :} \qquad \alpha = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} \tag{2.23}$$

m est la masse atomique, k_B la constante de Boltzmann et T la température en degrés Kelvin. La vitesse moyenne est : $\overline{v} = 3\pi^{1/2}\alpha/4$. A une température de 600°C, pour des atomes de strontium (m=1,44 10^{-25} Kg) cette vitesse est de 543 m/s.

La vitesse longitudinale initiale doit être tirée au sort selon la loi de probabilité (2.22). Pour cela on a utilisé la méthode de réjection expliquée dans l'annexe D. Sur la figure 2.5, on peut comparer la distribution théorique avec la distribution obtenue par cette méthode.

Vitesse transverse

Les éjecteurs réalisent une sélection en vitesse transverse. Dans le cadre de cette simulation numérique, on considère que la vitesse transverse v_t et la

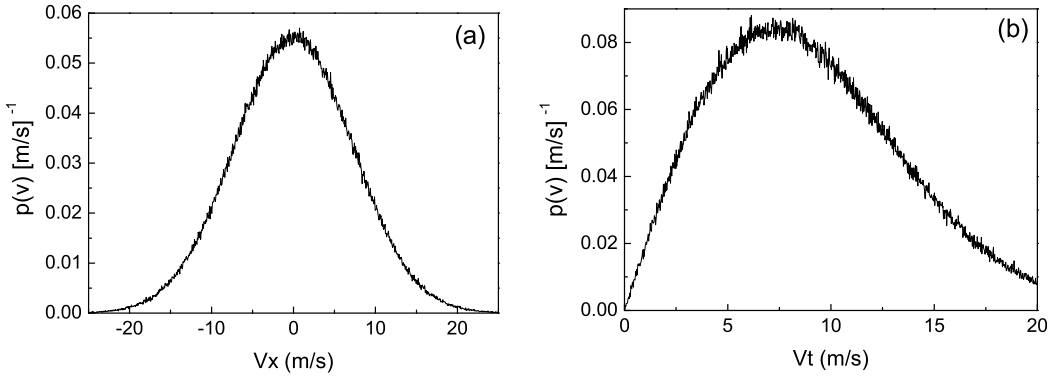


FIG. 2.6 – Densité de probabilité de la vitesse transverse (a) et du module de la vitesse transverse (b) à la sortie du four chauffé à 600^oC.

vitesse longitudinale v sont reliées par la relation [3] :

$$v_t \leq \frac{2a}{L} \times v = \frac{0.2}{8} \times v \tag{2.24}$$

Après avoir tiré au sort la vitesse longitudinale, les deux composantes de la vitesse transverse v_x et v_y sont alors tirées selon une loi de probabilité uniforme entre 0 et $\frac{0.2}{8}$ v en ne gardant que les couples de valeur qui vérifient l'équation (2.24). Sur la figure 2.6, on a tracé les distributions de la composante v_x et du module de la vitesse transverse pour un four chauffé à 600^oC.

2.3.3 Optimisation des paramètres

Pour optimiser les quatre paramètres P_L, w, η et z_{max}, on a procédé par approche successive. On a choisi un jeu de valeurs initiales, puis on a calculé le nombre d'atomes piégeables (N_p) en fonction d'un des quatre paramètres (p_i) en gardant les autres constants. On a fixé p_i à la valeur correspondant au maximum de N_p sur cette courbe. On a ensuite effectué le même travail avec un autre paramètre. Cette procédure a été répétée plusieurs fois afin d'obtenir un jeu de valeurs correspondant à un maximum de N_p pour les quatre courbes[4]. Ces courbes sont représentées sur la figure 2.7.

[3] On ne tient pas compte ici des atomes sortant du four après avoir subit des collisions avec les parois des tubes. Le lecteur pourra trouver plus de détails sur la distribution angulaire du jet atomique dans la référence [14] et les articles qui y sont cités.

[4] Une optimisation plus rigoureuse aurait consisté à écrire un programme de recherche de maximum global avec 4 variables.

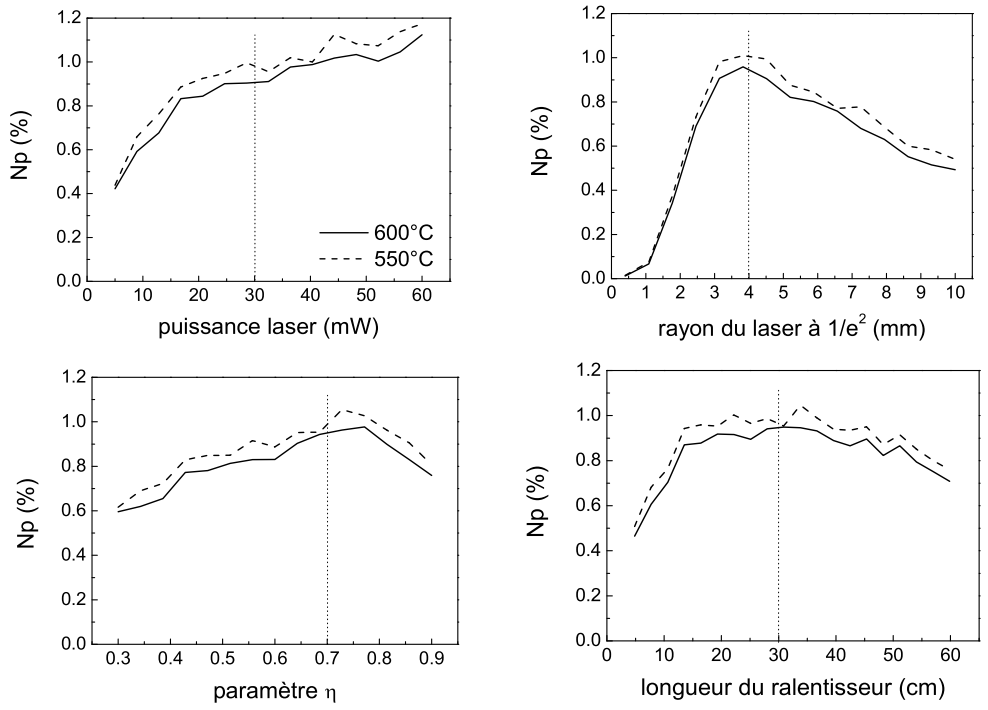


FIG. 2.7 – Variation du nombre d'atomes piégeables N_p en fonction des paramètres à optimiser. On a tracé le rapport entre N_p et le nombre total d'atomes sortant du four autour des valeurs retenues : P_L=30 mW, w=4 mm, η=0.7 et z_s=30 cm.

La puissance laser est un paramètre particulier car expérimentalement elle est limitée : la puissance générée par la somme de fréquence à 461 nm doit être répartie entre le ralentisseur Zeeman et le PMO. On a décidé d'utiliser **30 mW** pour le ralentisseur. Les conditions optimales correspondent alors à un **faisceau laser de 4 mm de rayon**[5] **à $1/e^2$, η=0.7, et z_s=30 cm. Dans cette configuration, 0.9% des atomes qui sortent du four à 600°C possèdent une vitesse inférieure à la vitesse de capture et se trouvent dans la zone de capture du piège** modélisée par un disque de 1 cm de diamètre situé à 14 cm de la sortie du ralentisseur. Pour un four chauffé à 550°C, les conditions optimales sont à peu près identiques. Le pourcentage d'atomes piégeables est plus élevé à 550°C qu'à 600°C car à la sortie du four, plus d'atomes possèdent une vitesse inférieure à la vitesse de capture. Cependant, il faut noter que lorsque la température du four est augmentée de 50°, le flux d'atomes à la sortie du four est multiplié par 3 (fig. 3.8) et par

[5] On peut remarquer que la taille optimale du faisceau laser correspond à la taille du jet atomique à l'entrée du ralentisseur.

conséquent le flux d'atomes ralentis augmente avec la température.

On tient à souligner que le nombre d'atomes N_p dépend fortement de la zone de capture choisie ainsi que de sa distance à la sortie du ralentisseur Zeeman. Par exemple, avec les mêmes paramètres pour le ralentisseur Zeeman, le nombre d'atomes ralentis qui passent par un disque de 1.4 cm de diamètre situé à 10 cm de la fin du ralentisseur est égal à 3.6% des atomes sortant du four.

Pour un désaccord laser $\delta = -500\,\mathrm{MHz}$, les valeurs des coefficients du champ magnétique qui correspondent au jeu de valeurs optimales sont[6] :

$$\begin{aligned} B_0 &= 34\ \mathrm{mT} \\ B_1 &= -86\ \mathrm{mT} \end{aligned} \tag{2.25}$$

Remarque : Dans la simulation numérique, on a négligé les pertes par pompage optique via le niveau $^1D_2$. Ce processus est détaillé au chapitre suivant (§ 3.4.2). La probabilité qu'un atome reste dans les niveaux $^1S_0$ et $^1P_1$ après avoir absorbé N photons est : $p(N) \simeq \exp\left(-\frac{\Gamma_D}{\Gamma} N\right)$, $\Gamma = 2\,10^8\,\mathrm{s}^{-1}$ étant le taux d'émission à 461 nm et $\Gamma_D = 3.9\,10^3\,\mathrm{s}^{-1}$ celui de la transition $^1P_1 - {}^1D_2$. Un atome ayant une vitesse de 400 m/s à la sortie du four est ralenti à 50 m/s après avoir absorbé 35 000 photons, il possède une probabilité 1/2 d'être perdu par pompage optique dans le niveau $^1D_2$. Cependant, la probabilité pour qu'un atome atteigne la zone de capture est d'autant plus faible qu'il possède une vitesse longitudinale élevée à cause de l'expansion transverse du jet atomique. On peut donc considérer que les pertes par pompage optique ne jouent pas de rôle déterminant.

2.4 Utilisation d'un laser convergent

On considère maintenant un ralentisseur fonctionnant avec un faisceau laser focalisé avant l'entrée du ralentisseur. Cette configuration qui permet un meilleur recouvrement entre le faisceau laser et le jet atomique, possède surtout l'avantage de refroidir les atomes dans la direction transverse et donc de diminuer l'expansion du jet atomique.

Pour un laser focalisé, le paramètre de saturation dépend de la position sur l'axe z et par conséquent la décélération maximale a_{max} (2.4) n'est plus constante. Par analogie avec les ralentisseurs qui réalisent une décélération

[6] La valeur du paramètre de saturation utilisée pour le calcul de B_0 et B_1 est celui au centre du faisceau (s =2.8).

constante $a_{\mathcal{R}} = \eta\, a_{max}$, on choisi de décélérer les atomes en gardant le paramètre η constant en tout point de l'axe. La décélération $a_{\mathcal{R}}(z)$ est alors définie par :

$$\frac{a_{\mathcal{R}}(z)}{a_{max}(z)} = \eta \tag{2.26}$$

où $a_{max}(z)$ est l'intensité maximale qui dépend de l'intensité de saturation sur l'axe $s_0(z)$:

$$a_{max}(z) = -\frac{\Gamma}{2}\frac{s_0(z)}{1+s_0(z)}\, v_{rec} \tag{2.27}$$

Les lois régissant l'évolution des vitesses dans le ralentisseur et l'expression du champ magnétique obtenues au premier paragraphe ne sont plus valables.

La dimension du faisceau doit être caractérisée par deux paramètres au lieu d'un dans le cas d'un laser collimaté. On a choisi de spécifier les rayons à l'entrée w_e et à la sortie w_s du ralentisseur. Le paramètre de saturation est défini en tout point par :

$$s(z,r) = s_0(z)\, \exp(-\frac{2r^2}{w(z)^2}) \tag{2.28}$$

avec :

$$s_0(z) = \frac{2P_L}{\pi w(z)^2 I_{sat}} \tag{2.29}$$

$$w(z) = w_e + \frac{z}{z_s}\,(w_s - w_e) \tag{2.30}$$

2.4.1 Modification du gradient de champ magnétique

Pour simuler l'évolution des atomes dans le ralentisseur, il faut déterminer le champ magnétique $B(z)$ à utiliser pour réaliser la décélération $a_{\mathcal{R}}(z)$ (2.26). $B(z)$ est relié à la vitesse $v_{\mathcal{R}}(z)$ selon la relation (2.5) qui reste valable :

$$\frac{4}{\Gamma^2}(\delta + k\, v_{\mathcal{R}}(z) + \frac{\mu_B B(z)}{\hbar})^2 = (1+s_0(z))(\frac{1}{\eta} - 1) \tag{2.31}$$

La différence par rapport au cas où $a_{\mathcal{R}}$ est uniforme étant qu'il n'y a pas d'expression analytique pour $v_{\mathcal{R}}(z)$. Elle doit maintenant être calculée en résolvant le système d'équations différentielles couplées :

$$\frac{\mathrm{d}\, v_{\mathcal{R}}(z)}{\mathrm{dt}} = a_{\mathcal{R}}(z) = -\eta\,\frac{\Gamma}{2}\frac{s_0(z)}{1+s_0(z)}\, v_{rec} \tag{2.32}$$

$$\frac{\mathrm{d}\, z}{\mathrm{dt}} = v_{\mathcal{R}}(z) \tag{2.33}$$

La résolution de ce système est faite numériquement à l'aide de la théorie de Runge Kutta [95] pour un jeu de paramètres (η, w_e, w_s, δ) donné.

2.4.2 Refroidissement transverse

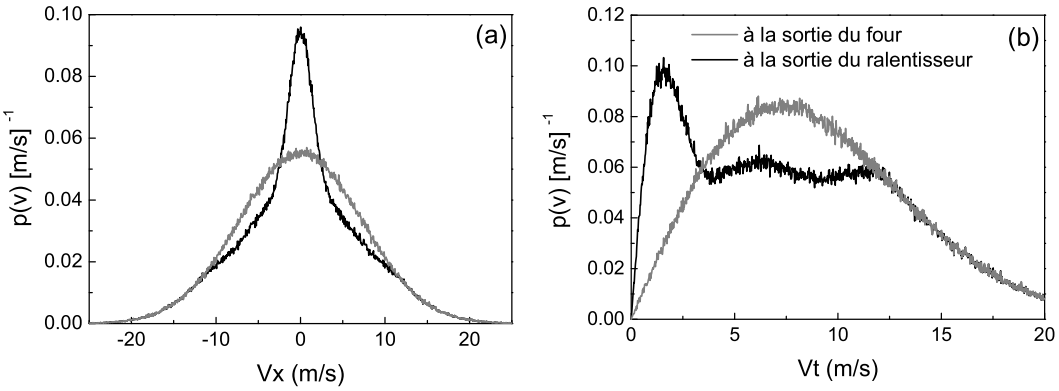


FIG. 2.8 – Densité de probabilité de la composante v_x de la vitesse transverse (a) et du module de la vitesse transverse v_t (b) à la sortie du four chauffé à 600°C et à la sortie du ralentisseur fonctionnant avec un laser focalisé avec w_e=1 mm et w_s=8 mm. Courbes obtenues avec $\eta = 0.4$, $P_L = 30\,\mathrm{mW}$ et $z_s = 30\,\mathrm{cm}$.

Dans la simulation numérique qui fait évoluer les atomes dans le ralentisseur, il faut prendre en compte le fait que le vecteur d'onde k n'est plus parallèle à l'axe z. Les N photons absorbés à chaque pas (éq. 2.21) dans la direction de k modifient les trois composantes de la vitesse : en plus du refroidissement de la vitesse longitudinale, on obtient un refroidissement dans la direction transverse (fig. 2.8).

2.4.3 Efficacité du ralentisseur avec un laser convergent

La simulation numérique est à nouveau utilisée pour déterminer les paramètres maximisant le nombre d'atomes piégeables N_p. On a fixé la puissance du faisceau et la longueur du ralentisseur aux valeurs préalablement obtenues dans le cas d'un laser convergent : $P_L = 30\,\mathbf{mW}$ et $z_s = 30\,\mathbf{cm}$. Puis on a simulé l'évolution des atomes dans le ralentisseur pour différents jeu de paramètres (η, w_e, w_s) en ayant calculé au préalable le champ magnétique correspondant (§2.4.1). Comme précédemment, δ est choisi pour minimiser le champ magnétique moyen.

Pour un four chauffé à 600°C, **la fraction maximale d'atomes piégeables obtenue est égale à 3% pour $\eta = 0.4$, $w_e = 1\,\mathbf{mm}$ et $w_s = 8\,\mathbf{mm}$**. Sur la figure 2.9 on a représenté le champ magnétique du ralentisseur et la distribution de vitesse transverse obtenue à la fin du ralentisseur pour ce jeu de valeurs. Beaucoup plus d'atomes sont ralentis à une vitesse inférieure

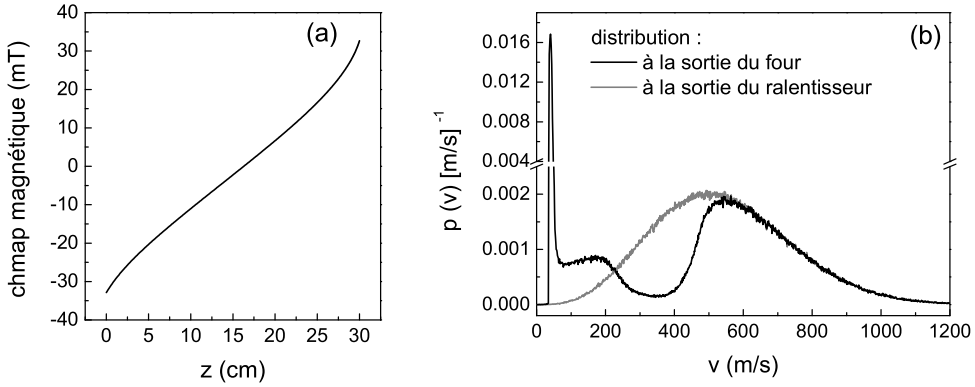


FIG. 2.9 – (a) Champ magnétique du ralentisseur pour le jeu de paramètres optimisant N_p : $\eta = 0.4$, w_e=1 mm, w_s=8 mm avec P_L=30 mW, z_s=30 cm et pour $\delta = -560$ MHz. (b) Distribution de la vitesse longitudinale à la sortie de ce ralentisseur Zeeman. Simulation effectuée pour un four chauffé à 600°C.

à 50 m/s (18%, fig. 2.9.b) que dans le cas d'un faisceau laser collimaté (4%, fig. 2.3).

Remarque : Nous avons vérifié expérimentalement que le processus de refroidissement est aussi efficace pour les trois isotopes prépondérants (cf fig. 3.3). En particulier pour l'isotope ^{87}Sr, le passage par zéro du champ magnétique n'altère pas l'efficacité du processus de ralentissement malgré la structure hyperfine de l'état excité.

2.4.4 Conclusion

La simulation numérique montre que 3% des atomes sortant d'un four à 600°C peuvent être ralentis par le ralentisseur Zeeman. Nous verrons au chapitre suivant (§ 3.5) que le taux mesuré expérimentalement est en bon accord avec cette valeur.

L'étude montre que l'utilisation d'un faisceau laser focalisé permet d'augmenter le nombre d'atomes piégeables d'un facteur 3.3 par rapport à l'utilisation d'un faisceau collimaté. Ce gain est fortement relié au fait que la transition $^1S_0 - {}^1P_1$ utilisée pour le refroidissement possède un taux d'émission spontanée élevé ($2\times10^8\,\mathrm{s}^{-1}$). Par conséquent le ralentisseur Zeeman est beaucoup plus court que ceux utilisés pour les alcalins (30 cm contre typiquement 1.2 m pour le sodium [90] ou 1.4 m pour le césium [92]). On peut alors focaliser significativement le faisceau laser (en gardant une taille raisonnable à la sortie du ralentisseur) et le refroidissement transverse est efficace.

Le nombre d'atomes pouvant être capturés par le PMO reste limité par l'expansion transverse du jet atomique. En divisant par 10 la largeur de la distribution de vitesse transverse, les résultats de la simulation numérique indiquent que la fraction d'atomes piégeables à 600°C serait de 23%. Un refroidissement transverse du jet atomique à la sortie du four augmenterait donc grandement les performances du ralentisseur Zeeman. Cette étape de refroidissement pourra prochainement être réalisée grâce à la puissance laser fournie par la deuxième source à 461 nm.

2.5 Bobines du champ magnétique

On présente ici la mise en oeuvre expérimentale du gradient de champ magnétique optimal obtenu précédemment (fig. 2.9.a). Il est produit par plusieurs solénoïdes concentriques qu'on a choisi de placer à l'intérieur d'un blindage magnétique pour plusieurs raisons. D'une part, cela permet de minimiser les perturbations magnétiques dans la zone de capture qui sera aussi la zone d'interrogation de l'horloge. Celle ci est située à 14 cm de la sortie du ralentisseur où règne un champ de 30 mT. D'autre part cela permet de réaliser une variation brutale du champ magnétique à la sortie du ralentisseur ($\simeq$10 mT/cm). Les atomes ne sont alors plus résonnants avec le laser et décrochent du processus de refroidissement. Ce décrochage est indispensable pour contrôler la vitesse des atomes à la sortie du ralentisseur [90]. Mentionnons enfin que la présence du blindage augmente l'intensité du champ magnétique à proximité de celui-ci. Par conséquent moins de puissance électrique est requise pour créer le même champ ce qui permet de diminuer l'échauffement des bobines par effet Joule.

2.5.1 Blindage magnétique

Pour obtenir le gradient de champ magnétique souhaité, le nombre de spires à bobiner et leur position ont été déterminés en tenant compte de la présence du blindage magnétique qui modifie les lignes de champs et donc l'intensité du champ magnétique. Le modèle consiste à considérer le blindage magnétique comme un miroir magnétique plan infini [96] : pour un solénoïde appuyé contre un blindage, le champ magnétique à l'intérieur du blindage est le même que celui induit par un solénoïde deux fois plus long disposé symétriquement par rapport au plan du blindage (fig. 2.10).

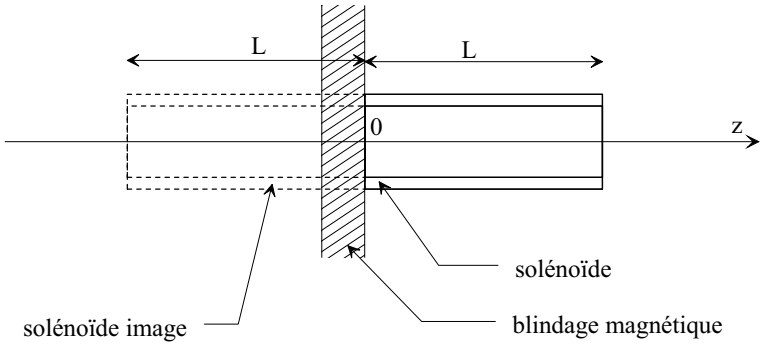


FIG. 2.10 – Le blindage magnétique doit être considéré comme un miroir magnétique dans la région $z>0$.

2.5.2 Gradient de champ magnétique expérimental

Le champ magnétique du ralentisseur changeant de signe, nous avons utilisé deux bobines parcourues par le même courant mais dans des sens opposés. Chaque bobine est constituée de 10 solénoïdes ayant des nombres de spires de plus en plus petit en d'éloignant de l'axe[7]. Sur la figure 2.11 on a représenté en trait plein le champ magnétique optimal donné par l'étude du ralentisseur au paragraphe précédent et en pointillés le champ théorique créé par le bobinage retenu pour un courant de 16 A. Le champ mesuré à cette intensité en plaçant les bobines à l'intérieur du blindage (cercles) est en bon accord avec le champ théorique. Pour montrer l'effet du blindage magnétique, on a représenté sur la même figure le champ magnétique mesuré pour le même courant mais sans le blindage magnétique (triangles).

La différence entre le champ optimal et le champ mesuré dans le blindage est importante aux extrémités. Au niveau de la sortie, cette différence est d'environ 7 mT ce qui modifie notablement la vitesse des atomes à la sortie du ralentisseur. Pour évaluer cet effet, on a utilisé la simulation numérique pour faire évoluer les atomes dans le ralentisseur en considérant non plus le champ optimal mais le champ mesuré (en gardant les autres paramètres identiques). La vitesse à la sortie du ralentisseur ansi obtenue est de l'ordre de 90 m/s. Cependant elle peut être abaissée à 50 m/s en modifiant le décalage δ. Pour $\delta = -500$ MHz (au lieu de -560 MHz), on retrouve une fraction d'atomes ayant une vitesse inférieure à 50 m/s dans la zone de capture égale à 3%.

[7]Nombre de spires par solénoïde pour la première bobine (entre 0 et 16 cm) : {43,33,20,7,6,5,5,4,4,3}. Pour la deuxième (entre 16 et 30 cm) : {35,24,7,7,6,6,5,5,4,3}

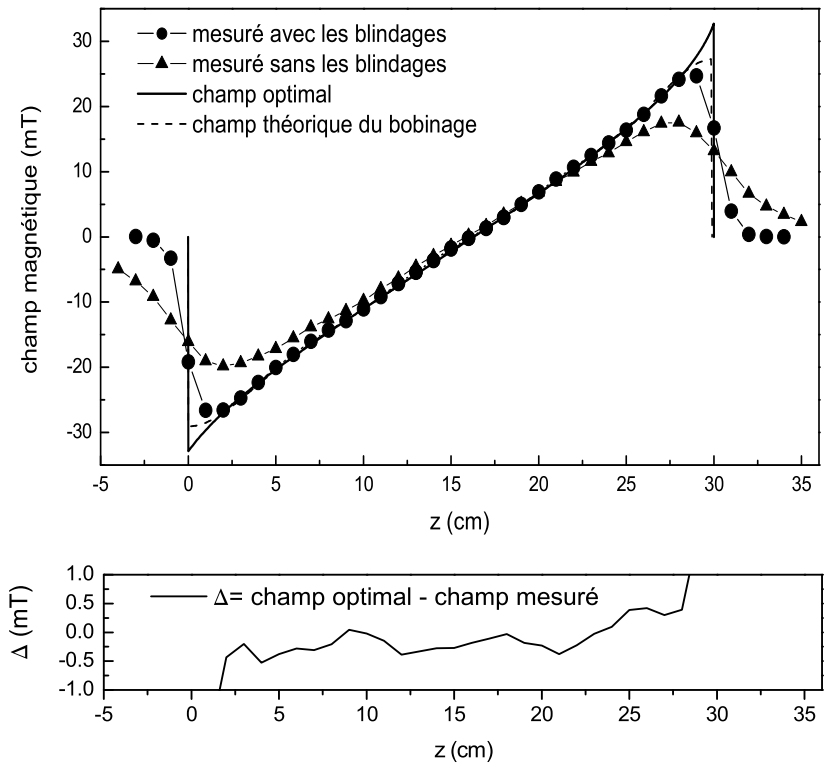


FIG. 2.11 – Comparaison entre les différents champ magnétiques : champ optimal obtenu suite à l'étude du ralentisseur Zeeman (trait continu), champ théorique pour le bobinage réalisé avec I=16 A (pointillés), mesures à cette intensité avec les bobines à l'intérieure du blindage magnétique (cercles) et sans le blindage (triangles).

2.5.3 Montage expérimental

Le fil utilisé pour le bobinage (*Omega*, réf. HTMG-1CU-316S/C) est conçu pour résister jusqu'à 450°C, il possède une résistance ohmique de $19.4\times10^{-3}\,\Omega/\mathrm{m}$ pour un diamètre de 3 mm. Pour fixer les spires, chaque solénoïde est enrobé de ciment (*Sauereisen*, ciment ♯10).

La figure 2.12 schématise le montage utilisé. Pour limiter la puissance dissipée par effet joule, le ralentisseur a été conçu pour effectuer un bobinage le plus près possible de l'axe du jet atomique. On a par exemple choisi d'utiliser un tube ultra-vide 16CF pour la traversée du jet atomique. Afin d'évacuer les 480 Watt de puissance dissipée, les solénoïdes sont bobinés sur un support en cuivre refroidi par de l'eau courante. Le blindage magnétique est composé de trois couches de 2 mm d'épaisseur espacées de 5 mm. La couche extérieure est en fer doux, les deux autres sont en fer pur.

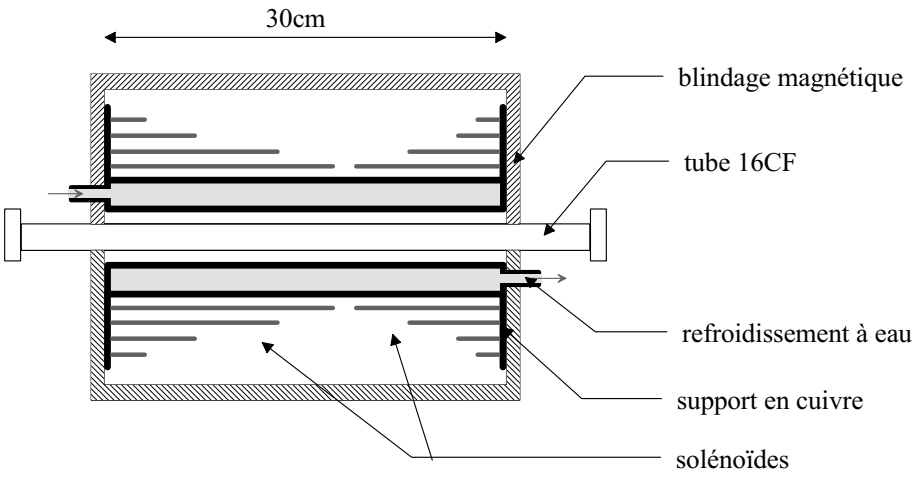


FIG. 2.12 – Bobines du ralentisseur Zeeman.

Chapitre 3

La source d'atomes froids de strontium

3.1 Introduction

L'utilisation des atomes froids est maintenant très répandue en physique atomique. Il s'agit en très grande majorité d'alcalins (groupe I). Ces atomes sont facilement refroidis à des températures de quelques microKelvin en utilisant des résonances atomiques accessibles avec des diodes laser. A l'heure actuelle, de plus en plus d'équipes de recherche refroidissent des alcalino-terreux (groupe II) mais leur nombre reste minoritaire. Au début de notre expérience, seules quatre équipes au monde avaient piégé des atomes de strontium [97, 62, 98, 99]. Le piégeage des alcalino-terreux offre de nouvelles perspectives. Leur isotope prépondérant possède un spin nucléaire nul, par conséquent le niveau fondamental $^1S_0$ n'est pas dégénéré. L'étude de nombreux processus est alors grandement simplifiée comme celui des collisions et de la photoassociation [100, 101] ou de la rétro-diffusion cohérente de la lumière [99]. Cela permet également de tester le mécanisme de refroidissement Doppler [102]. Par ailleurs, la condensation de Bose-Einstein dans un état de spin nul offre de nouvelles perspectives [103]. Les alcalino-terreux possèdent des transitions optiques très faiblement permises. C'est bien entendu cette propriété qui est à l'origine du choix des atomes de Ca, Mg ou Sr pour développer des étalons de fréquence optique.

Le refroidissement et le piégeage des alcalino-terreux requiert des techniques un peu plus lourdes que celles utilisées pour les alcalins. Les sources lasers sont plus complexes car les transitions atomiques utilisées pour le refroidissement se situent dans le bleu ou le proche ultra-violet [45]. Il faut donc utiliser des lasers à colorants ou des processus de synthèse non linéaires. Par

ailleurs, les pressions de vapeur saturante des alcalino-terreux sont faibles. Pour disposer d'un flux atomique élevé ou d'une vapeur ayant une forte densité atomique, le réservoir doit être chauffé à plusieurs centaines de degrés. La conception de l'enceinte ultra-vide est donc délicate.

La réalisation de la source d'atomes froids de strontium est un point crucial pour la réalisation d'une horloge optique. Il s'agit de la première étape de manipulation des atomes. Son efficacité sera déterminante pour le fonctionnement de l'horloge car une condition requise pour obtenir une bonne stabilité de fréquence est de préparer en un temps bref un grand nombre d'atomes froids en vue de l'interrogation d'horloge. En effet, à la limite de projection quantique, l'instabilité relative de fréquence est proportionnelle au temps de cycle de l'horloge et inversement proportionnelle à la racine carrée du nombre d'atomes [19]. Dans le cas où la stabilité de l'horloge est limitée par les fluctuations de fréquence de l'oscillateur d'interrogation ("effet Dick"), il faut maximiser le rapport entre la durée d'interrogation des atomes et le temps de cycle [54]. Il faut donc construire un piège fonctionnant avec un taux de capture aussi élevé que possible. En optimisant chaque partie de la source d'atomes froids, nous montrerons que nous avons pu piéger jusqu'à 1.3×10^9 atomes de ^{88}Sr à un taux de 4×10^{10} atomes par seconde. Ce taux est près de dix fois plus élevé que le maximum obtenu précédemment avec des atomes de strontium [62]. Il est aussi proche des plus hauts taux de chargement, tous groupes d'atomes confondus.

La caractérisation de la source d'atomes froids a été effectuée avec le ^{88}Sr, isotope prépondérant. Sauf mention contraire, les valeurs numériques sont donnés pour cet atome.

3.2 Description générale

Les atomes de strontium sont refroidis en utilisant la transition cyclante $^1S_0 - {}^1P_1$ à 461 nm qui possède une largeur de raie $\Gamma_{461}/2\pi = 32$ MHz. La réalisation de la source laser à 461 nm est détaillée au chapitre 1. Les atomes sont capturés dans un piège magnéto-optique (PMO) chargé à partir d'un jet atomique décéléré par un ralentisseur Zeeman. L'étude et la mise en oeuvre de ce dernier sont décrites au chapitre 2. La solution consistant à charger le PMO à partir d'une vapeur atomique a été écartée à cause de la faible pression de vapeur saturante du strontium et de son fort pouvoir corrosif à haute température. Pour plus de détails sur les problèmes expérimentaux liés à ce mode de chargement du PMO, le lecteur pourra se référer à [104].

La figure 3.1 schématise les différents éléments mis en oeuvre pour piéger les atomes. On dispose de deux jets atomiques : le "jet principal" permet de

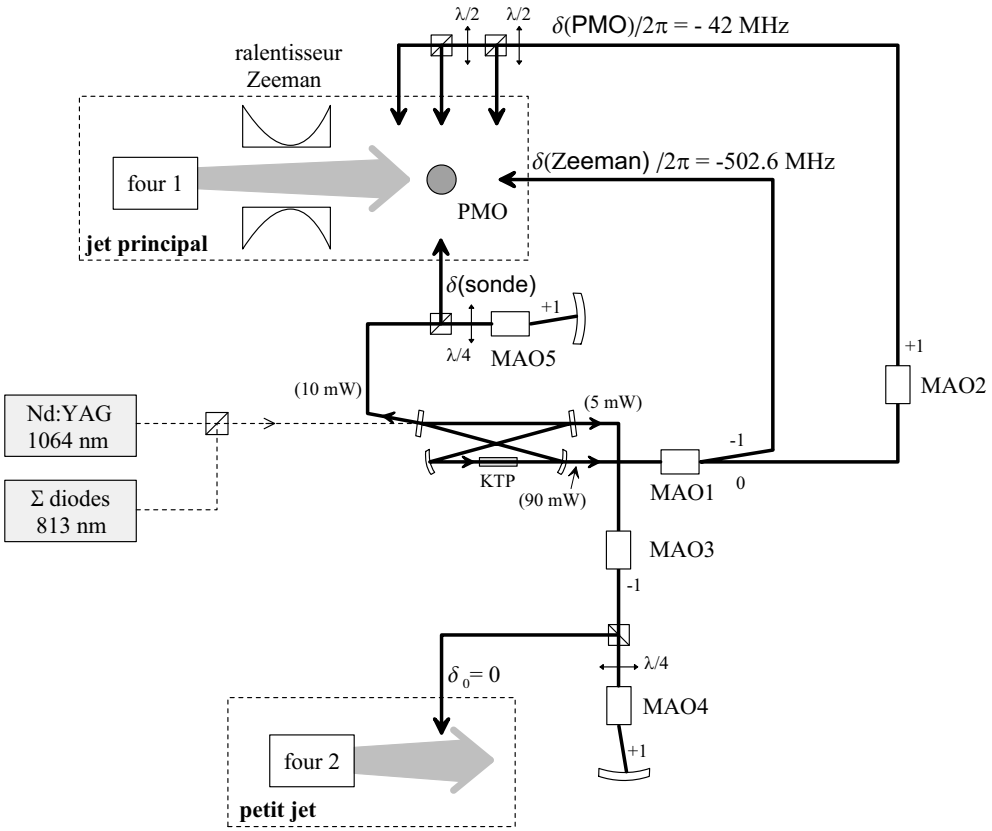


FIG. 3.1 – Schéma expérimental. Les traits forts symbolisent les faisceaux laser à 461 nm. On a indiqué les puissances typiques transmises par les miroirs de la cavité du mélange non linéaire, les ordres de diffraction des modulateurs acousto-optiques (MAO) et δ les décalages de fréquence des faisceaux laser qui interagissent avec les atomes.

charger le PMO, tandis que le "petit jet" est utilisé pour asservir la fréquence de la source laser à 461 nm sur la résonance atomique du ^{88}Sr (cf § 1.4.5).

Quatre faisceaux laser interagissent avec des atomes à des fréquences optiques différentes, repérées par leur décalage à résonance (fig. 3.1). La génération de ces fréquences est assez complexe car elle est effectuée à partir d'une source laser unique avec des décalages à résonance qui s'étendent entre 0 et -502.6 MHz. Ces écarts de fréquence importants s'expliquent par la grande largeur naturelle de la résonance. Au total, 5 modulateurs acousto-optiques[1]

[1]Les MAO utilisés fonctionnent avec un cristal en TeO_2. A 461 nm, les pertes en transmission sont de 5% et l'efficacité maximale est de 85% (rapport entre la puissance dans l'ordre 1 et la puissance en entrée) pour un faisceau de 100 μm de rayon à $1/e^2$. Un MAO de 200 MHz peut être utilisé jusqu'à 250 MHz sans pertes d'efficacité en augmentant un

MAO1	212.4 MHz
MAO2	248.2 MHz
MAO3	106.2 MHz
MAO4	(2×)198.2 MHz

TAB. 3.1 – Fréquences d'utilisation des modulateurs acousto-optique pour piéger le ^{88}Sr. Pour piéger le ^{87}Sr, il suffit d'utiliser MAO4 à 218.7 MHz.

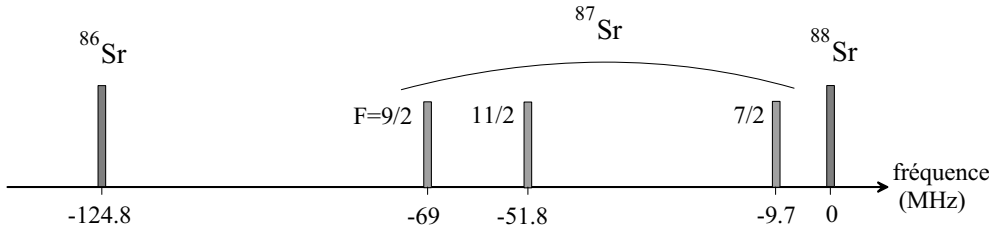


FIG. 3.2 – Fréquences de résonance des transitions $^1S_0 - {}^1P_1$ du ^{86}Sr et ^{87}Sr par rapport à celle du ^{88}Sr. Valeurs extraites des références [105, 106].

(MAO) sont utilisés. Le montage retenu permet d'éteindre chaque faisceau en coupant la puissance radio-fréquence du MAO approprié. Cette propriété est importante pour la caractérisation de la source d'atomes froids. Elle a par ailleurs été utilisée pour la mesure de fréquence de la transition d'horloge rapportée au chapitre 6. Les fréquences d'utilisation des MAO sont indiquées dans le tableau 3.1. Elles résultent de l'optimisation expérimentale du nombre d'atomes piégés qui est décrite dans les paragraphes suivants. Dans tout ce chapitre, sauf indication contraire, les décalages à résonance des faisceaux du PMO et du ralentisseur sont ceux obtenus dans cette configuration : $\delta(\text{PMO})/2\pi = -42$ MHz et $\delta(\text{Zeeman})/2\pi = -502.6$ MHz. MAO5 est un modulateur acousto-optique de 200 MHz utilisé en double passage. Sa fréquence d'utilisation est réglable afin de pouvoir faire varier la fréquence du faisceau sonde au voisinage de celle de la résonance atomique. MAO1 est utilisé pour séparer en deux le faisceau à 461 nm le plus intense (85% de la puissance totale) : l'ordre de diffraction -1 est utilisé pour le faisceau laser du ralentisseur et l'ordre 0 pour ceux du piège. Le rapport entre les puissances de ces faisceaux est ajusté en réglant la puissance RF de MAO1. On utilise typiquement 60% de la puissance du faisceau laser incident pour le ralentisseur Zeeman et 35% pour le PMO.

Les fréquences des transitions atomiques des isotopes du strontium étant différentes (fig. 3.2), les faisceaux laser réalisent une sélection isotopique. Les

peu la puissance RF.

valeurs données ci-dessus permettent de piéger le ^{88}Sr. Pour piéger les isotopes ^{86}Sr et ^{87}Sr il suffit de décaler les fréquences des faisceaux du ralentisseur Zeeman et du PMO. En pratique, la fréquence du mélange non linéaire à 461 nm reste asservie sur la résonance du ^{88}Sr (δ_0=0) et c'est celle de MAO4 qui est modifiée pour décaler de la même quantité[2] les fréquences des deux faisceaux laser. Par exemple pour piéger le ^{87}Sr au lieu du ^{88}Sr, il faut décaler MAO4 de $2 \times 20.5 = 41$ MHz (tab. 3.1). Cet écart a été déterminé expérimentalement en optimisant le nombre d'atomes piégés. On peut remarquer qu'il correspond à peu prés à la valeur du décalage isotopique qui est de - 46.3 (2.0) MHz [105]. Sur la figure 3.3 sont représentées les courbes de chargement du PMO obtenues pour les trois isotopes principaux : ^{88}Sr (83%), ^{86}Sr (10%) et ^{87}Sr (7%). Les rapports entre les mesures de fluorescence sont en bon accord avec les abondances naturelles ce qui montre que l'efficacité des processus de refroidissement et de capture est analogue pour tous les isotopes.

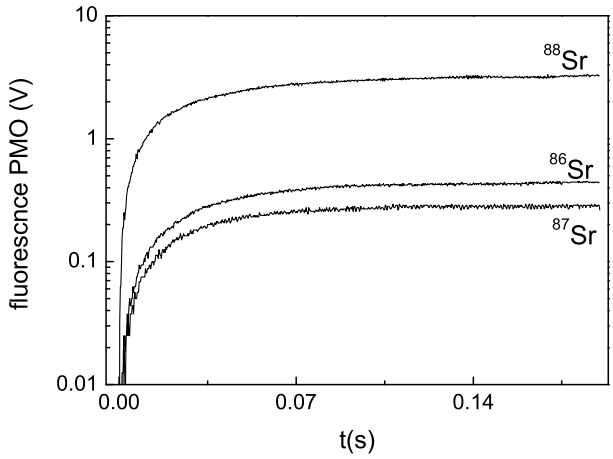


FIG. 3.3 – Chargement du PMO pour les 3 isotopes principaux. La fluorescence maximale pour le ^{88}Sr correspond à 8×10^7 atomes piégés.

[2]Avec le schéma de fréquence utilisé, il est laborieux de faire varier la fréquence des faisceaux du ralentisseur et du PMO de manière indépendante. Une deuxième source laser à 461 nm est en cours de construction, elle offrira plus de souplesse.

3.3 Les jets atomiques

3.3.1 Le four

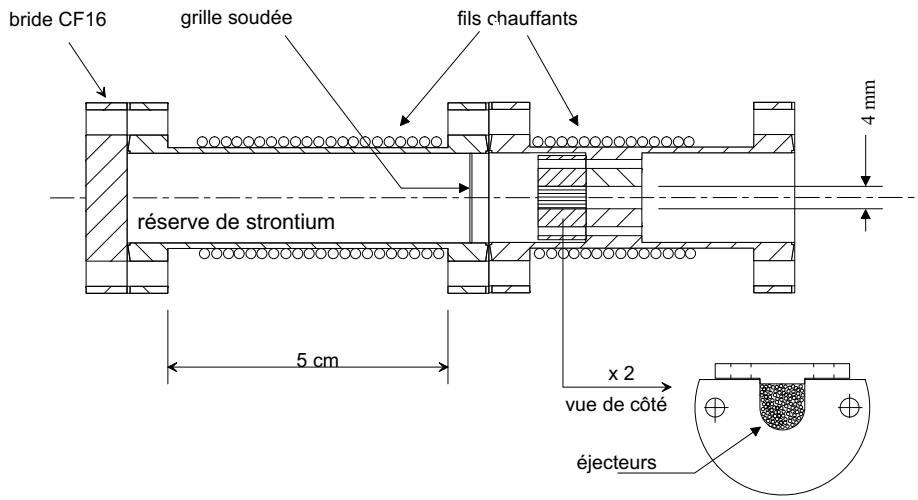


FIG. 3.4 – Four des jets atomiques. Les éjecteurs sont constitués d'environ 200 tubes de 8 mm de long et de 200 μm de diamètre intérieur.

Les fours des deux jets atomiques sont identiques (fig. 3.4). Ils sont constitués de deux tubes ultra-vide CF 16 en Inox, le premier contenant la réserve de strontium sous forme de pépites et le deuxième permettant de fixer les éjecteurs (appelés aussi "buse multicapillaire"). Sur chaque tube est fixé un fil chauffant *Thermocoax* (Réf. SEA 10/150) par brasure *Nicrobraz* qui résiste à 1 000°C. L'étanchéité est effectuée avec des joints en nickel, elle a été testée jusqu'à 700°C.

Les éjecteurs permettent de sélectionner les atomes ayant une faible vitesse transverse, typiquement inférieure à 10 m/s (cf § 2.3.2). Ils sont constitués d'un ensemble d'environ 200 tubes en *monel 400* [3] de 8 mm de longueur et de 200 μm (300 μm) de diamètre intérieur (extérieur). Les tubes sont simplement empilés dans un support en U (fig. 3.4) avec une transparence proche de 50%. Cette partie du four est maintenue à une température sensiblement plus élevée que la réserve (environ 50°C) afin d'éviter que les éjecteurs ne soient obstrués. Il est cependant nécessaire de les déboucher de temps à autre en chauffant uniquement cette partie du four.

[3] Le *monel* est un alliage à base de cuivre et de nickel (http//www.leguellec.com).

3.3.2 Le jet utilisé pour asservir les lasers

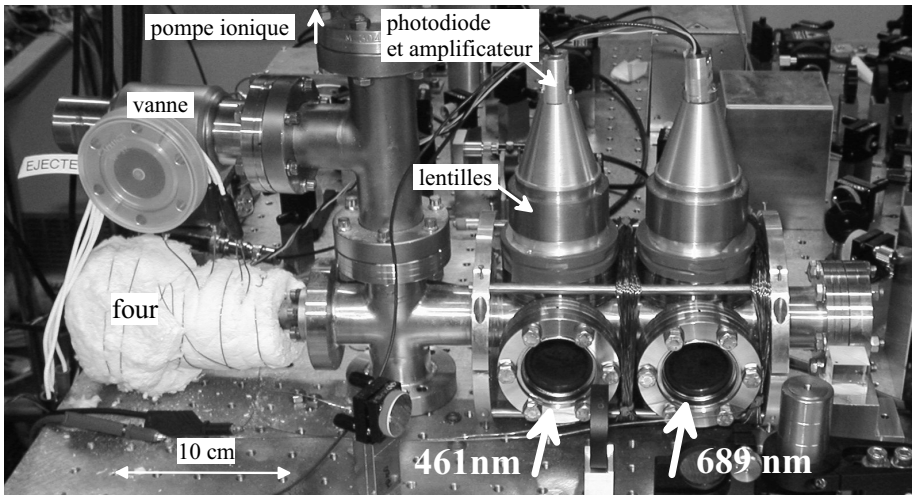


FIG. 3.5 – Jet atomique utilisé pour asservir les lasers à 461 nm et 689 nm.

L'enceinte à vide du petit jet est simplement constituée du four (recouvert par un isolant sur la figure 3.5) et de hublots CF 40 permettant de sonder les atomes. La première zone d'interaction est utilisée pour asservir la source à 461 nm sur la transition $^1S_0 - {}^1P_1$. La deuxième permet d'asservir un laser sur la transition $^1S_0 - {}^3P_1$ à 689 nm, comme par exemple pour la mesure de fréquence de cette transition (chapitre 5, § 5.2). Cette partie du jet sera ultérieurement utilisée pour effectuer une étape de pré-stabilisation du laser qui réalisera l'interrogation d'horloge.

Au dessus des deux zones d'interaction se situent les détecteurs. Chacun d'eux est composé d'un doublet de lentilles qui permet de collecter les photons de fluorescence avec une efficacité de 4.3% et de les focaliser sur une photodiode en silicium[4]. La réponse de la photodiode est de 0.25 A/W à 461 nm et de 0.5 A/W à 689 nm. Elle est convertie par un amplificateur transimpédance dont la résistance de contre-réaction est ajustée selon le taux d'émission spontanée des transitions observées : 500 kΩ pour la détection à 461 nm ($\Gamma_{461} = 2 \times 10^8\,\mathrm{s}^{-1}$) et 100 MΩ pour celle à 689 nm ($\Gamma_{689} = 4.8 \times 10^4\,\mathrm{s}^{-1}$). Pour limiter la lumière parasite et donc le bruit de détection, l'intérieur de la chambre à vide a été peint avec une peinture noire compatible ultra-vide.

Une pompe ionique de 25 l/s assure un vide de l'ordre de 10^{-5} Pa lorsque le four est chauffé à 600°C. La vanne visible sur la figure 3.5 est utilisée pour

[4] On a utilisé une photodiode carrée de 5.6 mm de côté, *Hamamatsu*, Réf. S2387-66R.

connecter une pompe turbo-moléculaire qui permet d'effecteur un pré-vidage du dispositif.

3.3.3 Le jet principal

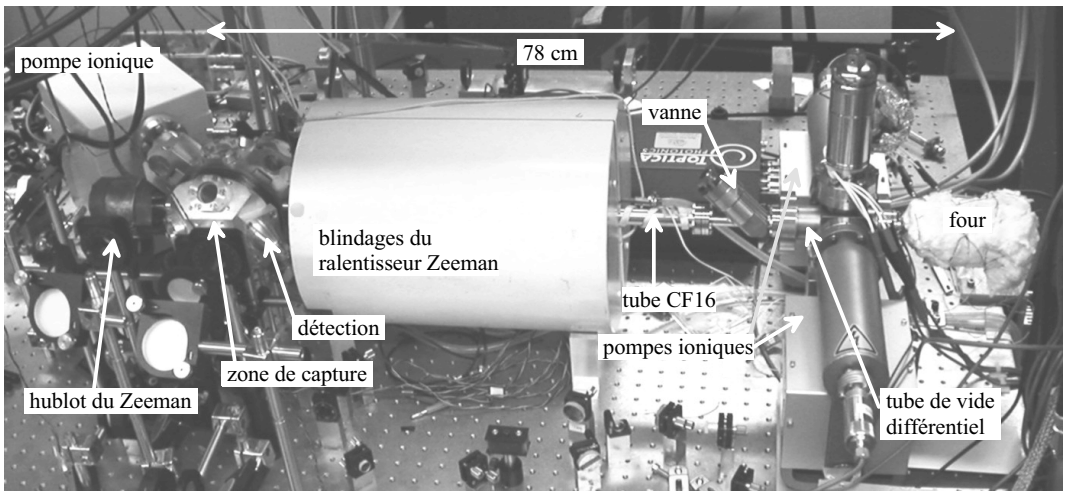


FIG. 3.6 – Enceinte à vide du jet atomique utilisé pour charger le piège magnéto-optique. La distance entre les éjecteurs et le centre de la zone de capture est de 78 cm.

Le jet utilisé pour charger le PMO est représenté sur la figure 3.6. La zone de capture du piège est également celle où aura lieu l'interrogation d'horloge. Il est donc primordial d'assurer un ultra-vide dans cette région. A l'autre extrémité de l'enceinte à vide est situé le four, généralement chauffé à 600°C. A ce niveau, deux pompes ioniques de 25 l/s maintiennent une pression inférieure à 10^{-5} Pa. Un vide différentiel permet d'assurer une pression plus faible dans la zone de capture. Pour cela, les deux parties de l'enceinte à vide sont séparées par un tube de 10 cm de longueur et de 5 mm de diamètre intérieur. Combiné à une troisième pompe ionique située à proximité de la zone de capture, ce tube permet d'assurer une pression 80 fois plus faible au niveau du piège que dans la région du four. Une vanne CF 16 offre la possibilité de séparer les deux parties du dispositif.

Sur la figure 3.6, on distingue le blindage magnétique à l'intérieur duquel se trouvent les bobines du ralentisseur Zeeman, décrites au paragraphe 2.5.3. Le faisceau laser contra-propageant au jet atomique est transmis par le hublot CF 40 faisant face au four. Ce hublot est en permanence chauffé à 200°C pour évaporer le strontium qui s'y dépose. Toutefois, on peut observer un dépôt

qui est susceptible de diminuer la transmission du faisceau du ralentisseur Zeeman. Prochainement, une phase de refroidissement transverse à la sortie du four sera mise en oeuvre. Elle permettra également de défléchir le jet atomique et le hublot Zeeman ne sera alors plus dans l'axe du four.

La zone de capture

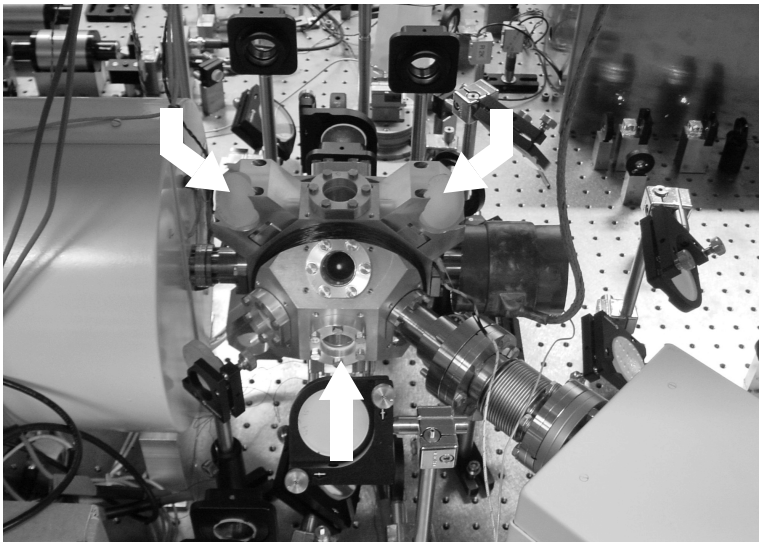


FIG. 3.7 – Le piège magnéto-optique est formé de trois faisceaux laser rétro-réfléchis, on a indiqué les directions de ces faisceaux. La boule d'atomes froids est visible au centre de la zone de capture.

La zone de capture est usinée dans une pièce en fortal. Il s'agit d'un alliage contenant principalement de l'aluminium, avec des traces de zinc et de magnésium. Il a été retenu pour sa propriété amagnétique, sa facilité à être usiné et son faible coût. Il possède en outre l'avantage par rapport au dural de moins se déformer après usinage. On aurait pu réaliser cette pièce en titane mais ce métal est un mauvais conducteur thermique. L'évacuation de la chaleur dissipée par les bobines de champ magnétique du PMO aurait été moins efficace.

La pièce réalisée s'inscrit dans un cube de 14 cm de côté et comporte 18 trous de 2.5 cm de diamètre (fig. 3.7). Trois de ces ouvertures sont utilisées pour des raccords ultra-vide : au niveau de la sortie du ralentisseur Zeeman, de son hublot et de la pompe ionique. Les 15 autres sont fermées par des hublots en BK7 serrés sur des joints en indium. Deux gorges ont été usinées afin de positionner les bobines du piège magnéto-optique aussi proche du centre

que possible. Chacune d'elle est composée de 400 tours de fil de cuivre et possède une résistance de 13 Ω. En configuration anti-Helmhotz, ces bobines créent au centre de la zone de capture un gradient de champ magnétique de 1.1 mT/(cm.A). En fonctionnement standard, elles sont parcourues par un courant de 1.6 A. La puissance dissipée par effet Joule est simplement évacuée par l'ensemble de la pièce en fortal. En fonctionnement standard, la température de cette pièce à proximité des bobines est d'environ 80°C sans que cela n'altère l'ultra-vide.

Sur un des hublots est fixé un système de détection de la fluorescence des atomes. Il est composé d'une lentille qui image le centre du piège sur une photodiode identique à celle utilisée pour la détection du petit jet. L'efficacité de collection des photons de fluorescence est égale à 6.5×10^{-3}. Le courant délivré par la photodiode est converti en tension et amplifié avec un montage transimpédance ayant une résistance de contre-réaction de 10 MΩ. Ce système de détection possède une fréquence de coupure égale à 8.5 kHz. Le volume de détection a été caractérisé avant de fixer le système sur la boule de capture. On peut considérer qu'à la distance où se trouve le centre du piège, la zone de détection est un disque de 1.8 cm de diamètre. La profondeur de champ est supérieure à la taille du jet atomique ($\simeq 2$ cm).

3.3.4 Flux atomique

Flux théorique

Avec les unités du système international, la pression de vapeur saturante du strontium est reliée à la température selon la relation [107] :

$$\log P(T) = 14.232 - \frac{8\,572}{T} - 1.1926 \log T \tag{3.1}$$

D'après la loi des gaz parfaits, la densité atomique de strontium dans la réserve du four est :

$$\rho(T) = \frac{P(T)}{k_B\, T} \tag{3.2}$$

A la sortie des éjecteurs constitués de $N_t = 200$ tubes, de diamètre intérieur $2\,a = 200\,\mu$m et de $L = 8$ mm de longueur, le flux théorique est donné par [108] :

$$\mathcal{F}_{th} \simeq 1.6\, \frac{1}{\frac{4L}{a}\left(1 + \frac{3L}{8a}\right)} \times \rho \times \frac{2}{\sqrt{\pi}}\, \alpha \times N_t \times \pi\, a^2 \tag{3.3}$$

avec $\alpha = \sqrt{2\, k_B T/m}$. Le flux donné par cette expression correspond au flux en régime moléculaire d'atomes collimatés (la distribution angulaire a été intégrée jusqu'à $\theta = 2a/L$).

Flux expérimental

Le flux atomique est mesuré en sondant les atomes du jet avec un faisceau laser à la fréquence de résonance de la transition ${}^1S_0 - {}^1P_1$. Le faisceau est dirigé perpendiculairement au jet atomique. La largeur Doppler liée à la distribution de vitesse transverse (environ 20 MHz, cf § 2.3.2) est inférieure à la largeur de raie naturelle de la transition ($\Gamma_{461}/2\pi = 32\,\mathrm{MHz}$). Par la suite cette distribution de vitesse sera donc négligée. On considère alors que chaque atome du jet émet des photons de fluorescence à un taux :

$$\tau_\nu = \frac{\Gamma_{461}}{2}\,\frac{s_{moy}}{1+s_{moy}} \tag{3.4}$$

où s_{moy} est la valeur moyenne du paramètre de saturation sur la section du faisceau sonde. Le nombre de photons émis par atome est égal à τ_ν multiplié par le temps d'interaction avec la sonde. Ce temps dépend du diamètre du faisceau d et de la vitesse longitudinale de l'atome v qui suit une loi de probabilité $p\,(v)$ de type Maxwell-Boltzman (éq. 2.22). Il faut donc considérer un temps d'interaction moyen défini par :

$$t_{moy} = \frac{d}{v_{moy}} \tag{3.5}$$

$$\text{avec :} \qquad \frac{1}{v_{moy}} = \int \frac{1}{v}\,p\,(v)\,\mathrm{d}v = \frac{\sqrt{\pi}}{2\,\alpha} \tag{3.6}$$

Le flux atomique mesuré est alors obtenu d'après la relation :

$$\mathcal{F}_{mes} = \frac{P_{mes}}{\eta\,h\nu_{461}\,\tau_\nu\,\dfrac{d}{v_{moy}}} \tag{3.7}$$

ν_{461} est la fréquence de la résonance atomique et η l'efficacité de collection du système de détection. La puissance lumineuse mesurée par la photodiode P_{mes} est calculée à partir du signal de fluorescence $S(V)$ mesuré en Volt :

$$P_{mes} = \frac{S(V)}{R\,\xi} \tag{3.8}$$

On a noté R la résistance de gain de l'amplificateur et ξ la réponse de la photodiode (0.25 A/W à 461 nm).

Le flux atomique a été mesuré pour les deux jets : au centre de la zone de capture du jet principal et au niveau de la zone de détection à 461 nm du petit jet. Dans ces parties, les divergences sont limitées par les diaphragmes

situés à l'intérieur des enceintes à vide. La divergence du jet principal est de 12.5 mrad et celle du petit jet est de 14.2 mrad (demi-angles au sommet). Ces angles sont comparables à l'angle $\theta_{1/2}$ pour lequel l'intensité du flux atomique est égal à la moitié de l'intensité au centre du jet ([14], p.461) :

$$\theta_{1/2} \simeq \frac{a}{L} = 12.5\,\text{mrad} \tag{3.9}$$

On peut considérer que 50% des atomes du jet sont situés dans un cône de demi-angle au sommet $\theta_{1/2}$. Le flux mesuré expérimentalement a donc été multiplié par 2 pour être comparé au flux théorique. Les valeurs obtenues sont représentées sur la figure 3.8.

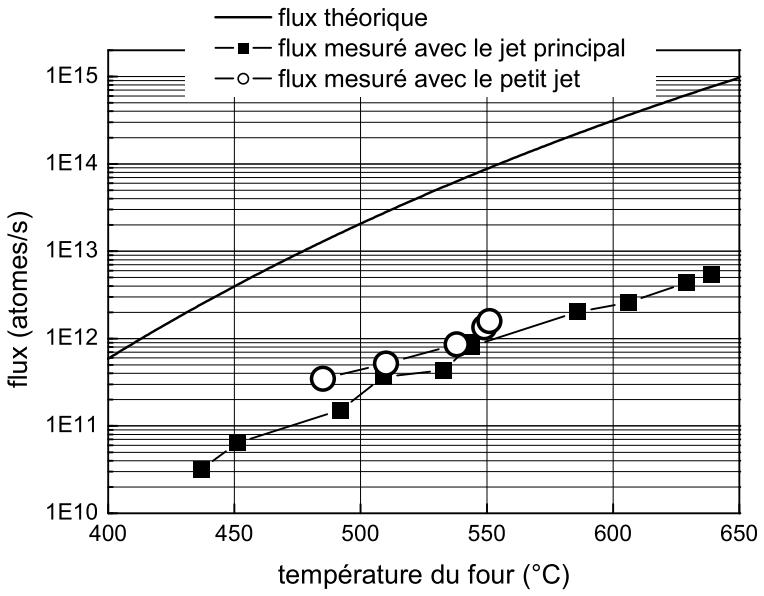


FIG. 3.8 – Flux atomique théorique et mesuré avec chacun des jets atomiques.

On observe un désaccord d'environ 2 ordres de grandeur entre les valeurs expérimentales et les prévisions théoriques. Plusieurs paramètres peuvent introduire une incertitude sur nos mesures. Par exemple, l'influence de la divergence du jet a pu être sous estimée. Une erreur peut aussi provenir de la température effective à laquelle calculer la pression de vapeur saturante car il existe un gradient de température dans la réserve (pièce en inox). Mais ces facteurs expérimentaux ne permettent pas d'expliquer un tel désaccord : il faudrait par exemple se tromper de près de 200° sur la valeur de la température ! Par ailleurs, la direction des éjecteurs a été pré-alignée avec un faisceau laser. Il n'est donc pas non plus réaliste d'expliquer une diminution

du flux d'un facteur 100 par un mauvais alignement. De plus, les mesures effectuées sur les deux jets atomiques sont cohérentes entre elles. Nous pensons par conséquent que les constantes utilisées pour calculer la pression de vapeur saturante du strontium dans l'équation (3.1) sont erronées[5]. Cette conclusion est renforcée par les mesures de densité atomique effectuées au JILA dans une vapeur de strontium [104] qui sont typiquement 200 fois plus faibles que les valeurs théoriques.

3.4 Le piège magnéto-optique

3.4.1 Description générale

Le piège magnéto-optique [109] est composé du gradient de champ magnétique décrit ci dessus (1.7 mT/cm en fonctionnement standard) et de 3 faisceaux laser rétro-réfléchis. La puissance totale utilisée est de l'ordre de 15-20 mW et les faisceaux sont collimatés avec un rayon de 1 cm à $1/e^2$. Le décalage à résonance optimal de la fréquence des lasers est : $\delta_{PMO} = -2\pi\times 42\,\mathrm{MHz} \simeq 1.3\,\Gamma_{461}$.

La température du piège contenant des atomes de ^{87}Sr peut être calculée à partir du signal de résonance de la transition fortement interdire $^1S_0 - {}^3P_0$ rapporté au chapitre 6. Avec un piège contenant $3\,10^6$ atomes, la température ainsi mesurée est de 2.3 mK, légèrement supérieure à la température Doppler (cf § 6.2.3).

3.4.2 Taux de pertes et durée de vie du piège

Le nombre d'atomes piégés N_p est régi par l'équation :

$$\frac{\mathrm{d}N_p}{\mathrm{dt}} = \phi_c - \Gamma_p\, N_p \tag{3.10}$$

Γ_p est le taux de pertes autres que les pertes par collisions entre atomes froids. Ces dernières ont été négligées. Nous montrerons que cette approximation est valable tant que le nombre d'atomes piégés reste inférieur à 10^9. On a noté ϕ_c le flux d'atomes capturés par le piège à partir du jet atomique. Il dépend essentiellement de la vitesse de capture du PMO et du flux d'atomes décèlérés par le ralentisseur Zeeman (et donc de la température du four).

[5] Nous avons utilisé les constantes de la référence [107], les autres bases de données donnent des valeurs analogues.

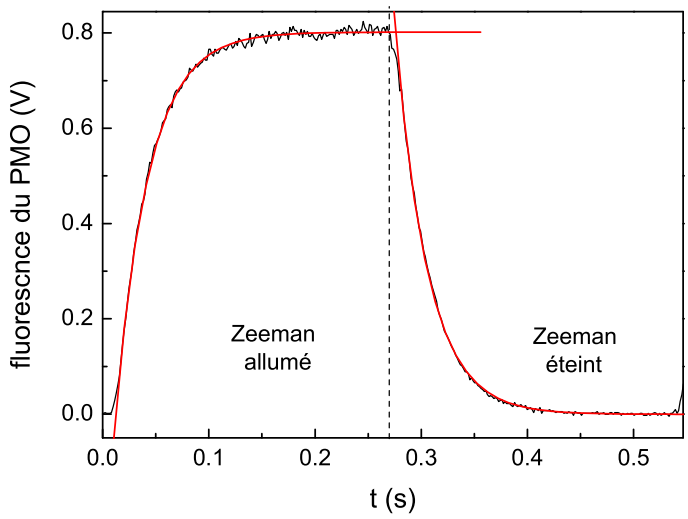


FIG. 3.9 – Fluorescence induite par les faisceaux du PMO mesurée lorsque le faisceau du ralentisseur Zeeman est allumé (à t=0) puis éteint (à t=0.27 s). Les constantes de temps de la charge et de la décharge du PMO sont respectivement $\tau = 31.1\,\mathrm{ms}$ et $\tau = 30.4\,\mathrm{ms}$. Le maximum de fluorescence correspond à 2.5×10^7 atomes. Mesures effectuées avec 37 mW dans le faisceau du ralentisseur Zeeman et 20 mW dans ceux du PMO avec un four chauffé à 525^oC.

En intégrant l'équation (3.10), on obtient l'évolution du nombre d'atomes dans le PMO en fonction du temps de charge :

$$N_p\,(t) = N_p^{st}\,(1 - e^{-\Gamma_p\,t}) \tag{3.11}$$

$$\text{avec :} \qquad N_p^{st} = \frac{\phi_c}{\Gamma_p} \tag{3.12}$$

N_p^{st} est le nombre d'atomes piégés à l'état stationnaire. La constante de temps de chargement du piège est donc :

$$\tau_{vie} = \frac{1}{\Gamma_p} \tag{3.13}$$

τ_{vie} est généralement appelé durée de vie des atomes dans le PMO car c'est aussi la constante de temps de la décharge du piège[6]. Expérimentalement, la charge et la décharge du PMO sont mesurées en enregistrant la fluorescence induite par les faisceaux du piège lorsque le faisceau du ralentisseur Zeeman est allumé puis éteint. Une mesure typique est représentée sur la figure 3.9.

[6]La décharge du piège est régie par l'équation : $\mathrm{d}N_p/\mathrm{dt} = -\Gamma_p\,N_p$.

En approchant la courbe par des exponentielles croissante et décroissante on obtient les constantes de temps de charge et de décharge du PMO. Les valeurs sont en accord entre elles : 31.1 (2) ms et 30.4(3) ms. La durée de vie des atomes dans le PMO est donc d'environ 31 ms, ce qui correspond à un taux de pertes : $\Gamma_p = 32\,\mathrm{s}^{-1}$. Nous allons montrer que τ_{vie} est limité par les pertes par pompage optique dans l'état $^3P_2$.

Pertes par pompage optique

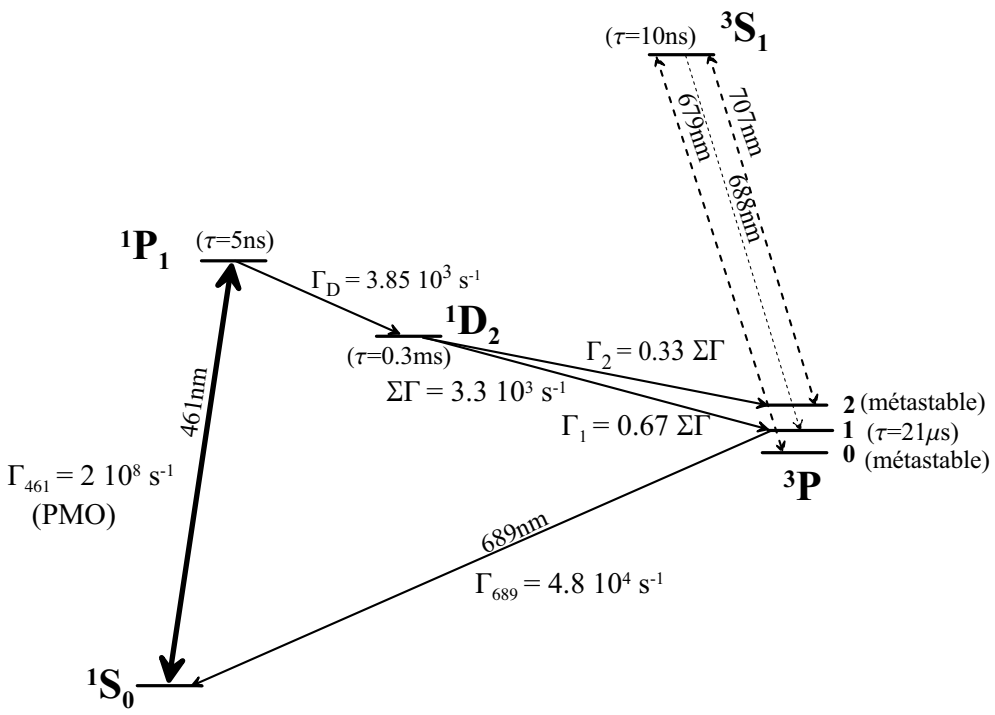


FIG. 3.10 – Niveaux atomiques du strontium.

La transition $^1S_0 - {}^1P_1$ utilisée pour piéger les atomes n'est pas complètement fermée : par émission spontanée, les atomes peuvent tomber vers le niveau $^1D_2$ (fig. 3.10). De cet état, ils se désexcitent vers le $^3P_1$ ou le $^3P_2$ avec une probabilité de 67% et 33% respectivement [110]. Les atomes qui atteignent le niveau métastable $^3P_2$ sont perdus pour le piège magnéto-optique [7]. En revanche les atomes qui atteignent l'état $^3P_1$, retombent ensuite

[7] La cascade radiative $^1P_1 \rightarrow {}^1D_2 \rightarrow {}^3P_2$ limite le nombre d'atomes dans le PMO mais permet de charger le piège magnétique formé par les bobines du PMO (pour les niveaux hyperfins m_F=1 et 2) [70, 111].

dans l'état fondamental où ils retrouvent aussitôt le processus de capture. En effet, la constante de temps de cette cascade radiative est limitée par la durée de vie de l'état $^1D_2$ qui est de 0.3 ms [104]. La vitesse des atomes froids étant de l'ordre de 1 m/s, les atomes parcourent pendant ce laps de temps une fraction de millimètre, négligeable par rapport au diamètre des faisceaux du PMO (2 cm).

Avec les notations de la figure 3.10, le taux de pertes par pompage optique dans le niveau $^3P_2$ est égal à :

$$\Gamma_{opt} = f\,\Gamma_D \times \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1 + \Gamma_2} \simeq f\,\Gamma_D \times 0.3 \tag{3.14}$$

f est la fraction d'atomes excités dans l'état $^1P_1$, elle dépend du décalage à résonance du PMO ($\delta_{PMO} = 1.3\,\Gamma_{461}$) et du paramètre de saturation :

$$f = \frac{1}{2}\,\frac{s}{1 + s + 4\dfrac{\delta_{PMO}^2}{\Gamma_{461}^2}} \tag{3.15}$$

On considère la valeur du paramètre de saturation au centre des faisceaux car la dimension du piège est typiquement de 2 mm, 10 fois plus petite que la taille des faisceaux du PMO ($w = 1$ cm de rayon). La puissance totale utilisée est typiquement $P = 17$ mW avec des faisceaux rétro-réfléchis. On a alors :

$$s = \frac{2 \times (2P)}{\pi w^2 I_{sat}} \simeq 0.5 \tag{3.16}$$

Il vient : $f \simeq 3\%$. D'après l'équation (3.14), le taux de pertes par pompage optique dans le PMO est alors :

$$\Gamma_{opt} = 36\,\mathrm{s}^{-1} = \frac{1}{28\,\mathrm{ms}} \tag{3.17}$$

Cette valeur est en bon accord avec la mesure de durée de vie rapportée précédemment ($\tau_{vie} = 31$ ms).

On peut cependant remarquer qu'en calculant le paramètre de saturation selon l'équation (3.16), on a supposé implicitement que les faisceaux rétro-réfléchis ont la même puissance que les faisceaux incidents et que tous les atomes du piège sont soumis à la même intensité lumineuse. Les pertes introduites par les optiques sont négligeables car elles sont inférieure à 1%. En revanche, l'absorption dans les faisceaux du PMO par les atomes froids peut être significative : avec un nombre d'atomes piégés supérieur à 10^8, on observe au niveau des miroirs de renvoi une tache sombre au centre des faisceaux du

piège. En négligeant cette absorption, le paramètre de saturation effectif a été surestimé. Le taux de pertes par pompage optique l'est donc aussi. La valeur calculée reste en bon accord avec la mesure de durée de vie de la figure 3.9 car celle-ci a été effectuée à faible nombre d'atomes piégés (2.5×10^7). Par contre à plus grand nombre d'atomes, nous avons pu mesurer des durées de vie plus élevées comme par exemple 43 ms avec 8×10^8 atomes piégés.

Les pertes par pompage optique peuvent être éliminées en utilisant des lasers repompeurs. La technique communément mise en oeuvre [98, 69] consiste à utiliser deux lasers à 707 et 679 nm pour pomper optiquement tous les atomes qui atteignent l'état $^3P_2$ dans l'état $^3P_1$ (fig. 3.10). Jusqu'à présent nous n'avons pas mis en oeuvre ce système car pour avoir le nombre d'atomes souhaité il suffit de jouer sur la température du four. Ainsi, le nombre d'atomes piégés n'a jamais été un facteur limitant pour les mesures de fréquence des transitions atomiques rapportées aux chapitres 5 et 6. Par ailleurs, l'horloge devrait fonctionner avec le ^{87}Sr qui possède une structure hyperfine. Pour cet isotope, repomper tous les atomes qui tombent dans l'état $^3P_2$ est plus complexe : il faudrait utiliser non pas 1 faisceau laser à 707 nm, mais 5 décalés en fréquence d'une quantité de l'ordre du GHz correspondant à la structure hyperfine de l'état $^3P_2$.

Pertes par collisions

Les pertes par collisions peuvent être séparées en deux catégories : les collisions entre un atome piégé et un atome chaud (atome du gaz résiduel ou atome du jet atomique) et celles ayant lieu entre deux atomes froids.

- Collisions entre atomes piégés et atomes chauds :
  Pour ce type de collisions, le taux de pertes s'exprime selon la relation [112] :

$$\Gamma_{ch} = \sigma \, n_{ch} \, v_{moy} \tag{3.18}$$

  où v_{moy} est la vitesse moyenne des atomes chauds définie par l'équation (3.6), n_{ch} est la densité atomique de ces atomes. σ est la section efficace de diffusion entre atomes chauds et atomes piégés, elle est de l'ordre de $10^{-13}\,\mathrm{cm}^2$ [112]. Avec un four chauffé à 600°C, le flux atomique est de 2×10^{12} atomes/s (fig. 3.8) et la vitesse moyenne des atomes de strontium du jet atomique est : $v_{moy} = 450\,\mathrm{m/s}$. Compte tenu de la divergence du jet, la densité d'atomes chauds de strontium au niveau du piège est alors de l'ordre de 10^{13} atomes/m^3. Par ailleurs, les atomes du gaz résiduel sont à la température ambiante $T \simeq 300^o$ K et à la pression

$P \simeq 1 \times 10^{-7}$ Pa (pression dans la zone de capture), leur densité est donc : $n_{ch} = P/k_b T = 2 \times 10^{13}$ atomes/m^3. En considérant qu'il s'agit de molécules d'azote, la vitesse moyenne est de 200 m/s. Le taux de pertes entre un atome piégé et un atome du gaz résiduel ou du jet atomique est donc à peu près identique : $\Gamma_{ch} \simeq 0.04\,\mathrm{s}^{-1}$. Ce calcul permet de montrer que ces pertes sont complètement négligeables par rapport aux pertes par pompage optique ($\Gamma_{opt} = 36\,\mathrm{s}^{-1}$).

- Collisions entre atomes froids :
  Le taux de pertes induites par collisions entre atomes froids dépend de la densité atomique, il peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\Gamma_{fr} = \beta \times \frac{N_p}{(\sqrt{2\pi}a)^3} \tag{3.19}$$

  où a est le rayon à $1/e$ du piège (environ 1 mm) et $\beta = 4.5\times10^{-10}\,\mathrm{cm}^3\,\mathrm{s}^{-1}$, mesuré par Dinneen *et al* [98]. Lorsque le nombre d'atomes dans le PMO est suffisamment élevé, ce taux peut devenir comparable au taux de pertes par pompage optique. Par exemple pour 10^9 atomes piégés, $\Gamma_{fr} = 28\,\mathrm{s}^{-1}$.

Conclusion : Le nombre d'atomes dans le PMO est généralement limité par les pertes par pompage optique dans l'état $^3P_2$. La durée de vie des atomes piégés étant alors : $\tau_{vie} \simeq 30$ ms. Seules les collisions entre atomes froids peuvent modifier significativement le fonctionnement du PMO lorsque le nombre d'atomes piégés est supérieur à 10^9.

3.4.3 Mesure du nombre d'atomes piégés

Le nombre d'atomes dans le piège est déduit de la mesure de la fluorescence induite par un faisceau laser à 461 nm décalé de δ par rapport à la résonance atomique. Pour une puissance lumineuse P_{mes} mesurée par la photodiode (éq. 3.8), le nombre d'atomes piégés est donné par :

$$N_p = \frac{P_{mes}}{\eta \times h\,\nu_{461} \times \dfrac{\Gamma_{461}}{2}\,\dfrac{s}{1 + s + 4\dfrac{\delta^2}{\Gamma^2}}} \tag{3.20}$$

On rappelle que η est l'efficacité de collection du système de détection.

Pour cette mesure, deux méthodes ont été utilisées. La plus simple consiste à enregistrer la fluorescence induite par les faisceaux du PMO à l'état stationnaire. Nous noterons N_p^{PMO} le nombre d'atomes piégés déduit de cette

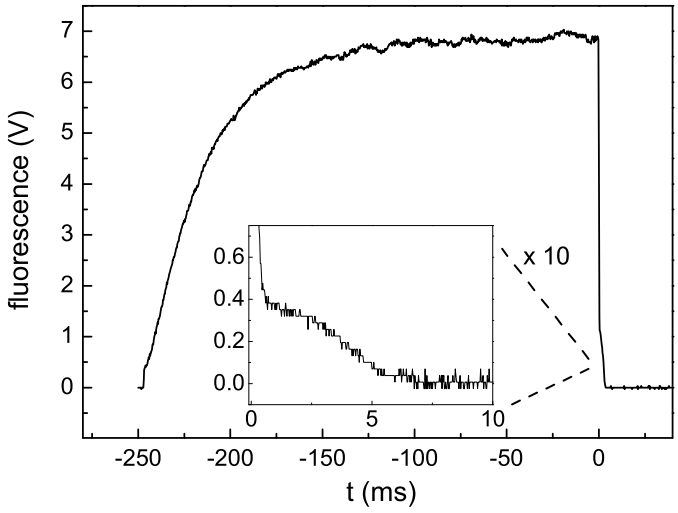


FIG. 3.11 – Pour t<0 : Fluorescence des atomes piégés induite par les faisceaux du PMO. A t=0 les faisceaux du PMO sont éteints et un faisceau sonde est envoyé sur les atomes. A l'état stationnaire : $N_p^{sonde} = 8 \times 10^8$ atomes piégés. Mesures effectuées avec 32 mW dans le faisceau du ralentisseur Zeeman et 17 mW dans ceux du PMO avec un four chauffé à 600°C.

mesure. Cette méthode ne tient pas compte de l'absorption dans les faisceaux du PMO par les atomes froids car le paramètre de saturation est calculé à partir de la puissance totale utilisée pour réaliser le piège (éq. 3.16). Lorsque cette absorption n'est plus négligeable, le paramètre de saturation effectif vu par les atomes est inférieur à la valeur considérée. Par conséquent, N_p^{PMO} sous-estime le nombre d'atomes dans le piège. Nous avons donc utilisé une deuxième technique qui consiste à mesurer la fluorescence induite par un faisceau laser sonde. Ce faisceau est envoyé sur les atomes après avoir coupé les faisceaux du PMO (fig. 3.11). Le nombre d'atomes froids calculé d'après cette méthode est noté N_p^{sonde}. Pour minimiser l'absorption dans la sonde, la fréquence de ce faisceau est décalée de résonance : $\delta(\text{sonde}) = -2\pi \times 50\,\text{MHz} \simeq -1.6\,\Gamma_{461}$. Afin d'éclairer uniformément le piège, on a utilisé un faisceau de 1.1 cm de rayon à $1/e^2$. Avec une puissance de 4.5 mW, le paramètre de saturation de la sonde est : $s = 5.5 \times 10^{-2}$.

La courbe de la figure 3.12 permet de comparer les nombres d'atomes piégés obtenus avec l'une ou l'autre des deux méthodes. Extrapolé aux faibles nombre d'atomes, le rapport (N_p^{PMO}/N_p^{sonde}) est compatible avec 1 au niveau de résolution des mesures. Par contre, pour des nombres d'atomes tels que $N_p^{PMO} > 2\times10^7$, l'absorption dans les faisceaux du PMO est importante et le désaccord devient significatif. On constate même que lorsque le piège capture

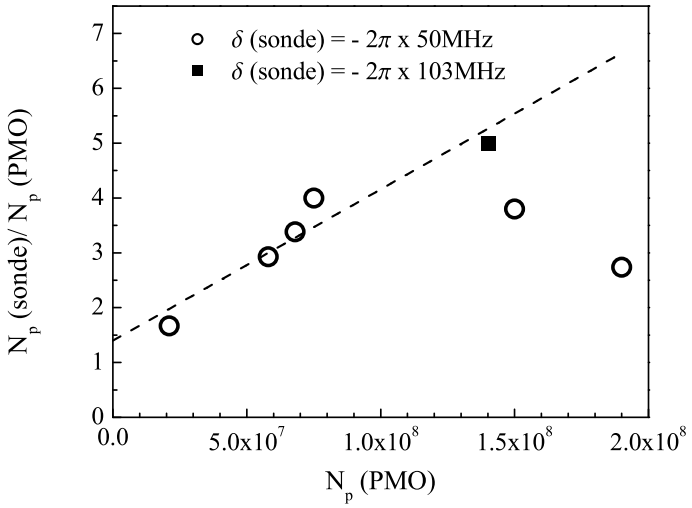


FIG. 3.12 – Comparaison entre les nombres d'atomes calculés d'après la fluorescence du PMO (N_p^{PMO}) ou de la sonde (N_p^{sonde}).

plus de 10^8 atomes, l'absorption dans la sonde n'est plus négligeable. Elle peut être estimée en mesurant la puissance du faisceau sonde transmis par le piège[8]. Par exemple, pour une mesure effectuée avec un nombre d'atomes piégés de $N_p^{sonde} = 8\times10^8$, on peut estimer qu'elle est supérieure à 50%. Cette absorption peut être diminuée en augmentant le désaccord de la sonde : pour environ le même nombre d'atomes piégés, elle devient inférieure à 10% lorsque $\delta(\text{sonde})/2\pi = -103\,\text{MHz}$. Dans cette configuration, les deux méthodes de mesures sont en désaccord d'un facteur 5 (fig. 3.12) qui peut être attribué à l'absorption dans les faisceaux du piège.

Le nombre d'atomes piégés doit donc être calculé à partir de la fluorescence induite par la sonde. Cependant, l'étude comparative de la figure 3.12 permet d'extrapoler pour tout nombre d'atomes l'effet de l'absorption dans les faisceaux du piège. On peut ainsi renormaliser N_p^{PMO} pour obtenir le nombre d'atomes effectivement piégés.

Le nombre maximal d'atomes dans le PMO a été mesuré avec un four chauffé à 630°C, une puissance de 17 mW dans les faisceaux du piège et 32 mW dans celui du ralentisseur Zeeman : on a obtenu 1.3×10^9 atomes piégés (fig. 3.13.a, courbe II). Ce nombre est calculé en renormalisant le nombre d'atomes déduit de la mesure de fluorescence du PMO (courbe I). On peut

[8]Les mesures d'absorption du faisceau sonde ne permettent pas de calculer le nombre d'atomes piégés de manière suffisamment précise car l'incertitude sur la taille de la boule d'atomes froids rends l'interprétation de ces mesures difficile.

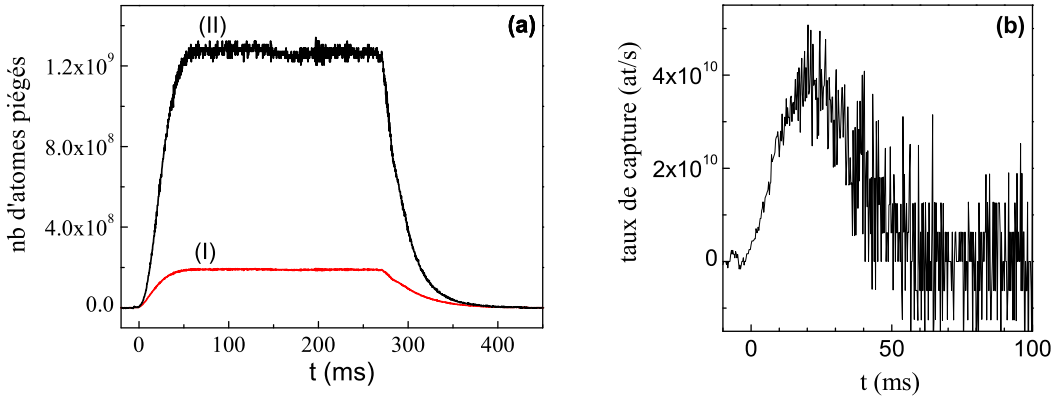


FIG. 3.13 – (a) Charge et décharge du PMO observées en chauffant le four à 630°C, avec une puissance de 17 mW dans les faisceaux du piège et 32 mW dans celui du ralentisseur Zeeman. Les courbes (I) et (II) représentent le nombre d'atomes piégés calculé respectivement à partir de la fluorescence induite par le PMO (N_p^{PMO}) et renormalisé pour tenir compte de l'absorption dans les faisceaux du piège. (b) Taux de capture du piège qui est la dérivée de la courbe de chargement du PMO renormalisée.

remarquer que pour ce nombre d'atomes piégés la charge et la décharge du PMO ne sont pas symétriques. La charge n'est d'ailleurs plus exponentielle ce qui peut être attribué aux collisions entre atomes froids ou à l'effet de l'absorption dans les faisceaux du PMO.

La figure 3.13.b représente le taux de capture du piège qui est égal à la dérivée de la courbe de chargement renormalisée pour tenir compte de l'absorption (courbe II). Il atteint une valeur maximale de 4×10^{10} atomes/s. Ce taux est près de 10 fois plus élevé que le maximum obtenu précédemment avec des atomes de strontium [62].

3.5 Efficacité du ralentisseur Zeeman

Pour déterminer l'efficacité du ralentisseur Zeeman, il faut estimer le flux d'atomes ralentis. Ces atomes sont détectés au centre de la zone de capture en mesurant la fluorescence induite par un faisceau sonde. Les mesures ont été effectuées avec la sonde utilisée précédemment qui forme un angle de 45° par rapport à la direction de propagation du jet. Le faisceau possède un col de 1.1 cm et son diamètre au niveau de l'interaction avec les atomes est de 2.5 cm, limité par l'accès optique. La fréquence du laser sonde est modulée pour observer la dispersion en vitesse. Deux mesures sont rapportées sur la

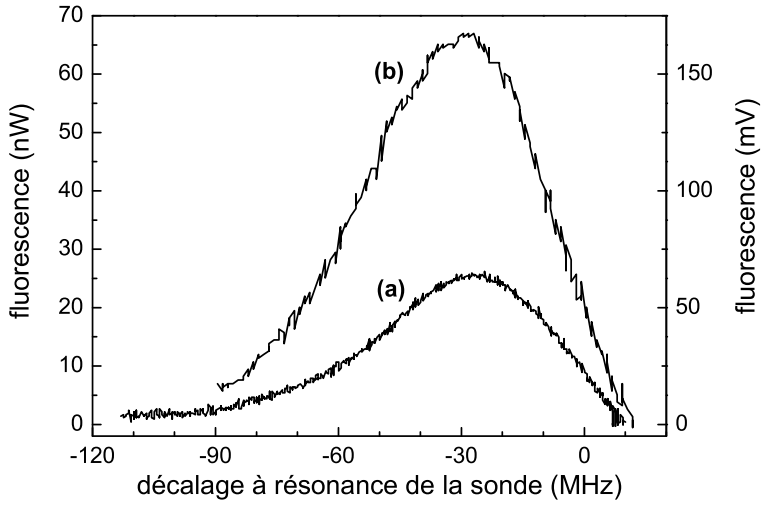


FIG. 3.14 – Fluorescence des atomes décèlérés par le ralentisseur Zeeman induite par un faisceau sonde formant un angle de 45° par rapport à la direction de propagation du jet. Quelques 10^{10} atomes sont ralentis vers une vitesse moyenne de 25 m/s avec une dispersion de 20 (5) m/s. Mesures effectuées avec une puissance dans le faisceau Zeeman de 32 mW et un décalage à résonance $\delta(\text{Zeeman})/2\pi = -503\,\text{MHz}$. (a) et (b) : four chauffé respectivement à 600° et 630^oC. Le faisceau sonde possède un rayon de 1.1 cm à $1/e^2$ et une puissance de 2.9 mW (a) et 4.4 mW (b).

figure 3.14. Elles ont été faites en correspondance avec les mesures du nombre d'atomes piégés tracées sur les figures 3.11 et 3.13.

3.5.1 Estimation du flux d'atomes ralentis

Pour estimer le flux d'atomes ralentis, il faut déterminer le nombre de photons émis par atome. A chaque photon absorbé, la fréquence de résonance des atomes est décalée par effet Doppler d'une quantité $k \times v_{rec}$, où k est le vecteur d'onde et v_{rec} la vitesse de recul ($v_{rec} = \hbar k/m \simeq 1\,\text{cm/s}$). On peut donc considérer que les atomes ne sont plus résonants à la fréquence du faisceau sonde après avoir absorbés N_ν photons tel que :

$$N_\nu \times k\, v_{rec} = \Gamma_{461} \Rightarrow N_\nu \simeq 1\,500 \text{ photons} \tag{3.21}$$

Ces photons sont émis à un taux : $\tau_\nu \simeq \Gamma_{461}\, s_{moy}/2$ (éq. 3.4). Pour un faisceau de 1.1 cm de rayon à $1/e^2$ et une puissance de 4.4 mW, $s_{moy} = 2.7 \times 10^{-2}$. Les atomes sont décalés de résonance après une durée d'interaction : $t_s \simeq N_\nu/\tau_\nu = 0.5\,\text{ms}$. Les atomes les plus rapides détectés par la sonde ont une vitesse longitudinale de l'ordre de 40 m/s. Ces atomes sortent de résonance

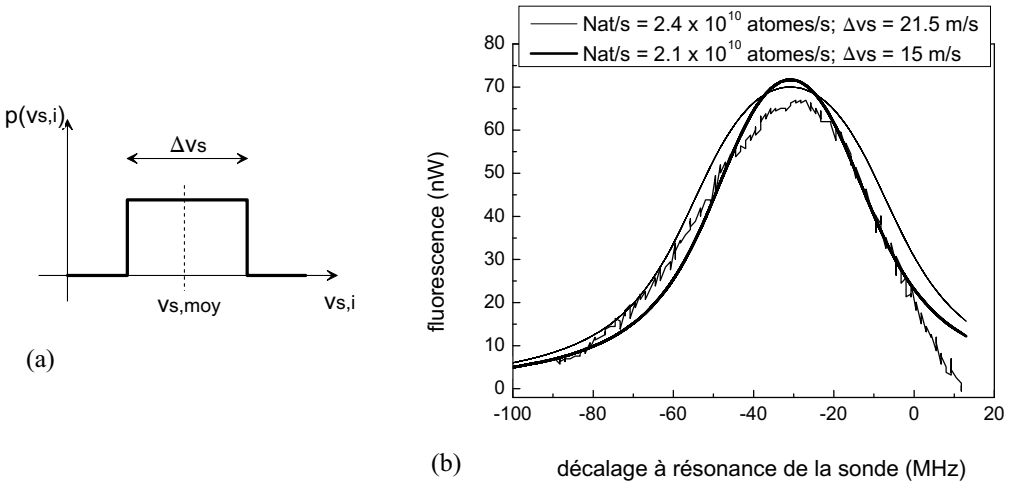


FIG. 3.15 – (a) Distribution de vitesse carrée de largeur Δv_s au tour de la valeur moyenne $v_{s,moy}$ (22 m/s). (b) Approximation de la mesure expérimentale de la figure 3.14.b en calculant la puissance lumineuse émise par un flux de $N_{at/s}$ atomes par seconde avec une distribution de vitesse carrée.

après avoir parcouru une distance de 2 cm, inférieure à la dimension du faisceau sonde. On peut donc considérer que tous les atomes ralentis émettent 1 500 photons. Le flux d'atomes ralentis est alors calculé à partir de la puissance P_{mes} (éq. 3.8) mesurée par la photodiode selon la relation :

$$N_{at/s} = \frac{P_{mes}}{\eta \times h\,\nu_{461} \times 1\,500} \tag{3.22}$$

Les maxima de fluorescence des courbes (a) et (b) tracées sur la figure 3.14 correspondent ainsi à des flux de 0.7×10^{10} et 1.7×10^{10} atomes/s respectivement.

Ce calcul simple permet d'estimer le flux d'atomes ralentis mais ne donne qu'une valeur grossière. On a par exemple négligé la variation de la vitesse des atomes lors de l'interaction avec le faisceau sonde. Or un décalage de fréquence de $\Gamma_{461}/2\pi$ correspond à une modification de vitesse de 15 m/s. Pour essayer de prendre en compte cet effet, un autre calcul a été mené en considérant une variation de vitesse en fonction du temps t d'interaction avec le faisceau sonde de la forme :

$$v_s(t) = v_{s,i} - v_{rec} \times 1\,500\,\frac{t}{t_s} \tag{3.23}$$

$v_{s,i}$ et v_s sont les vitesses dans la direction du faisceau sonde avant et pendant l'interaction avec ce faisceau. Le nombre de photons par atome s'écrit maintenant :

$$\begin{aligned} & N_\nu\left[v_{s,i}, \delta(\text{sonde})\right] \qquad (3.24) \\ = & \frac{s\,\Gamma_{461}}{2}\int_0^{t_s} \frac{1}{1+s+\frac{4}{\Gamma_{461}^2}\left[\delta(\text{sonde})+k(v_{s,i}-v_{rec}\times 1\,500\,\frac{t}{t_s})\right]^2}\,\mathrm{dt} \end{aligned}$$

L'intégrale de cette fonction sur la distribution de vitesse à la sortie du ralentisseur ($v_{s,i}$) donne le nombre de photons émis par l'ensemble des atomes ralentis pour une valeur donnée de δ(sonde). Nous avons calculé numériquement cette intégrale en considérant une distribution de vitesse carrée de largeur Δv_s autour de la valeur moyenne $v_{s,moy} = 22\,\mathrm{m/s}$ (fig. 3.15.a). Cette valeur est justifiée au paragraphe suivant. Le résultat a été normalisé pour être comparé aux mesures. On a introduit un paramètre ajustable $N_{at/s}$ représentant le nombre d'atomes ralentis par seconde. Sur la figure 3.15.b sont tracées les résultats obtenus qui approchent au mieux la courbe expérimentale (b) de la figure 3.14. On obtient : $N_{at/s} \approx 2\times 10^{10}$ at/s avec une largeur de la distribution de vitesse de l'ordre de 20 m/s.

Ce modèle déjà plus complexe, fournit une estimation de la dispersion en vitesse mais le calcul du flux d'atomes ralentis reste approximatif. En effet, on a simplement considéré une décélération uniforme dans le faisceau sonde avec un temps d'interaction constant (éq. 3.24). Il faudrait modéliser plus précisément l'évolution de la vitesse dans la direction du faisceau sonde. Par ailleurs, la dispersion de la vitesse transverse n'est pas négligeable par rapport à v_s car elle est d'environ 10 m/s (fig. 2.6). Il faudrait donc tenir compte de cette distribution, et aussi de la distribution et de l'évolution spatiale des atomes dans le faisceau sonde.

Un modèle prenant en compte tous ces facteurs serait beaucoup plus lourd. Il n'a pas été développé car pour estimer le flux d'atomes ralentis nous disposons d'une autre mesure qui est celle du chargement du PMO : le flux d'atomes ralentis est au moins égal au taux de chargement du piège puisque les atomes capturés ont été décèlérés par le ralentisseur Zeeman[9]. La courbe de la figure 3.13.b montre que pour un four chauffé à 630°C, le taux de capture du PMO atteint une valeur maximale de 4×10^{10} atomes/s. A 600°C

[9]La fraction d'atomes ayant une vitesse inférieure à 40 m/s à la sortie du four chauffé à 600°C est égale à 4×10^{-5}. A cette température, le flux atomique est d'environ 2×10^{12} atomes/s. Le flux d'atomes ayant une vitesse inférieure à 40 m/s sans le ralentisseur Zeeman est donc seulement de l'ordre de 10^8 atomes/s.

la valeur maximale calculée à partir de la courbe de chargement représentée sur la figure 3.11 est de 1.4×10^{10} atomes/s. Malgré toutes les approximations sur lesquelles reposent le calcul du flux d'atomes ralentis à partir du signal de fluorescence, les valeurs obtenues restent compatibles avec ces mesures à un facteur 2 près.

Le rapport entre le flux atomique décéléré par le ralentisseur Zeeman et le flux d'atomes à la sortie du four (§ 3.3.4) est de l'ordre de 1%, en accord avec les résultats de la modélisation numérique décrite au chapitre précédent.

Vitesse moyenne des atomes ralentis

La mesure de la fluorescence induite par la sonde (fig. 3.5) permet de calculer la vitesse moyenne des atomes ralentis. Le maximum de fluorescence est obtenu pour $\delta(\text{sonde}) \approx -30\,\text{MHz}$ ce qui correspond à une vitesse dans la direction du faisceau sonde de 14 m/s. En considérant que les atomes subissent dans la sonde un décalage de fréquence égal à $\Gamma_{461}/2\pi$, la distribution de vitesse des atomes est alors décalée par effet Doppler de 15 m/s pendant l'interaction avec ce faisceau. La vitesse moyenne des atomes avant la sonde est donc plutôt $v_{s,moy} = 22\,\text{m/s}$. Avec un vitesse moyenne dans la direction transverse de 7 m/s (fig. 2.6) et compte tenu de l'angle de 45° entre le faisceau sonde et l'axe du jet, la vitesse moyenne longitudinale des atomes à la sortie du ralentisseur Zeeman est alors d'environ 25 m/s. Cette valeur est en bon accord avec la simulation numérique du processus de ralentissement dans les conditions expérimentales.

3.5.2 Optimisation des paramètres du ralentisseur

Le décalage à résonance du faisceau du ralentisseur Zeeman a été optimisé en maximisant le flux d'atomes ralentis détectés avec le faisceau sonde. On a obtenu : $\delta(\text{Zeeman})/2\pi = -503\,\text{MHz}$. Cette optimisation a été effectuée en ajustant la fréquence du modulateur acousto-optique MAO4 utilisé en double passage (fig. 3.1). Compte tenu du schéma de fréquence utilisé, l'optimisation de $\delta(\text{Zeeman})$ sur le nombre d'atomes piégés aurait été plus laborieuse. En effet, il est possible de varier indépendamment la fréquence des faisceaux du ralentisseur et du piège mais il faut ensuite réaligner leur direction.

Les bobines de champ magnétique du ralentisseur ont été conçues pour être utilisées avec un faisceau laser convergeant (chapitre 2). La focalisation du faisceau a d'abord été réglée pour maximiser le flux d'atomes ralentis puis ajustée finement pour optimiser le nombre d'atomes piégés. La meilleure configuration obtenue correspond à un col de 16 μm situé 83 cm après le hublot du ralentisseur Zeeman. Les rayons à $1/e^2$ à l'entrée et à la sortie des

bobines du ralentisseur sont alors $w_e = 1.8\,\mathrm{mm}$ et $w_s = 4.6\,\mathrm{mm}$ respectivement. Ces valeurs différent sensiblement de celles obtenues avec la simulation numérique ($w_e = 1\,\mathrm{mm}$ et $w_s = 8\,\mathrm{mm}$, § 2.4.3) car en pratique la divergence est limitée par les diaphragmes constitués par les divers éléments de l'enceinte à vide.

Enfin, v_{moy}, la vitesse moyenne des atomes à la sortie du ralentisseur doit être adaptée en fonction de la vitesse de capture du PMO. v_{moy} dépend de δ(Zeeman) et du champ magnétique à la sortie du ralentisseur. Ce dernier dépend de I(Zeeman), le courant des bobines du ralentisseur Zeeman. Pour la simplicité de l'optimisation, c'est ce paramètre qui a été utilisé [10]. Sur la figure 3.16 sont tracés les résultats d'une série d'expériences qui a consisté à mesurer le nombre d'atomes piégés et la fluorescence des atomes ralentis pour différentes valeurs de I(Zeeman). La vitesse moyenne longitudinale en fonction du courant (fig. 3.16.a) est tracée en correspondance avec l'évolution du nombre d'atomes piégés (fig. 3.16.b). On peut ainsi estimer que la vitesse de capture du PMO est de l'ordre de 30 m/s. Cette valeur est un peu inférieure à celle utilisée pour la simulation numérique (50 m/s). Ceci explique que le courant qui optimise le nombre d'atomes piégés soit légèrement supérieur à la valeur attendue (17 A contre 16 A).

Sur le même graphique que le nombre d'atomes piégés en fonction de I(Zeeman) (fig. 3.16.b), sont tracées les valeurs du flux atomique déduites des mesures de la fluorescence des atomes ralentis (éq. 3.24). En utilisant un courant inférieur à 17 A, le flux d'atomes ralentis peut être augmenté significativement. Cependant la vitesse moyenne des atomes ralentis devient supérieure à la vitesse de capture du PMO et le nombre d'atomes piégés diminue. En augmentant I(Zeeman), la vitesse des atomes à la sortie du ralentisseur diminue et la divergence du jet atomique refroidi augmente (chapitre 2, fig.2.4). Par conséquent, le flux d'atomes ralentis arrivant dans la zone de capture décroît considérablement.

3.6 Conclusion

La source d'atomes froids construite est très performante grâce au soin apporté à chaque partie de l'expérience : la réalisation du laser bleu, la concep-

[10] En variant I(Zeeman), on modifie le paramètre η de la simulation numérique qui est relié au gradient de champ magnétique. Cependant on peut estimer que cet effet est minime car l'optimisation est effectuée en variant le courant de seulement 10% au tour de sa valeur nominale. On a d'ailleurs vérifié avec quelques points de mesures qu'on retrouve le même nombre d'atomes piégés optimal pour des valeurs différentes de δ(Zeeman), en retouchant I(Zeeman).

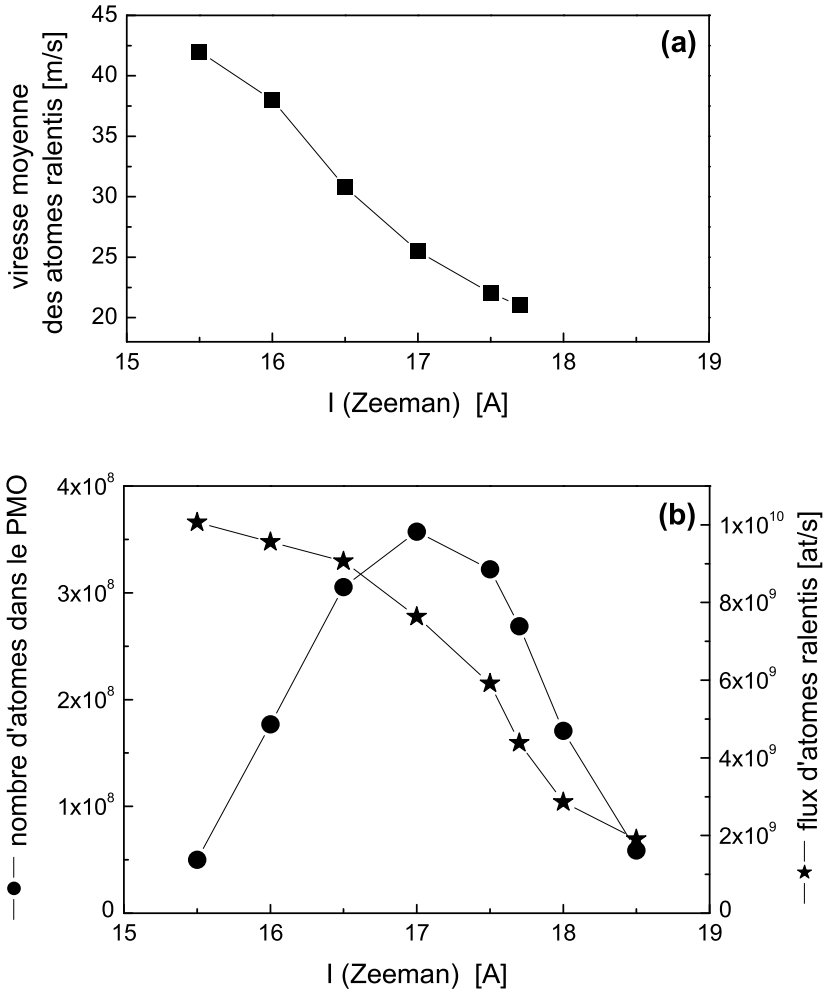


FIG. 3.16 – En bas : optimisation du nombre d'atomes piégés (cercles) en fonction du courant dans les bobines du champ magnétique du ralentisseur Zeeman. En correspondance est indiqué le flux d'atomes ralentis (étoiles). En haut : vitesse moyenne des atomes ralentis mesurée avec le faisceau sonde. Mesures effectuées avec 36 mW dans le faisceau du ralentisseur Zeeman et 18 mW dans ceux du PMO, avec un four chauffé à 570°C.

tion de l'enceinte à vide, l'étude du ralentisseur Zeeman et l'optimisation du nombre d'atomes piégés. Nous avons montré qu'elle permet de piéger jusqu'à 1.3×10^9 atomes de ^{88}Sr avec un taux de capture de 4×10^{10} atomes par seconde. Le bon fonctionnement de cette source a joué un rôle décisif dans les mesures de fréquences des transitions atomiques $^3P_0 - {}^3S_1$, $^3P_1 - {}^3S_1$ et tout particulièrement de la transition d'horloge $^1S_0 - {}^3P_0$. Ces mesures de fréquences sont rapportées dans les chapitres suivants.

Le taux de capture obtenu serait suffisant pour assurer un bon fonctionnement de l'horloge. Cependant, il pourra être encore amélioré lorsque la deuxième source laser à 461 nm sera opérationnelle. La puissance supplémentaire permettra d'effectuer un refroidissement transverse à la sortie du four pour augmenter l'efficacité du ralentisseur Zeeman. On pourra aussi réaliser un piège avec six faisceaux laser indépendants ayant des paramètres de saturation plus élevés pour diminuer l'effet de l'absorption par les atomes froids. En outre, cette deuxième source offrira plus de flexibilité pour l'optimisation des paramètres du ralentisseur Zeeman et du PMO.

Il serait intéressant d'augmenter encore l'efficacité du processus de capture pour plusieurs raisons. Par exemple, la température du four pourrait alors être abaissée tout en maintenant un taux de capture très élevé. Ceci permettrait de mieux contrôler le déplacement de fréquence de la transition d'horloge induit par le rayonnement du corps noir qui semble être un des déplacements pouvant limiter les performances de l'horloge [65]. Par ailleurs, avant d'être interrogés, les atomes seront transférés dans un piège dipolaire dont la profondeur des puits sera de l'ordre de 100μK. Or la température moyenne des atomes piégés est actuellement de quelques mK. Il est possible d'effectuer une deuxième étape de refroidissement avec un PMO fonctionnant sur la résonance $^1S_0 - {}^3P_1$. En raison de la faible largeur de raie de cette transition (7.6 kHz), les températures Doppler ainsi obtenues sont de l'ordre du microKelvin [62, 56]. Cependant cette étape est délicate à mettre en oeuvre pour le ^{87}Sr en raison de sa structure Zeeman [113]. En augmentant suffisamment le nombre d'atomes piégés dans le PMO fonctionnant avec la transition $^1S_0 - {}^1P_1$ à 461 nm, le nombre d'atomes capturés directement dans le piège dipolaire pourrait être suffisant. Le chargement de ce piège serait alors grandement simplifié.

Mentionnons enfin, que plusieurs expériences sont actuellement développées dans le but d'observer le régime de dégénérescence quantique avec des atomes de magnésium, calcium ou strontium [114]. Pour ces expériences, il est primordial de disposer d'une source d'atomes froids aussi intense que possible.

Chapitre 4

Principe de mesure de fréquence de transitions atomiques

Les mesures de fréquence des transitions atomiques rapportées dans les chapitres 5 et 6 ont toutes été effectuées selon le même schéma expérimental. L'objectif de ce chapitre est de présenter la méthode utilisée en détaillant les diverses parties du montage : le laser ultra-stable, le laser femtoseconde et le laser sonde.

4.1 Principe général

Les différents éléments du montage expérimental sont représentés sur la figure 4.1. Un premier système laser appelé "laser ultra-stable", est utilisé comme référence de fréquence. Il s'agit d'une diode laser à cavité étendue asservie sur une cavité Fabry-Pérot de très haute finesse ($\mathcal{F} = 27\,000$) par la technique de Pound-Drever-Hall [115]. Ce laser a une largeur de raie de 35 Hz. Sa fréquence est mesurée par une chaîne de fréquence optique basée sur un laser femtoseconde. La résolution de cette mesure de fréquence est typiquement de 20 Hz pour un temps d'intégration de 100 s. Le laser qui interroge les atomes, appelé "laser sonde", est asservi sur le laser ultra-stable à l'aide d'une boucle à verrouillage de phase avec un écart de fréquence accordable entre les deux lasers asservis (hétérodynage). En contrôlant cet écart avec un synthétiseur RF, la fréquence du laser sonde peut être balayée sur une plage de fréquence proche de l'intervalle spectral libre de la cavité Fabry-Pérot (1.5 GHz).

Ce montage expérimental a plusieurs avantages. D'abord il permet d'envoyer vers le laser femtoseconde un faisceau laser de fréquence fixe alors que le laser sonde peut être balayé ou modulé. De plus, il permet de changer

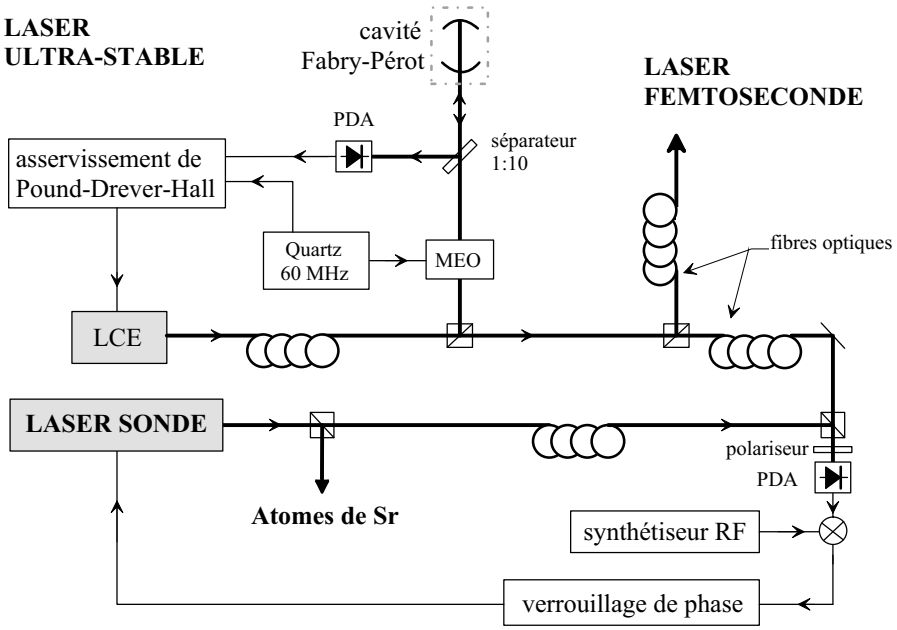


FIG. 4.1 – Schéma de principe des mesures absolues de fréquence des transitions atomiques. LCE : diode laser montée en cavité étendue.

très facilement de longueur d'onde (ou de laser) grâce à l'utilisation de fibres optiques qui permettent de minimiser les alignements à retoucher. Les laser utilisés pour exciter les quatre transitions atomiques dont la fréquence a été mesurée sont tous des diodes laser montées en cavité étendue (§ 1.2.1). Le même jeu de lasers {laser ultra-stable ; laser sonde} a été utilisé pour les mesures des résonances à 688, 689 et 698 nm. Pour mesurer les transitions à 679 nm un deuxième jeu a été utilisé.

4.2 Le laser ultra-stable

Pour réaliser une horloge optique il est crucial de disposer d'un laser de très grande stabilité pour interroger les atomes. La mise en oeuvre de ce laser ultra-stable fait en grande partie l'objet du travail de thèse d'Audrey Quessada. Cette section présente brièvement le principe de l'asservissement, le système expérimental utilisé et les résultats obtenus qui sont encore préliminaires. Cependant, les qualités spectrales de ce laser ne représentent en aucun cas une limitation pour les mesures des fréquences atomiques décrites par la suite. En effet, ces mesures ont été réalisées avec au mieux une résolution au niveau du kHz alors que la largeur de raie du laser ultra-stable est

de 35 Hz.

La technique communément utilisée [116] pour réaliser un laser ultra-stable consiste à asservir un laser sur une cavité Fabry-Pérot de très haute finesse par la technique dite de Pound-Drever-Hall. Le travail effectué au NIST par J. C. Bergquist et son équipe constitue une référence en la matière [53]. Le laser ultra-stable qu'ils ont mis en oeuvre pour l'expérience d'horloge optique à ions $^{199}Hg^{+}$ possède une largeur de raie de 0.6 Hz à 282 nm pour un temps d'intégration de 1 à 32 s.

4.2.1 Environnement du laser

Afin de minimiser l'effet des vibrations mécaniques et des perturbations acoustiques et thermiques, une attention particulière a été portée sur l'environnement du laser. Le banc optique est situé dans une pièce indépendante dont les murs ont été recouverts par des plaques de *Barson*[1] pour réaliser l'isolation phonique. Il s'agit de plaques de 4 cm d'épaisseur constituées de deux plaques de plomb espacées par des couches de feutre. Pour atténuer les vibrations sismiques, la table optique est posée sur une plate-forme dite *banc Biscuit*[2] qui a une fréquence de résonance propre de l'ordre de 1 Hz dans les directions verticale et horizontales. Cette plate-forme n'a pas encore été optimisée, cependant ce système offre une bonne isolation vis à vis des vibrations du sol.

4.2.2 Cavité Fabry-Pérot de très haute finesse

Le laser à cavité étendue est asservi au sommet d'une résonance d'une cavité Fabry-Pérot de finesse 27 000. La cavité est constituée de deux miroirs concaves ayant des rayons de courbure de 50 cm. Les miroirs sont contactés optiquement sur un barreau d'ULE, un verre ayant un coefficient d'expansion thermique très faible à température ambiante : entre 5 et 35°C, ce coefficient est spécifié en valeur relative à $0 \pm 1\ 10^{-10}$/K. La cavité longue de 10 cm, possède un intervalle spectral libre de 1.5 GHz. La largeur des modes de résonance de la cavité est de 56 kHz.

La cavité est placée dans une enceinte ultra-vide. Ceci permet d'une part de réaliser un blindage thermique et acoustique et d'autre part de minimiser les déplacements de fréquence des modes de résonance liés aux variations de l'indice de réfraction. Notons que des fluctuations de pression de $5\,10^{-6}$ Pa correspondraient à des fluctuations relatives de l'indice de réfraction (et donc

[1] Le *Barson* est vendu par la société ENAC (www.enac.com).

[2] Le *banc Biscuit* est un produit de la société Minus K (www.minusk.com).

de la fréquence des modes) de 10^{-15}. Une pompe ionique de 25 l/s assure une pression de $2\,10^{-7}$ Pa dans l'enceinte à vide. Celle-ci est constituée de trois cylindres concentriques en aluminium (Figure 4.2). Pour minimiser les contraintes mécaniques, la cavité Fabry-Pérot est simplement posée sur un support en Invar en forme de V par l'intermédiaire de joints Viton. Ces joints qui réalisent aussi le contact entre les trois cylindres, permettent d'assurer une bonne isolation thermique et de minimiser la transmission des vibrations hautes fréquences.

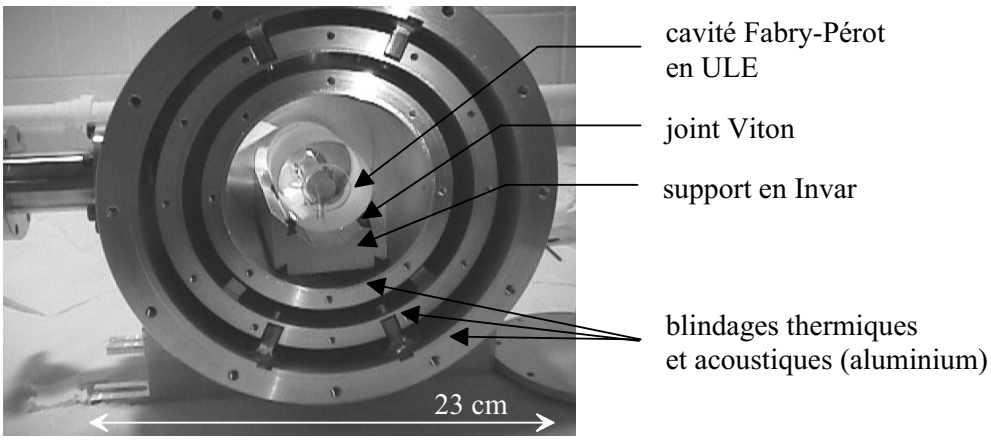


FIG. 4.2 – Enceinte ultra-vide de la cavité Fabry-Pérot du laser ultra-stable (avant montage des bases des cylindres en aluminium).

Pendant les mesures de fréquences, l'enceinte à vide n'était pas asservie en température mais la dérive de fréquence des modes de la cavité était mesurée en permanence par le laser femtoseconde (voir figure 4.11). Nous avons enregistré des dérives allant de quelques Hertz à une centaine de Hertz par seconde.

4.2.3 Asservissement par la technique de Pound-Drever-Hall

Cette technique aujourd'hui très répandue, a été inventée dans les années quarante par R. V. Pound pour stabiliser un oscillateur micro-onde [117]. Elle a ensuite été généralisée au domaine optique par R. Drever et J. Hall [115] au début des années quatre-vingt.

Principe théorique

Le champ laser de pulsation propre ω_l, est modulé en phase à la pulsation Ω. Nous écrirons le champ modulé sous la forme suivante :

$$E_m(t) = E_0 \exp\left[\, i\{\omega_l t + \beta sin(\Omega t)\}\,\right] \tag{4.1}$$

où β est l'indice de modulation. En introduisant les fonctions de Bessel $J_n(\beta)$, cette expression se réécrit :

$$E_m(t) = E_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\beta) \exp\left[\, i(\omega_l + n\Omega)t\,\right] \tag{4.2}$$

En pratique, l'indice de modulation est faible (typiquement de l'ordre de 1) et seules les fonctions de Bessel d'ordre 0 et ± 1 ont une valeur significative. On a par ailleurs $J_{-1}(\beta) = -J_1(\beta)$. L'équation (4.2) devient alors :

$$E_m(t) \simeq E_0[\, J_0(\beta)e^{i\omega_l t} + J_1(\beta)e^{i(\omega_l+\Omega)t} - J_1(\beta)e^{i(\omega_l-\Omega)t}\,] \tag{4.3}$$

Le champ laser modulé possède trois composantes fréquentielles : la porteuse de pulsation ω_l et les deux bandes latérales de pulsation $\omega_l \pm \Omega$. Ce champ est couplé dans une cavité Fabry-Pérot dont l'expression générale du *coefficient de réflexion*[3] est :

$$F(\omega_i) = r\frac{1 - e^{-i\omega_i/\nu_{ISL}}}{1 - r^2 e^{-i\omega_i/\nu_{ISL}}} \tag{4.4}$$

où ω_i est la pulsation de l'onde incidente et r le coefficient de réflexion en amplitude des miroirs de la cavité.

Compte tenu des équations (4.3) et (4.4), le champ réfléchi par la cavité s'écrit :

$$\begin{aligned} E_r(t) = E_0\,[\, & F(\omega_l)\, J_0(\beta)\, e^{i\omega_l t} + F(\omega_l + \Omega)\, J_1(\beta)\, e^{i\omega_l + \Omega t} \\ & - F(\omega_l - \Omega)\, J_1(\beta)\, e^{i\omega_l - \Omega t}\,] \end{aligned} \tag{4.5}$$

Afin d'obtenir le signal d'erreur de l'asservissement, on détecte sur une photodiode à avalanche l'intensité du champ réfléchi :

$$\begin{aligned} I(t) &= |E_r^2(t)| \\ &= I_p\,|F(\omega_l)|^2 + I_l\{\,|F(\omega_l+\Omega)|^2 + |F(\omega_l-\Omega)|^2\,\} \\ &\quad + 2\sqrt{I_p\, I_l}\{Re[\,F(\omega_l)F^*(\omega_l+\Omega) - F^*(\omega_l)F(\omega_l-\Omega)\,]\cos(\Omega t) \\ &\qquad - Im[\,F(\omega_l)F^*(\omega_l+\Omega) - F^*(\omega_l)F(\omega_l-\Omega)\,]\sin(\Omega t)\} \\ &\quad + (\text{termes en } 2\Omega) \end{aligned} \tag{4.6}$$

[3]Le *coefficient de réflexion* est défini comme le rapport entre le champ incident et le champ réfléchi.

où on a introduit l'intensité répartie dans la porteuse I_p et dans chaque bande latérale I_l :

$$\begin{aligned} I_p &= J_0(\beta)^2\,|E_0|^2 \\ I_l &= J_1(\beta)^2\,|E_0|^2 \end{aligned} \tag{4.7}$$

Dans nos conditions expérimentales, lorsque la porteuse est proche de résonance on peut considérer que les bandes latérales sont totalement réfléchies. En effet, les bandes latérales sont à 60 MHz de la porteuse alors que la largeur des modes de la cavité est de 56 kHz. Dans ce cas, $F(\omega_l \pm \Omega) \simeq 1$ et l'expression suivante est purement imaginaire :

$$F(\omega_l)F^*(\omega_l+\Omega) - F^*(\omega_l)F(\omega_l-\Omega) \approx -2\,i\,Im\{F(\omega_l)\} \tag{4.8}$$

Par conséquent le terme en cosinus de l'équation (4.6) s'annule. Après démodulation de l'intensité détectée par la photodiode à la fréquence $\Omega/2\pi$ on obtient le signal d'erreur :

$$\varepsilon = -2\sqrt{I_p\,I_l}\;Im\{\,F(\omega_l)F^*(\omega_l+\Omega) - F^*(\omega_l)F(\omega_l-\Omega)\,\} \tag{4.9}$$

Ce signal est représenté sur la figure 4.3.

Montage expérimental

Le montage expérimental de l'asservissement de Pound-Drever-Hall est schématisé sur la figure 4.4. Un laser à cavité étendue (§ 1.2.1) est modulé en phase par un modulateur électro-optique (MEO) à 60 MHz. L'indice de modulation est de l'ordre de 1. Il a été réglé pour maximiser la pente du signal d'erreur [118]. Le faisceau laser est ensuite couplé dans la cavité Fabry-Pérot située dans l'enceinte à vide précédemment décrite (FP1). Les effets thermiques dans le substrat des miroirs de la cavité induisent un décalage de fréquence des modes de résonance de la cavité Fabry-Pérot de l'ordre de 1 Hz/μW [53]. Afin de minimiser ceux-ci, on ne couple qu'une centaine de μW dans FP1. La fibre optique située avant le MEO permet de filtrer spatialement le mode du laser afin d'avoir une bonne efficacité de couplage (70%). Le faisceau réfléchi est prélevé au moyen d'une lame séparatrice pour être focalisé sur une photodiode à avalanche (PDA). La lame séparatrice a un coefficient de transmission de 10%, elle assure avec l'isolateur optique (IO) de 60 dB l'atténuation du faisceau réfléchi vers la diode. Le signal radio-fréquence de la PDA est amplifié puis démodulé à 60 MHz. Le signal d'erreur obtenu est filtré par un filtre passe bas puis par un étage proportionnel-intégrateur. Il est alors utilisé pour corriger d'une part le courant d'injection de la diode et d'autre part la tension de la cale piézo-électrique de la cavité étendue après un deuxième intégrateur. La bande passante de l'asservissement est de 2.1 MHz.

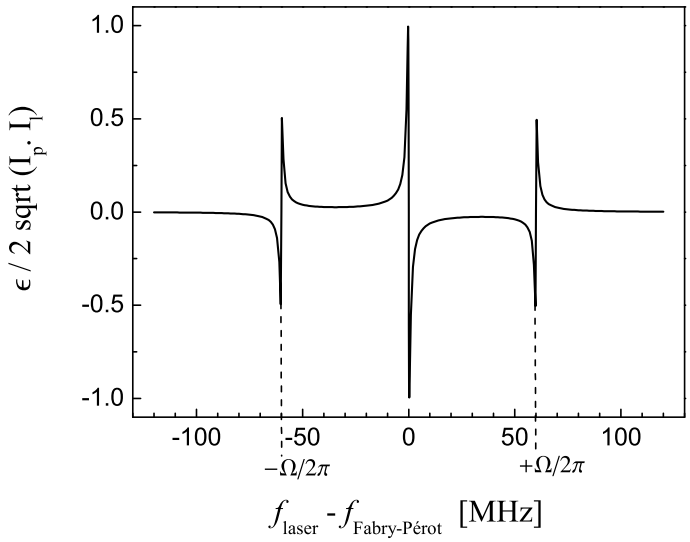


FIG. 4.3 – Signal d'erreur de l'asservissement de Pound-Drever-Hall en fonction de la différence entre la fréquence du laser et la fréquence d'un mode du Fabry-Pérot. La courbe a été tracée avec les paramètres expérimentaux : une fréquence de modulation $\Omega/2\pi$=60 MHz et un coefficient de réflexion $r = 0.9999$ (calculé à partir de la finesse mesurée).

4.2.4 Bruit du laser asservi

Pour caractériser le bruit du laser asservi, on utilise une deuxième cavité Fabry-Pérot (FP2) de finesse 24 500 disposée dans une enceinte à vide identique à celle de FP1. Une partie du faisceau laser est prélevée afin d'être couplée dans FP2 (partie inférieure de la Figure 4.4). Un modulateur acousto-optique (MAO) permet de compenser le décalage de fréquence entre les modes de FP1 et FP2. Ce décalage est de 160 MHz à 691 nm, longueur d'onde à laquelle ont été effectuées les mesures de bruit. Afin de minimiser les corrélations de bruit liées aux vibrations mécaniques, les deux cavités sont orientées perpendiculairement sur la table optique. On utilise un deuxième montage électronique pour générer le signal d'erreur une nouvelle fois avec la technique de Pound-Drever-Hall. Le bruit de ce signal d'erreur permet d'estimer le bruit du laser asservi sur FP1.

La figure 4.5 représente la densité spectrale des fluctuations de fréquence ($S_\nu(f)$) du signal d'erreur obtenu avec FP2. Lorsque le laser est asservi sur FP1, pour des fréquences de Fourier comprises entre 100 Hz et 20 kHz, $S_\nu(f)$ atteint un palier de bruit blanc de fréquence de 10^{-2} Hz^2/Hz. A des fréquences supérieures à 20 kHz, $S_\nu(f)$ est limité par le gain fini de l'asservissement. Aux fréquences inférieures à 100 Hz, ce sont les vibrations mécaniques qui limitent

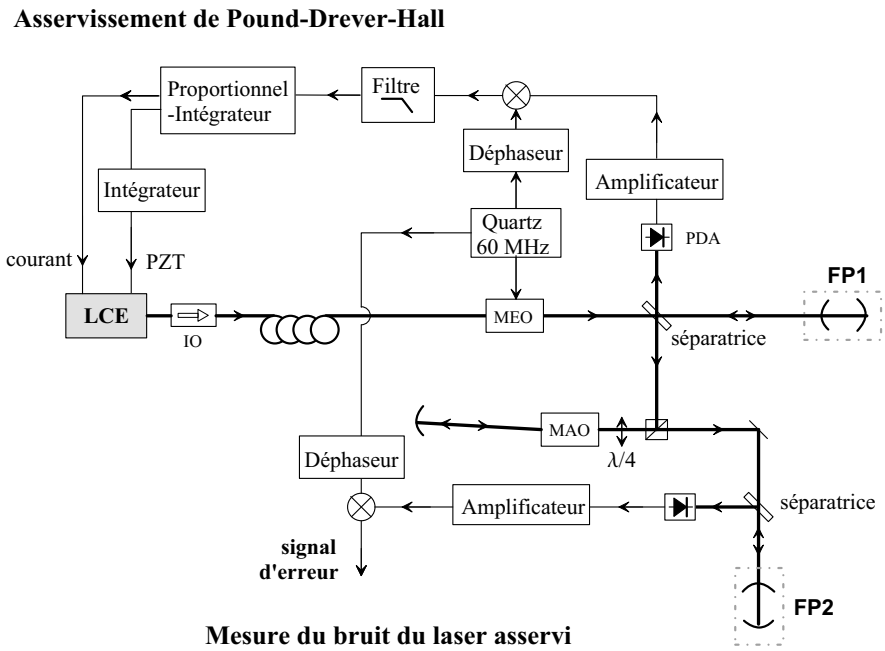


FIG. 4.4 – Montage expérimental utilisé pour asservir le laser sur la cavité Fabry-Pérot FP1 et pour caractériser son bruit avec FP2.

$S_\nu(f)$. L'isolation mécanique du banc optique n'a pas encore été optimisée, elle devrait permettre une amélioration significative dans cette gamme de fréquence.

Des mesures de $S_\nu(f)$, on peut déduire la largeur de raie du laser ($\Delta\upsilon$) définie par [119] :

$$\int_{\Delta\upsilon/2}^{\infty} S_\phi(f)df = 2/\pi \tag{4.10}$$

où $S_\phi(f) = S_\nu(f)/f^2$ est la densité spectrale des fluctuations de phase du laser. La largeur de raie du laser asservi est de 35 Hz alors qu'elle est d'environ 300 kHz pour le laser libre.

Pour utiliser ce laser comme oscillateur d'interrogation pour l'horloge optique, il faudra mettre en oeuvre une deuxième étape de stabilisation. Le bruit des lasers ultra-stables remonte généralement en $1/f$ pour des fréquences de Fourier inférieures à quelques Hertz [53]. Pour réduire ce bruit on pourrait stabiliser le laser sur la transition d'horloge à l'aide d'un premier montage expérimental optimisé pour la stabilité (grand nombre d'atomes, temps de cycle favorable...). On peut montrer qu'une stabilité de fréquence au niveau de $10^{-16}\tau^{-1/2}$ pourrait être atteinte avec ce laser (cf chapitre 6, § 6.3).

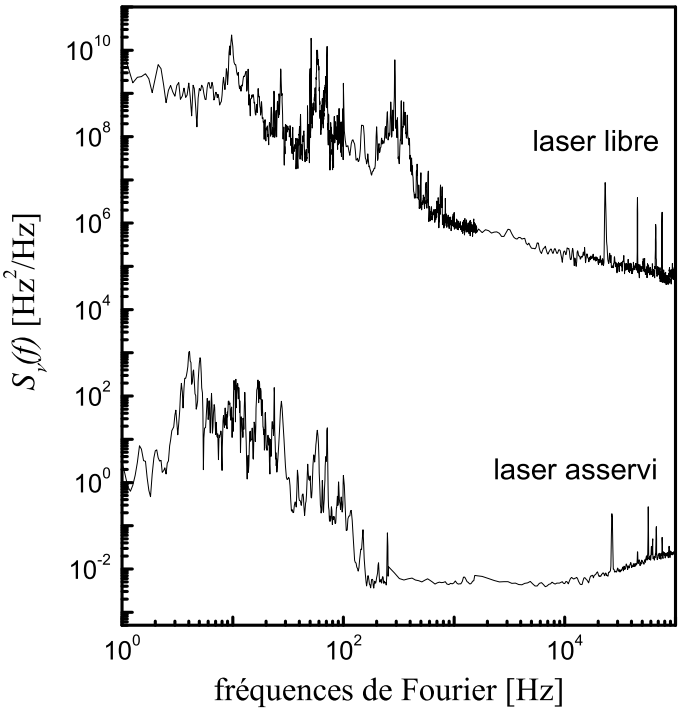


FIG. 4.5 – Densité spectrale de fréquence du laser libre et du laser asservi sur la cavité FP1.

4.3 Le laser femtoseconde

Cette section décrit le principe général de fonctionnement d'un *laser femtoseconde à mode bloqué par effet Kerr* selon lequel est construit le laser femtoseconde utilisé au BNM-SYRTE. Nous verrons ensuite que le spectre de ce laser peut être élargi par une fibre à cristal photonique afin d'obtenir un peigne de fréquences centré sur 800 nm qui s'étend sur plus de 600 nm. Les modes du peigne sont cohérents en phase et séparés par le même intervalle de fréquence égal à l'inverse du taux de répétition du laser. Le taux de répétition est asservi sur la fréquence d'un maser à hydrogène. Cette chaîne de fréquence développée par l'équipe de Daniele Rovera, permet de relier le domaine de fréquence micro-onde au domaine optique. Dans le cadre de ce travail, elle a été utilisée pour effectuer des mesures absolues de fréquence optique.

4.3.1 Le laser femtoseconde en mode bloqué par effet Kerr

Le laser femtoseconde est un laser titane-saphir (Ti :Sa) pompé en continu par un laser Nd :YVO_4 doublé à 532 nm (*VERDI*). Au démarrage, le laser Ti :Sa est en mode de fonctionnement continu, multi-mode : un grand nombre de modes longitudinaux oscillent dans la cavité laser. Pour que le laser fonctionne en mode impulsionnel, il faut que plusieurs conditions soient réunies. D'abord il doit exister une relation de phase entre les modes pour qu'ils interfèrent et donnent naissance à un train d'impulsion. Ensuite, pour que ce train d'impulsion puisse se propager sans élargissement temporel, il faut introduire dans la cavité des éléments qui compensent la dispersion naturelle. Enfin le régime impulsionnel doit être favorisé par rapport au régime continu. Dans notre cas on utilise le verrouillage de mode par effet Kerr.

Laser en mode impulsionnel

On peut décrire très simplement le mode impulsionnel d'une manière analytique dans le cas où tous les modes longitudinaux de la cavité sont de même amplitude E_0, indépendante du temps. Pour $N = 2n + 1$ modes longitudinaux de fréquence centrale f_c, cohérents en phase, l'amplitude du champ résultant peut s'écrire :

$$E(t) = E_o \sum_{k=-n}^{n} cos\,[2\pi(f_c + k\,\nu_{ISL})\,t] \tag{4.11}$$

où ν_{ISL} est l'intervalle spectrale libre de la cavité du laser Ti :Sa. L'intensité du champ s'écrit alors :

$$I(t) \propto E_o^2\,\frac{sin^2[\pi\,N\,\nu_{ISL}\,t]}{sin^2[\pi\,\nu_{ISL}\,t]} \tag{4.12}$$

Cette fonction est représentée sur la figure 4.6 pour N=15 modes. Le taux de répétition des impulsions correspond à ν_{ISL}, il est noté f_r dans la suite. La largeur temporelle d'une impulsion ΔT, est d'autant plus étroite que f_r et le nombre de modes cohérents sont élevés. Notre laser femtoseconde possède un taux de répétition de 840 MHz et environ 20 000 modes qui oscillent dans la cavité. La durée de l'impulsion est de l'ordre de 25 fs.

L'équation 4.11 montre que dans le domaine fréquentiel, le spectre de l'impulsion est un peigne de fréquence où les modes sont espacés de $f_r = \nu_{ISL}$. La fréquence centrale f_c n'est pas nécessairement un multiple entier de

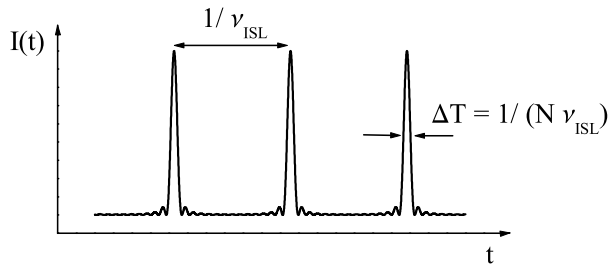


FIG. 4.6 – Intensité du laser en mode bloqué pour N=15 modes. Le taux de répétition est égal à l'intervalle spectrale libre (ν_{ISL}).

f_r, mais on peut écrire la fréquence de chaque mode du peigne f_n selon la relation :

$$f_n = n\ f_r + f_0 \tag{4.13}$$

f_0 représente le décalage à l'origine du peigne. Il est relié à la différence entre la vitesse de groupe et la vitesse de phase des impulsions se propageant dans la cavité du laser Ti :Sa (figure 4.7).

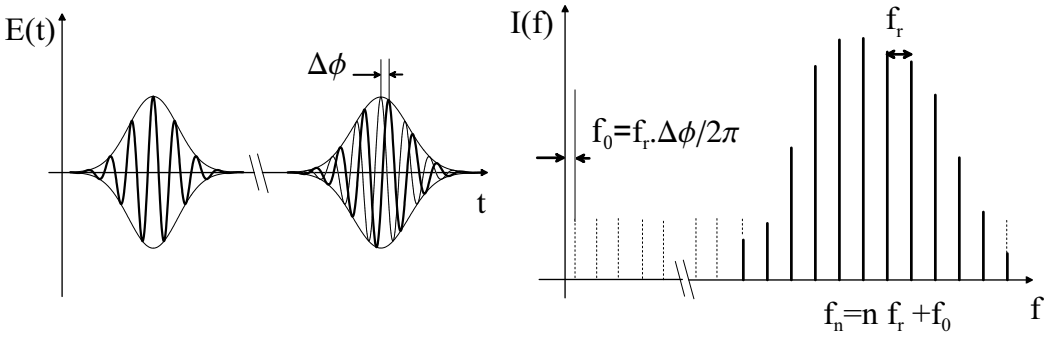


FIG. 4.7 – A gauche : impulsions consécutives émises par le laser en mode bloqué. A droite : le spectre du laser est un peigne de fréquence. Le décalage de fréquence à l'origine f_0 est introduit par le déphasage $\Delta\phi$: la porteuse se propage à la vitesse de phase alors que l'enveloppe se propage à la vitesse de groupe.

Les miroirs à dispersion négative

La largeur du spectre est telle qu'on ne peut pas négliger les différences entre les vitesses de groupe des fréquences extrêmes du spectre. Ces différences sont induites par la dépendance en fréquence de l'indice de réfraction

du cristal, des miroirs diélectriques et de l'air. Pour ces milieux, dans le domaine visible, l'indice de réfraction augmente avec la fréquence (dispersion positive). La durée d'un tour de cavité est alors plus longue pour les modes dans la partie haute du spectre de fréquence par rapport à ceux de la partie basse. Ce phénomène donne naissance à un élargissement temporel qui doit être compensé pour maintenir le régime impulsionnel. On utilise alors pour 3 des 4 miroirs de la cavité, des miroirs à dispersion négative ("*chirped mirrors*" en anglais). Ces miroirs sont composés d'une alternance de couches d'épaisseur progressive de différents matériaux diélectriques [120].

Une autre technique consiste à insérer deux prismes dispersifs dans la cavité. L'inconvénient de cette méthode est que la cavité laser est généralement plus longue et donc le taux de répétition plus petit. La puissance dans chaque mode est alors plus faible et le rapport signal à bruit des battements utilisés pour les mesures de fréquence est moins élevé.

Verrouillage de mode par lentille à effet Kerr

Pour favoriser le régime impulsionnel par rapport au régime continu plusieurs techniques sont couramment utilisées [120]. Le principe adopté pour notre laser est passif et dit à verrouillage de mode par "*effet Kerr*". L'indice de réfraction n d'un milieu dépend de l'intensité laser I selon la loi de l'effet Kerr optique [121] :

$$n(\omega, I) = n_0(\omega) + n_2(\omega)I \tag{4.14}$$

Dans le cristal, le profil transverse gaussien de l'intensité du champ induit une variation transverse de l'indice du cristal et crée ainsi une lentille convergente qui focalise le faisceau laser dans le cristal. Le diamètre du faisceau se réduit donc à mesure que l'onde progresse dans le cristal et que l'intensité laser augmente. Pour favoriser le mode impulsionnel, on joue alors sur la dimension réduite de la région à gain (autrement dit sur la dimension du faisceau de pompe dans le cristal). Le meilleur recouvrement du mode impulsionnel avec le faisceau de pompe assure un gain supérieur pour ce régime.

En pratique, après avoir réglé la cavité à la limite de l'optimisation pour le régime continu, il faut initier le verrouillage de mode. On vient perturber brièvement les modes de la cavité en tapotant un miroir afin de générer une interférence constructive qui s'auto-entretient puisque le fonctionnement du laser en régime impulsionnel présente plus de gain qu'en régime continu.

4.3.2 Un peigne de fréquence auto-référencé sur plus d'une octave

Fibre à cristal photonique

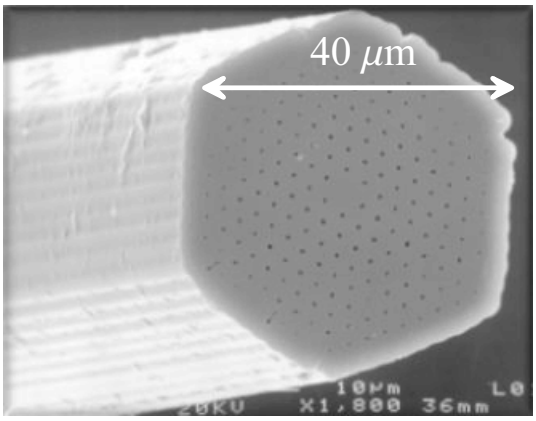


FIG. 4.8 – Image de la fibre à cristal photonique utilisée pour élargir le spectre de fréquence du laser femtoseconde. Le coeur de la fibre ($\sim 1\mu$m) est au centre d'un réseau hexagonal de trous d'air.

Le peigne de fréquence du laser femtoseconde est élargi en passant dans une fibre à cristal photonique [122], fournie par l'université de Bath en Angleterre. C'est une fibre en silice avec un réseau hexagonal de trous d'air où le trou central a été omis afin de constituer le coeur de la fibre (figure 4.8). Environ 250 mW sont couplés dans cette fibre. En raison de la forte intensité lumineuse dans le coeur, des processus non linéaires tels que le mélange à quatre ondes, donnent naissance à des nouveaux modes dans le peigne de fréquence en préservant la cohérence de phase [123].

Un spectre typique de la lumière obtenue à la sortie de la fibre est représenté sur la figure 4.9. Ce spectre est coupé à 530 nm par le monochromateur utilisé mais il couvre en fait largement le domaine du bleu. La position relative des maxima et minima dans le spectre à la sortie de la fibre peut être déplacée en modifiant le taux de couplage ou en tournant la polarisation du laser à l'entrée de la fibre.

Asservissement du taux de répétition

Afin d'utiliser le peigne pour effectuer des mesures de fréquence, il faut asservir le taux de répétition f_r. Le montage expérimental utilisé est schématisé sur la figure 4.10. Avec une boucle à verrouillage de phase (cf section

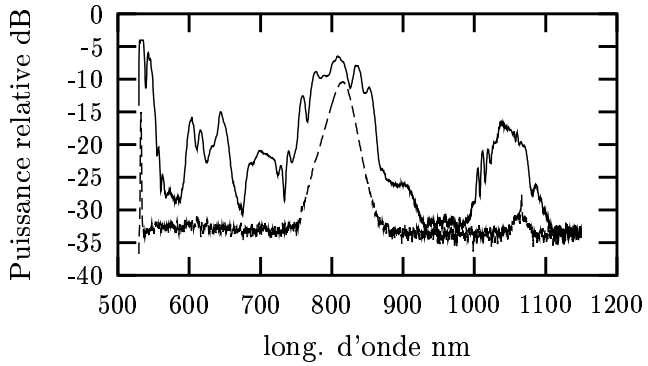


FIG. 4.9 – Spectre typique du laser femtoseconde. A l'entrée de la fibre (pointillés), le spectre est centré vers 810 nm avec une largeur à -3 dB d'environ 30 nm. A la sortie de la fibre à cristal photonique (trait plein), il s'étend sur plus d'une octave. L'amplitude relative des deux courbes est arbitraire.

suivante), f_r est asservi sur un maser à hydrogène en utilisant une chaîne de synthèse de fréquence développée pour les horloges micro-onde du laboratoire [124]. Le taux de répétition est mesuré directement en envoyant une partie du faisceau sur une photodiode rapide. En raison de la largeur du spectre de fréquence, le signal délivré par la photodiode possède une composante fréquentielle à toutes les harmoniques du taux de répétition avec un rapport signal à bruit identique (dans la limite de la bande passante de la photodiode) : la nième harmonique correspond aux battements entre deux modes espacés de $n\,f_r$. Pour minimiser le bruit de phase qui décroît comme $1/f^2$, c'est la 11^{ieme} harmonique de f_r qui est mélangée avec le signal micro-onde pour l'asservissement de phase. Le battement obtenu est mélangé à nouveau avec un signal provenant d'un synthétiseur commercial faible bruit, puis il est filtré par un circuit proportionnel-intégrateur pour générer le signal de correction. Ce signal permet de contrôler la longueur L de la cavité (et donc f_r=c/L) via une cale piézo-électrique (PZT) montée sur un miroir de la cavité du laser Ti :Sa.

Mesure du décalage de fréquence à l'origine

Afin de connaître la fréquence absolue de chaque mode du peigne de fréquence, il faut mesurer le décalage de fréquence à l'origine (f_0). Une méthode très simple a été développée au JILA [33] et au MPQ [125] : la méthode d'auto-calibration ou "*self referencing technique*" en anglais. Elle repose sur le fait que le peigne de fréquence s'étend sur plus d'une octave. En doublant la fréquence de la n^{ieme} raie dans la partie infrarouge du peigne et en la

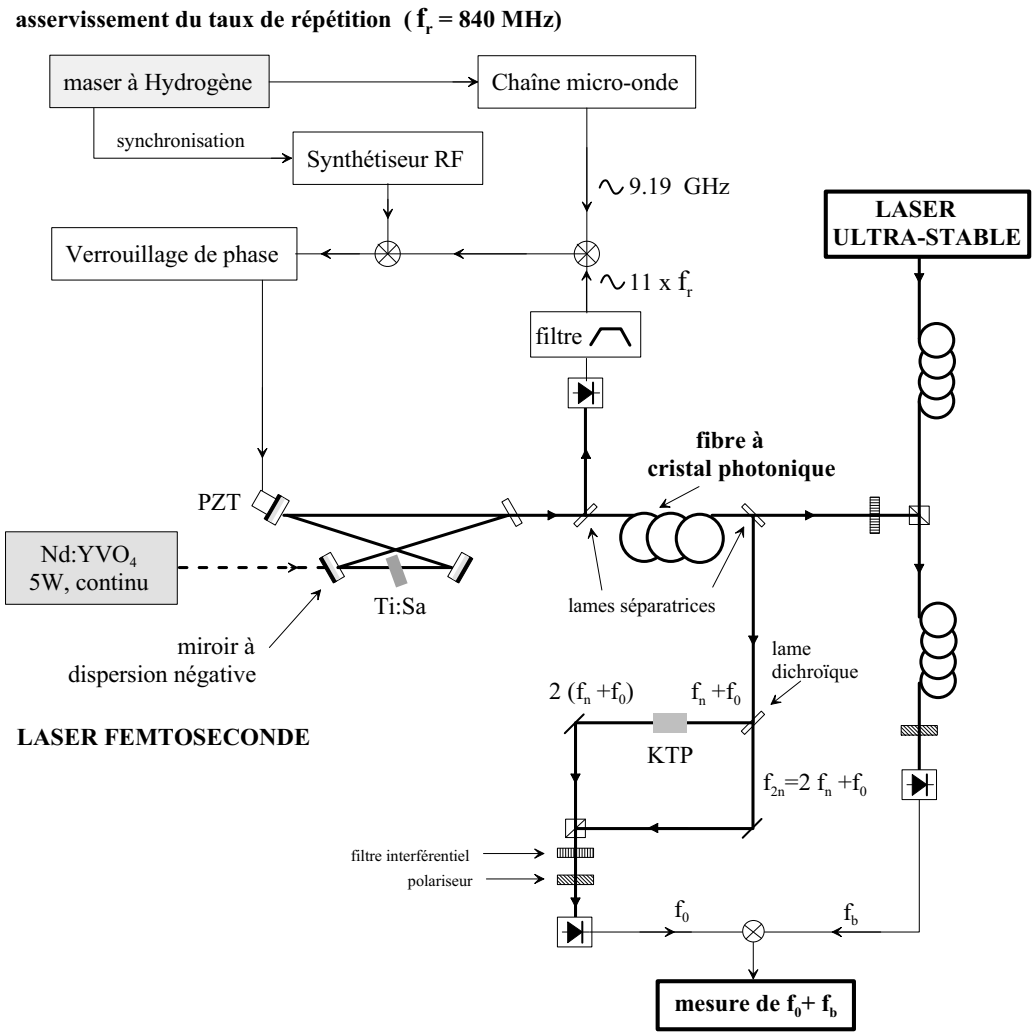


FIG. 4.10 – Schéma de principe de la mesure de fréquence du laser ultra-stable. Le laser femtoseconde est un laser Ti :Sa pompé par un laser Nd :YVO_4. Le peigne de fréquence est élargi par une fibre à cristal photonique. Le taux de répétition (f_r) est asservi sur un maser à hydrogène. Pour mesurer le décalage à l'origine du peigne de fréquence (f_0) on double la fréquence de la n^{ieme} raie dans la partie infrarouge du peigne et on la mélange avec celle de la 2n^{ieme} raie. f_b est le battement entre le laser ultra-stable et le mode le plus proche du peigne.

mélangeant avec la 2n^{ieme} raie on obtient un battement à la fréquence :

$$2\,(f_0 + n \times f_r) - (f_0 + 2n \times f_r) = f_0 \tag{4.15}$$

Le doublage de fréquence est effectué dans un cristal de KTP (figure 4.10).

4.3.3 Mesure absolue d'une fréquence optique

Avec ce peigne de fréquence, il est très aisé de mesurer la fréquence absolue de tout laser lorsque celle-ci est comprise entre les modes extrêmes du peigne. Il suffit de faire un battement avec le mode du laser femtoseconde le plus proche. En mesurant la fréquence de ce battement (f_b) on en déduit la fréquence du laser (f_{opt}) :

$$f_{opt} = f_0 + n\,f_r + f_b \tag{4.16}$$

où n est un entier qui doit être déterminé préalablement par une mesure de fréquence à mieux que f_r. Lors des mesures de spectroscopie nous avons utilisé un lambdamètre commercial dont l'exactitude est de l'ordre de 300 MHz.

Mesure de la fréquence du laser ultra-stable

Une fibre optique permet d'envoyer une centaine de μW issus du laser ultra-stable vers le laser femtoseconde pour générer le battement avec le peigne de fréquence. Ce battement (f_b) est mélangé avec le battement de la mesure du décalage à l'origine (f_0) afin d'obtenir un signal à la fréquence $f_0 + f_b$ (figure 4.10). C'est cette fréquence qui est envoyée vers un compteur afin d'obtenir la fréquence absolue du laser ultra-stable ayant déterminé au préalable l'entier n.

La figure 4.11 représente une série typique de mesure de fréquence du laser ultra-stable enregistrée sur une période de près de trois heures. Sur le graphique supérieur on a tracé les mesures de fréquence après avoir soustrait 435 730 157 MHz. On observe la dérive de la cavité Fabry-Pérot qui était d'environ 40 Hz/s ce jour-là. Lorsqu'on retranche cette dérive, le bruit pic à pic des mesures est de de l'ordre du kHz (tracé dans l'insert). La courbe inférieure représente l'écart type d'Allan (Annexe C) en valeur relative. La résolution des mesures est de 5×10^{-13} à 1 s (soit 200 Hz). Lorsqu'on trace l'écart type des mesures brutes (triangles), on est limité dès quelques secondes par la dérive de la cavité (pente +1). Pour les mesures corrigées (carrés), l'écart type d'Allan descend en $t^{-1/2}$, jusqu'à 100 s où elle atteint un palier à environ 5×10^{-14} (20 Hz). La décroissance en $t^{-1/2}$ est caractéristique d'un bruit blanc de fréquence[4]. Au cours de la campagne de mesures qui s'est

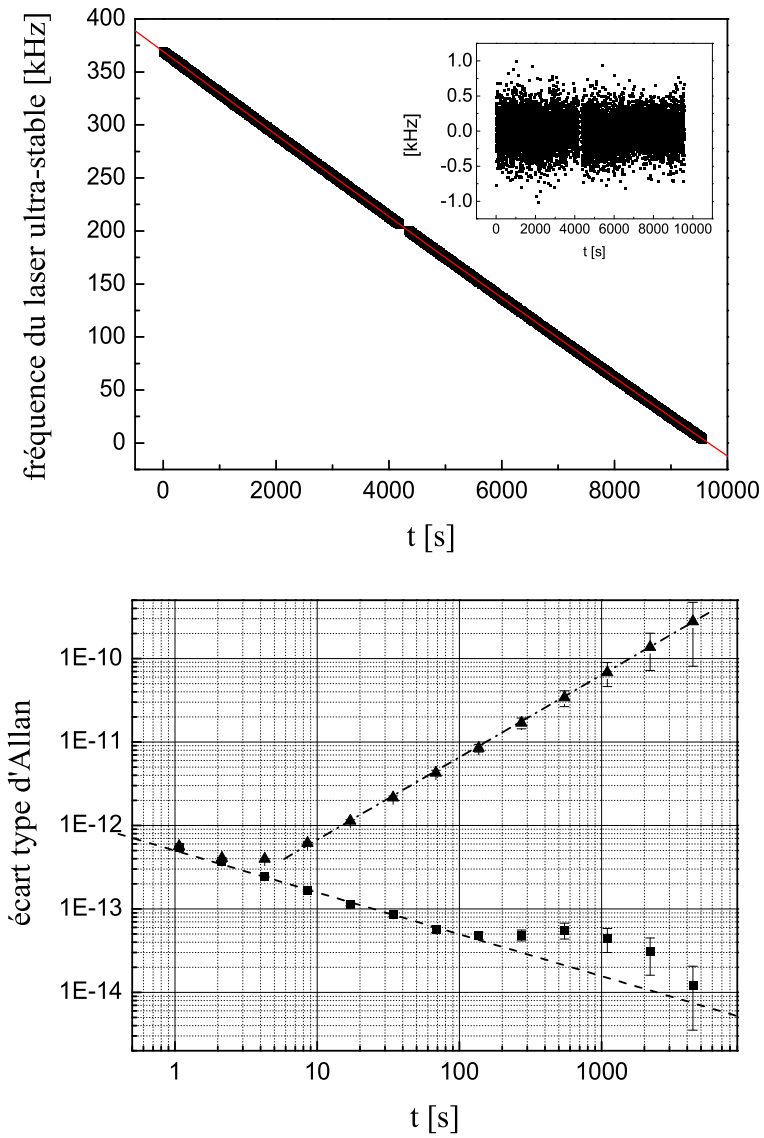


FIG. 4.11 – En haut : mesures de fréquence absolue du laser ultra-stable asservi sur la cavité par la technique de Pound-Drever-Hall (on a soustrait 435 730 157 MHz). Après soustraction de la dérive de la cavité (40 Hz/s), le bruit pic à pic des mesures est de l'ordre du kHz (tracé dans l'insert). En bas : écart type d'Allan en valeurs relatives des mesures brutes (triangles) et des mesures corrigées de la dérive de la cavité (carrés).

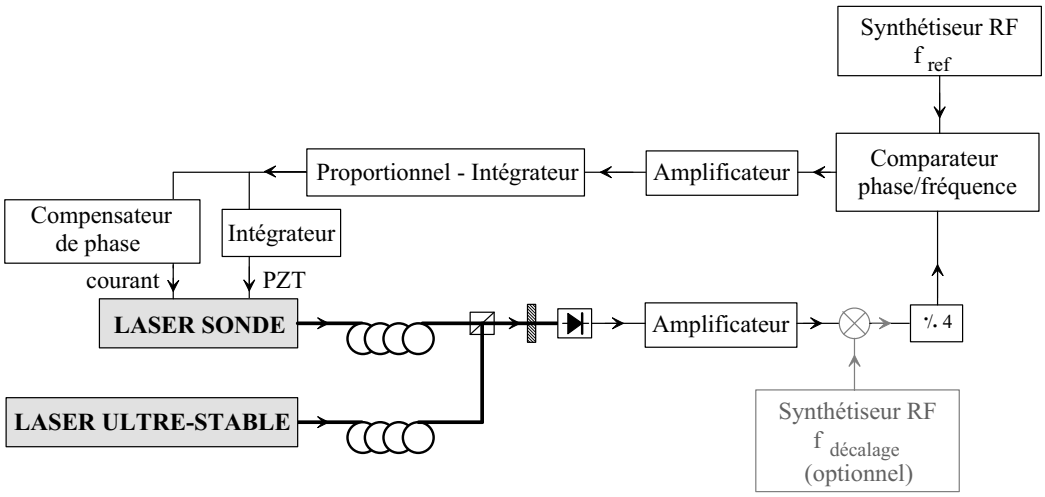


FIG. 4.12 – Schéma de principe de la boucle d'asservissement à verrouillage de phase.

étalée sur quatre mois, le niveau de bruit à 1 s a pu varier entre 2×10^{-13} et 1×10^{-12}.

4.4 Le laser utilisé pour sonder les atomes

4.4.1 Asservissement en phase sur le laser ultra-stable

Pour interroger les atomes, on veut utiliser un laser sonde avec un bruit aussi faible que possible pour ne pas limiter la résolution des mesures de fréquence des transitions atomiques. Qui plus est, la fréquence de ce laser doit être parfaitement connue et facilement accordable sur plusieurs GHz pour pouvoir détecter et mesurer toutes les transitions du ^{87}Sr et ^{88}Sr. Pour remplir ces conditions, on utilise une boucle à verrouillage de phase avec un décalage de fréquence accordable pour asservir le laser sonde sur le laser ultra-stable. Le principe consiste à mesurer la phase relative des deux lasers et à corriger la fréquence du laser sonde avec une bande de contrôle beaucoup plus grande que la largeur de raie des lasers. Dans notre cas c'est la largeur de raie du laser sonde (quelques centaines de kHz) qui contraint le système. La bande passante de l'asservissement doit alors être de l'ordre du MHz.

Le montage utilisé est schématisé sur la figure 4.12. Les faisceaux issus des deux lasers ($\sim 30\mu$W par faisceau) sont superposés sur une photodiode

[4] Le bruit blanc de phase est converti en bruit blanc de fréquence par le processus d'échantillonage de la mesure (Annexe A de la référence [126]).

à avalanche (PDA) de façon à créer un battement. La bande passante de la PDA est de 1 GHz. Le signal obtenu est amplifié puis envoyé dans un diviseur de fréquence par quatre afin d'avoir une dynamique d'asservissement de 4π. On a utilisé un diviseur numérique, opérationnel jusqu'à 4 GHz. Le signal est ensuite comparé à un signal de référence à la fréquence f_{synthe}, délivré par un synthétiseur radio-fréquence commercial dont la résolution est de 1 Hz. On utilise un comparateur phase/fréquence, un composant logique dont l'état de sortie dépend de la différence de fréquence entre les deux signaux d'entrée : lorsqu'elle est élevée, le signal de sortie est à ± 5 V selon le signe de cette différence ; quand l'écart de fréquence devient faible, le signal est proportionnel à l'écart de phase. La sortie du comparateur phase/fréquence est filtrée par un étage d'amplification puis par un étage proportionnel-intégrateur. Le signal obtenu est d'une part, envoyé vers un deuxième étage d'intégration pour générer le signal de correction qui agit sur la cale PZT de la cavité étendue du laser sonde. D'autre part, il est envoyé directement sur l'entrée de modulation rapide du courant d'injection de la diode. Un filtre compensateur de phase permet d'augmenter la bande passante de l'asservissement [5] qui est de 1.6 MHz (figure 4.13) alors qu'elle n'était que de 1 MHz sans le compensateur de phase.

Lorsque la boucle à verrouillage de phase est fermée la différence entre la fréquence du laser sonde (f_{sonde}) et du laser ultra-stable ($f_{ultra-stable}$) vérifie :

$$\begin{aligned} &(f_{sonde} - f_{ultra-stable})/4 - f_{synthe} = 0 \\ \Leftrightarrow\ & f_{sonde} = f_{ultra-stable} + 4 \times f_{synthe} \end{aligned} \tag{4.17}$$

Pour ajuster l'écart de fréquence entre le laser sonde et le laser ultra-stable il suffit de modifier f_{synthe}. La figure 4.13 représente le battement entre les deux lasers pour $f_{synthe} = 159.5$ MHz.

L'asservissement ainsi décrit ne fonctionne que pour f_{sonde} supérieur à $f_{ultra-stable}$ (sinon le signal de correction est du mauvais signe). La PDA ayant une bande passante de 1 GHz, ce montage ne permet pas de balayer la fréquence du laser sonde sur tout l'ISL de la cavité Fabry-Pérot. Lorsqu'on veut avoir accès à la plage de fréquence restante, il faut asservir le laser ultra-stable sur le mode suivant. La fréquence du laser sonde est alors inférieure à celle du laser ultra-stable et il faut rajouter un mélange avec un autre synthétiseur RF (en gris sur la figure 4.12) pour pouvoir s'asservir avec le bon signe :

$$f_{decalage} + (f_{sonde} - f_{ultra-stable}) > 0 \tag{4.18}$$

[5] "*La fonction de transfert courant-fréquence d'une diode laser étant difficile à déterminer, la synthèse et le réglage du contrôleur sont empiriques*"[126] (p59), il en est de même pour le compensateur de phase.

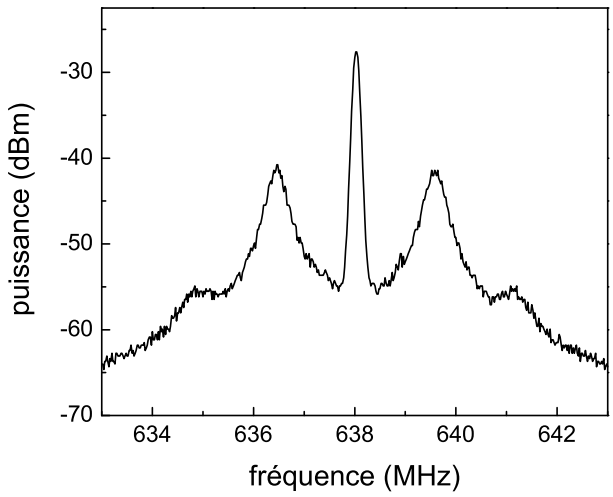


FIG. 4.13 – Battement entre le laser ultra-stable et le laser sonde lorsque la boucle à verrouillage de phase est fermée avec $f_{synthe} = 159.5\,\text{MHz} = 638/4\,\text{MHz}$. Courbe enregistrée avec une résolution de 100 kHz. La bande passante de l'asservissement est de 1.6 MHz.

où $f_{decalage}$ désigne la fréquence du synthétiseur additionnel. Lorsque la boucle à verrouillage de phase est fermée la fréquence du laser sonde est alors :

$$f_{sonde} = f_{ultra-stable} + 4 \times f_{synthe} - f_{decalage} \tag{4.19}$$

Avec l'une ou l'autre de ces configurations, on peut balayer presque tout l'ISL. Il reste seulement une petite plage au voisinage de f_{synthe}=0 où la boucle à verrouillage de phase ne marche pas : on ne peut pas asservir le laser sonde à une fréquence à moins de 30 MHz d'un mode du Fabry-Pérot. Il s'est avéré qu'une transition hyperfine du ^{87}Sr était dans cette plage. On a alors asservi le laser ultra-stable sur la deuxième cavité Fabry-Pérot dont les modes sont décalés par rapport à ceux de la première. On peut aussi atteindre la fréquence désirée à l'aide d'un modulateur acousto-optique sur le trajet d'un des faisceaux laser.

4.4.2 Asservissement sur la transition atomique

Après détection de la transition atomique avec le signal de fluorescence induit par le laser sonde, sa fréquence est asservie en contrôlant la fréquence du synthétiseur de la boucle à verrouillage de phase. Les transitions atomiques ont été observées en utilisant différentes méthodes : avec le jet atomique ou les atomes froids, avec un ou deux lasers sondes... L'asservissement sur la

transition atomique a dû être adapté en conséquence. Pour la transition à 689 nm on a utilisé une détection synchrone, pour les autres transitions un asservissement numérique piloté par ordinateur. La technique utilisée sera décrite séparément pour chaque transition dans les chapitres suivants.

4.5 Conclusion

Le verrouillage en phase du laser sonde sur le laser ultra-stable permet d'interroger les atomes avec un laser d'une largeur de raie de l'ordre de 35 Hz. Grâce aux mesures effectuées avec le laser femtoseconde, la fréquence de ce laser est connue avec une exactitude d'une dizaine de Hz.

Nous montrons dans les chapitres suivants que l'incertitude statistique liée au processus d'asservissement sur la transition atomique est comprise entre quelques centaines de Hz et quelques dizaines de kHz selon la transition mesurée. Elle est suffisamment faible pour permettre d'étudier les déplacements de fréquences liés aux différents paramètres expérimentaux : taille, polarisation et puissance du laser sonde ; effet du champ magnétique du PMO...

Notons que le montage expérimental est robuste : lors d'une mesure de fréquence pas moins de 7 asservissements doivent fonctionner simultanément (sans compter les asservissements utilisés pour la mesure absolue de fréquence avec le laser femtosconde). Néanmoins, des mesures ont pu être effectuées pendant plusieurs heures sans avoir à retoucher un seul asservissement.

Chapitre 5

Spectroscopie du ^{87}Sr et du ^{88}Sr pour une mesure indirecte de la fréquence de la transition d'horloge

5.1 Introduction

La largeur naturelle de la transition d'horloge $^1S_0 - {}^3P_0$ du ^{87}Sr est de 1 mHz (cf chapitre 6). Afin de pouvoir observer cette transition très interdite nous avons procédé en deux étapes. Il a d'abord fallu obtenir une estimation fiable de sa fréquence pour déterminer et réduire au maximum la gamme de fréquence à explorer. Ensuite nous avons mis en oeuvre une technique permettant de détecter directement la réponse des atomes à un laser résonant avec cette transition. La première étape fait l'objet de ce chapitre, la deuxième est décrite au chapitre suivant.

L'énergie du niveau $^3P_0$ peut être calculée à partir des fréquences de trois transitions atomiques : $^1S_0 - {}^3P_1$ (689 nm), $^3P_1 - {}^3S_1$ (688 nm) et $^3S_1 - {}^3P_0$ (679 nm). Ces transitions sont indiquées sur la figure 5.1. Les valeurs trouvées dans la littérature [127, 128] ont une incertitude de plusieurs centaines de MHz pour le ^{88}Sr et sont incomplètes pour le ^{87}Sr. Nous avons donc décidé de mesurer la fréquence de ces trois transitions. Elles ont permis de déterminer la fréquence de la transition d'horloge du ^{87}Sr avec une incertitude de 70 kHz. Les mesures reposent sur l'utilisation du laser sonde décrit au chapitre précédent.

La méthode utilisée pour détecter chaque transition est différente. La résonance à 689 nm a été mesurée dans un jet atomique avec la technique

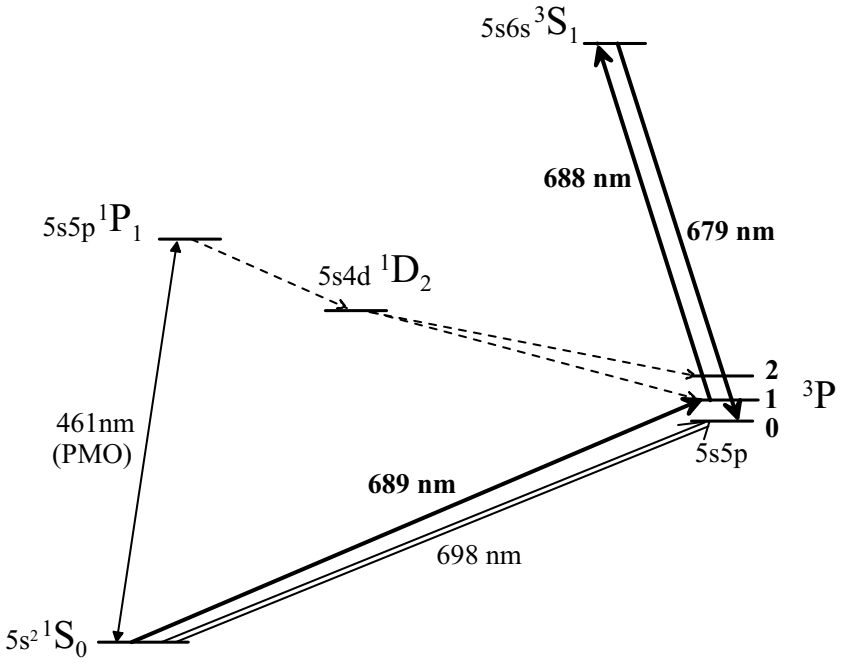


FIG. 5.1 – La fréquence de la transition d'horloge à 698 nm a été déterminée à partir des mesures de fréquence des transitions à 689, 688 et 679 nm.

d'absorption saturée [120]. Les deux autres transitions ont été détectées avec les atomes du PMO. La fréquence de chaque résonance a été déterminée pour les isotopes ^{88}Sr et ^{87}Sr.

5.2 Transition $^1S_0 - {}^3P_1$

5.2.1 Montage expérimental

La résonance $^1S_0 - {}^3P_1$ à 689 nm est la plus simple à observer puisqu'elle implique le niveau fondamental. Elle a été détectée par fluorescence induite dans le petit jet atomique (décrit au §3.3.2). Le schéma expérimental est représenté sur la figure 5.2. Le laser sonde à 689 nm est utilisé pour injecter une diode laser esclave. Le faisceau de celle-ci est envoyé sur les atomes, perpendiculairement à l'axe de propagation du jet. Il est rétro-réfléchi par un œil de chat pour observer le pic d'absorption saturée creusé dans le fond Doppler (fig 5.3.b). L'œil de chat est formé d'une lentille de focale $f = 15$ cm et d'un miroir, espacés d'une distance égale à f. L'utilisation de ce dispositif permet d'effectuer un très bon alignement du faisceau rétro-réfléchi sur le

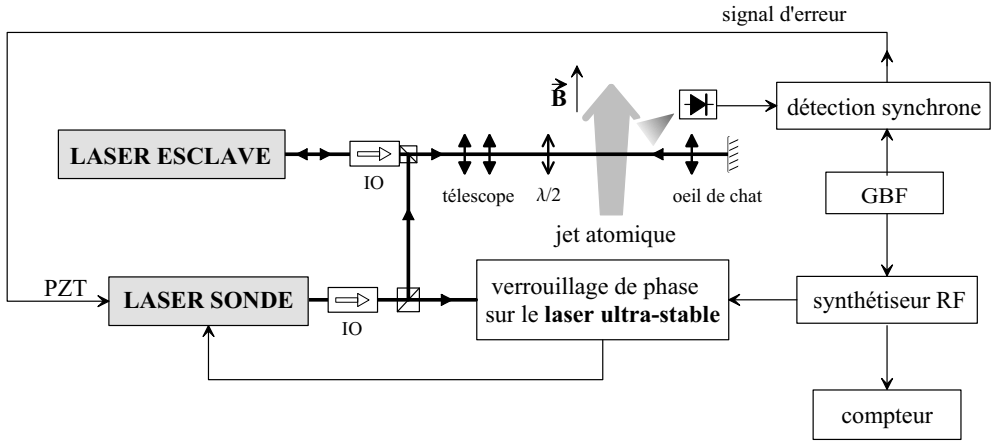


FIG. 5.2 – Montage expérimental utilisé pour les mesures de fréquence de la transition $^1S_0 - {}^3P_1$ à 689 nm. Le laser sonde injecte une diode laser esclave. Le télescope permet de mettre en forme le faisceau avant l'interaction avec les atomes. Plusieurs couples de lentilles ont été utilisés.

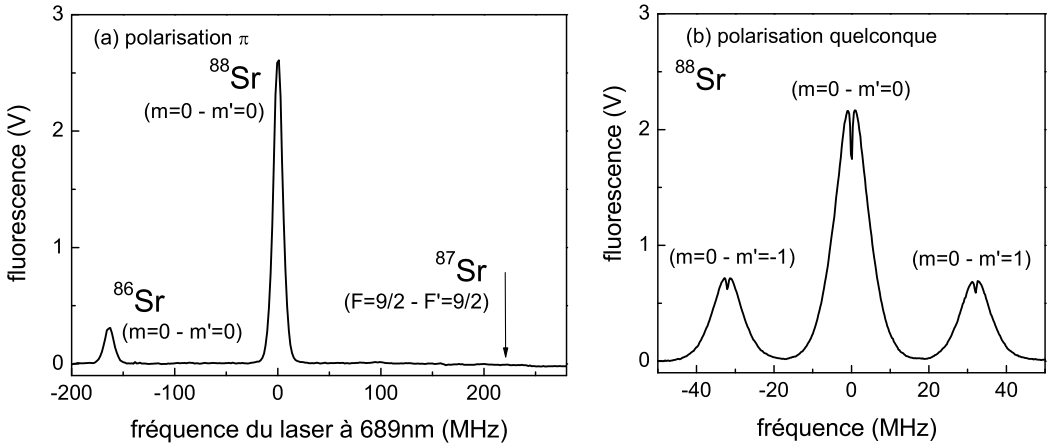


FIG. 5.3 – Fluorescence du jet atomique pour deux polarisations différentes du laser sonde. La fréquence de ce laser est repérée par rapport à la résonance du ^{88}Sr. Un champ magnétique de 1.5 mT est appliqué dans la direction de propagation du jet. En polarisation quelconque, on observe les résonances des 3 sous-niveaux Zeeman de l'état $^3P_1$ du ^{88}Sr. Mesures effectuées avec un faisceau elliptique ayant une taille de 1.3×5.5 mm (diamètres à $1/e^2$), avec une puissance de 275 μW.

faisceau incident et de tester le réglage à l'aide de mesures de fréquence de la résonance atomique. La procédure utilisée est décrite au paragraphe suivant. Nous montrerons que la direction des faisceaux peut être réglée à mieux que 10 μrad.

Pour lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman, deux bobines en configuration Helmholtz créent un champ magnétique parallèle à l'axe de propagation du jet. Au niveau de la zone d'interaction avec les atomes, ce champ est de 0.7 mT lorsque les bobines sont parcourues par un courant de 1 A. Cette valeur a été déduite de la mesure de l'écart de fréquence[1] entre les résonances des sous-niveaux Zeeman de l'état $^3P_1$ du ^{88}Sr (fig. 5.3.b). Les figures 5.3 représentent le signal de fluorescence en fonction de la fréquence du laser sonde mesuré avec deux polarisations différentes du faisceau. Les mesures ont été effectuées en présence d'un champ magnétique de 1.5 mT, avec un faisceau de 250μW de puissance. En polarisation π, on observe les transition $m = 0 - m' = 0$ des isotopes ^{88}Sr et ^{86}Sr qui possèdent un spin nucléaire nul. Le rapport des amplitudes des pics de fluorescence est en bon accord avec les abondances naturelles (83% et 10%). Le ^{87}Sr (7%) possède un spin nucléaire $I = 9/2$. Dans la gamme de fréquence représentée sur la figure 5.3.a, se trouve la résonance $^1S_0$, $F = 9/2 - {}^3P_1$, $F' = 9/2$. Mais à faible puissance laser, celle ci ne peut être distinguée. Elle est brouillée par l'effet du champ magnétique : l'état fondamental et l'état excité possèdent 10 sous-niveaux Zeeman, pour deux sous-niveaux adjacents une transition π est décalée de 0.8 MHz/mT. Cette transition a néanmoins pu être détectée avec un faisceau plus puissant.

La largeur du profil Doppler est de 10 MHz, en accord avec l'estimation de la distribution de vitesse transverse du jet atomique (§2.3.2). Le creux d'absorption saturé de la figure 5.3.b est d'environ 550 kHz. Il est élargi par saturation. En effet, cette résonance possède une largeur naturelle $\Gamma_{689}/2\pi =$ 7.6 kHz correspondant à une intensité de saturation $I_{sat} = 3\,\mu\mathrm{W/cm^2}$. Dans les conditions expérimentales correspondant à la figure 5.3, le paramètre total de saturation est $s = I/I_{sat} = 6\,500$. La largeur de la transition élargie par saturation est alors : $\Gamma' = \Gamma_{689}\sqrt{1+s} \simeq 2\pi \times 600\,\mathrm{kHz}$.

5.2.2 Asservissement du laser

Le principe d'asservissement du laser sur la résonance atomique est schématisé sur la figure 5.2. On utilise une détection synchrone avec une fréquence de modulation de l'ordre de 200 Hz délivrée par un générateur basse fréquence (GBF). Cette fréquence est limitée par la bande passante du détecteur, de

[1] Les facteurs de Landé sont donnés dans l'annexe B.1.

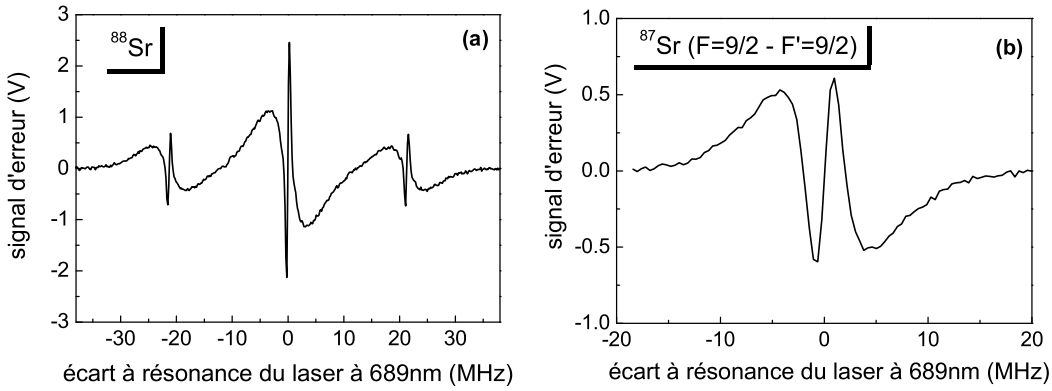


FIG. 5.4 – Signal d'erreur de la détection synchrone pour les transitions $^1S_0 - {}^3P_1$ du ^{88}Sr et $^1S_0, F = 9/2 - {}^3P_1, F' = 9/2$ du ^{87}Sr. Mesures effectuées en présence d'un champ magnétique, avec des faisceaux elliptiques : (a) B=1.1 mT, faisceau de 1.4×9.6 mm (diamètres à $1/e^2$) et $P = 250\,\mu$W. (b) B=0.15 mT, faisceau de 0.7×3 mm et P=14 mW.

l'ordre de 250 Hz. Sur la figure 5.4 sont représentés des signaux d'erreur typiques de la détection synchrone. Pour le ^{88}Sr, on distingue les 3 résonances des sous-niveaux Zeeman de l'état $^3P_1$. La mesure de fréquence est effectuée en asservissant le laser sur la transition centrale $m = 0 - m' = 0$, car elle est insensible au déplacement de fréquence par effet Zeeman. Dans certaines configurations, on observe pour le ^{87}Sr plusieurs résonances sub-Doppler en raison de la structure hyperfine. Les fréquences de celles ci dépendent fortement du champ magnétique : pour une transition impliquant le sous-niveau Zeeman $m_{F'}$ de l'état $^3P_1$, le déplacement de fréquence par effet Zeeman est de : $m_{F'} \times 0.8$ MHz/mT. Pour s'affranchir de cet effet, les mesures de fréquence ont été effectuées avec une puissance laser élevée (14 mW) où on détecte une seule résonance sub-Doppler (fig. 5.4.b). Dans ce cas, tous les sous-niveaux Zeeman contribuent au signal en raison de l'élargissement de raie par saturation ($\Gamma'/2\pi \simeq 7$ MHz). Le déplacement de fréquence par effet Zeeman est symétrique pour les sous-niveaux $-m_{F'}$ et $+m_{F'}$. Compte tenu de l'orientation du champ magnétique, la polarisation du laser possède une composante π et une composante symétrique en σ^+ et σ^-. Par conséquent le centre de la résonance est indépendant du champ magnétique. Ceci a été vérifié expérimentalement, les mesures sont rapportées au paragraphe suivant (fig. 5.9).

La fréquence du laser sonde est modulée via le synthétiseur RF qui impose le décalage de fréquence de la boucle d'asservissement à verrouillage de phase (§ 4.4.1). Le synthétiseur est utilisé en mode de modulation externe. Dans

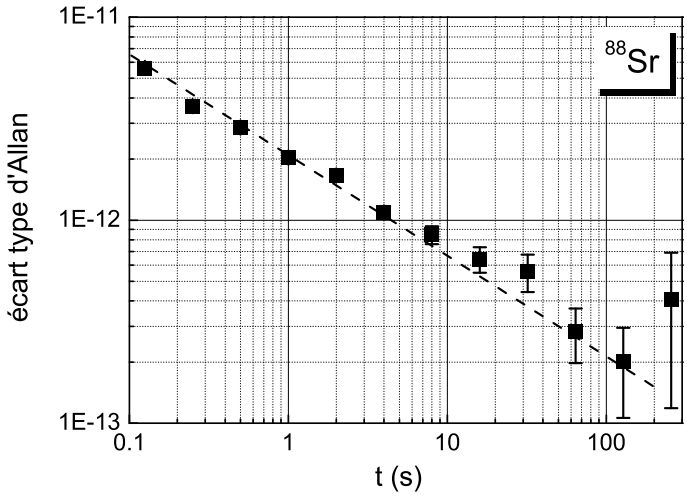


FIG. 5.5 – Écart type d'Allan en valeur relative d'une série de 11 mn de mesure de fréquence de la transition $^1S_0 - {}^3P_1$ du ^{88}Sr. Mesures effectuées avec un faisceau elliptique 670 μm $\times$ 3 mm (diamètres à $1/e^2$), avec une puissance de 250 μW.

cette configuration, la fréquence délivrée n'est plus référencée à l'oscillateur à quartz interne. Nous avons mesuré des décalages pouvant atteindre plusieurs dizaines de kHz par rapport à la fréquence attendue[2]. Pour déterminer la fréquence du synthétiseur f_{synthe}, nous utilisons alors un compteur. Cette mesure est contrôlée par ordinateur.

La fréquence absolue de la transition atomique est alors obtenue selon l'équation (4.17) du chapitre précédent :

$$f_{689}(t) = f_{ultra-stable}(t) + 4 \times f_{synthe}(t) \tag{5.1}$$

On rappelle que $f_{ultra-stable}$ est la fréquence du laser ultra-stable mesurée avec la chaîne de fréquence basée sur un laser femtoseconde.

Sur la figure 5.5 est tracé l'écart type d'Allan (cf annexe C) d'une série de mesure typique de la fréquence de la transition $^1S_0 - {}^3P_1$ du ^{88}Sr. La décroissance en $t^{-1/2}$ est caractéristique d'un bruit blanc de fréquence. Pour une durée de mesure de 100 s, on atteint une résolution meilleure que 5×10^{-13} en valeur relative, soit 200 Hz. Pour les mesures de fréquence de la transition $^1S_0, F = 9/2 - {}^3P_1, F' = 9/2$ du ^{87}Sr, la résolution est généralement de l'ordre de 10 kHz en raison du plus faible rapport signal à bruit.

[2]Le synthétiseur utilisé est le modèle 2023 de la marque IFR.

Stabilité du laser asservi

En asservissant la fréquence du laser sur la transition $^1S_0 - {}^3P_1$ du ^{88}Sr avec ce montage simple, nous avons pu observer des stabilités proche de 10^{-12} à 1 s (fig. 5.5).

Ce résultat est important pour le fonctionnement de la future horloge car le laser d'interrogation peut être pré-stabilisé sur cette résonance en utilisant ce jet atomique. Le montage actuel est préliminaire, il pourra être largement amélioré à plusieurs niveaux. Les raies les plus étroites obtenues ont une largeur de l'ordre de 200 kHz, probablement limitée par la qualité du front d'onde. En changeant les hublots de l'enceinte à vide, des résonances plus étroites devraient être observées. On peut remarquer que l'équipe de G. Tino au LENS, à Florence, a récemment étudié cette transition atomique. Ils ont observé des largeurs de raie de 50 kHz [129]. Un autre point pouvant être amélioré est le rapport signal à bruit de la détection. Un nouveau détecteur a été développé, il devrait permettre de diminuer le bruit d'un facteur 2. Par ailleurs, il est possible d'augmenter le signal de fluorescence de plus d'un ordre de grandeur en utilisant le four à plus haute température et en effectuant un refroidissement transverse du jet. Avec ces améliorations, il semble réaliste d'approcher une stabilité de 1×10^{-14} à 1 s.

5.2.3 Fréquence absolue

Pour déterminer la fréquence absolue des transitions atomiques, il faut étudier les effets pouvant déplacer cette fréquence. Avec la méthode utilisée, l'effet limitant l'exactitude de la mesure est l'effet Doppler du premier ordre.

Alignement des faisceaux

Des déplacements de fréquence par effet Doppler du premier ordre sont introduits par un mauvais alignement des faisceaux par rapport à la normale à l'axe de propagation du jet, et par un angle résiduel entre les faisceaux incident et réfléchi. Pour minimiser ces effets, la procédure utilisée est la suivante.

On effectue un premier alignement grossier des faisceaux, puis on mesure la fréquence de la transition atomique en asservissant le laser sur le creux d'absorption saturée. Ensuite, le faisceau rétro-réfléchi est bloqué et on asservit le laser sur le profil Doppler de la résonance. La direction du faisceau incident est réglée pour centrer le profil Doppler sur la fréquence mesurée précédemment. Ce faisceau est alors orienté perpendiculairement au jet atomique. Il reste ensuite à aligner le faisceau retour sur cette direction, ce qui

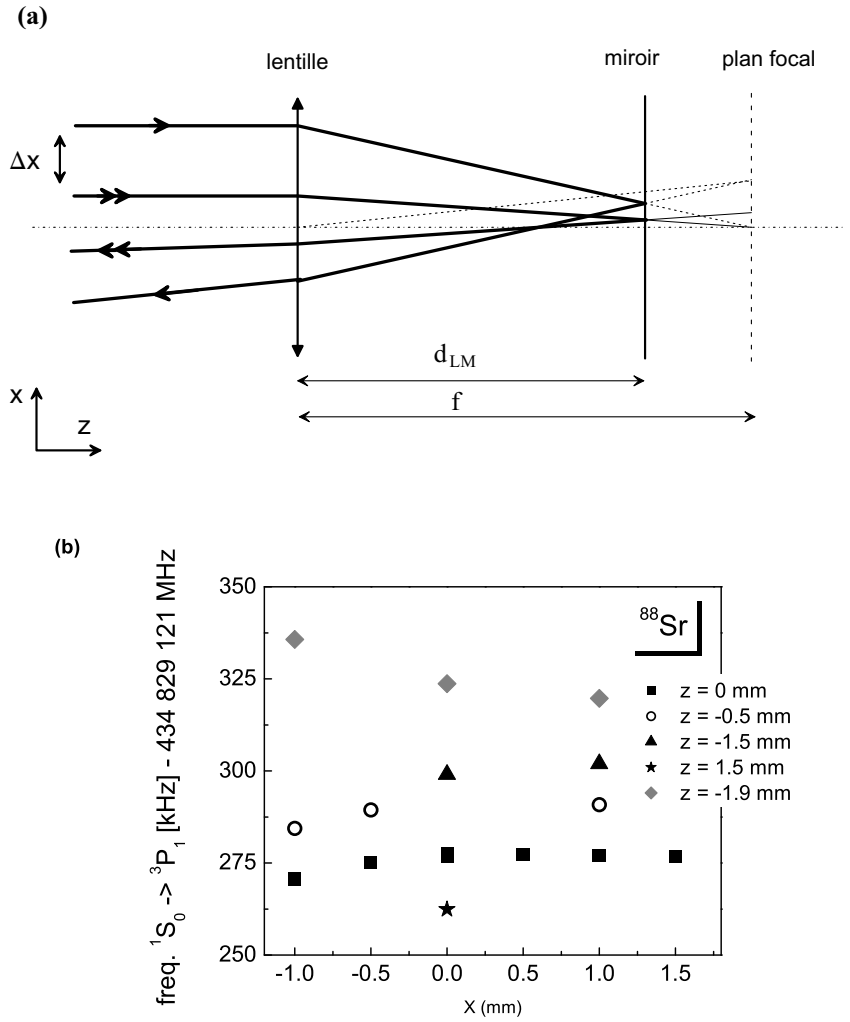


FIG. 5.6 – Réglage de la position de la lentille de l'œil de chat. (a) Si la distance d_{LM} est différente de la distance focale f, l'angle entre les faisceaux incident et réfléchi dépend de x. (b) Mesure de fréquence de la transition du ^{88}Sr en fonction de x pour différentes positions selon z. Mesures effectuées avec un faisceau circulaire de 14.5 mm de diamètre et de 0.5 mW de puissance.

constitue le point critique du réglage. Le faisceau est rétro-réfléchi avec un œil de chat (fig.5.2). Le réglage fin de ce système est effectué en ajustant la position de la lentille. Elle est fixée sur des translations horizontales, orientées selon l'axe de propagation du faisceau (axe noté z) et perpendiculairement (axe x). Lorsque la distance d_{LM} entre la lentille et le miroir est différente de la distance focale f, l'angle entre le faisceau incident et le faisceau réfléchi dépend de la position de la lentille selon x (fig. 5.6.a). Le réglage consiste à faire coïncider la direction et la taille des deux faisceaux. Les translations selon x et z sont ainsi réglées à mieux que 0.5 mm, ce qui correspond à un angle résiduel entre les deux faisceaux inférieur à 10 μrad. Le décalage par effet Doppler est alors inférieur à 10 kHz.

Pour tester ce réglage, on peut mesurer la fréquence de la résonance atomique en fonction de la position de la lentille. En effet, lorsque $d_{LM} \neq f$, le décalage de fréquence par effet Doppler varie en fonction de x. En revanche lorsque $d_{LM} = f$, le faisceau réfléchi est toujours parallèle au faisceau incident et la fréquence de la résonance atomique est indépendante de x. Sur la figure 5.6.b sont rapportées ces mesures de fréquence. Lorsque la position de la lentille est optimale ($z = 0$ sur la figure), la variation résiduelle d'effet Doppler en fonction de x est de l'ordre de 1 kHz. Par ailleurs, on peut estimer l'effet de l'angle résiduel entre la direction de propagation des faisceaux et la normale à l'axe du jet atomique. Lorsque l'œil de chat est bien réglé, il permet de faire varier uniquement ce paramètre en jouant sur la direction du faisceau incident. Nous avons déréglé la direction du faisceau incident pour observer un décalage δ_D entre le profil Doppler et le creux d'absorption saturée. Pour δ_D=400 kHz, la fréquence de la résonance atomique est déplacée de 30 kHz. En pratique, le profil Doppler peut être centré à mieux que 20 kHz, l'effet de l'angle résiduel est alors de l'ordre de 1 kHz.

Défauts de front d'onde

Les variations de la phase du faisceau laser dans le plan perpendiculaire à l'axe de propagation induisent également un décalage de fréquence par effet Doppler du premier ordre. Ce décalage est localement égal à la vitesse de l'atome multipliée par le gradient de la phase. Il est difficile d'évaluer théoriquement cet effet. Il faudrait pour cela connaître la cartographie du front d'onde au niveau de l'interaction avec les atomes, puis tenir compte des distributions en vitesse et en position des atomes dans le jet thermique. Cet effet a été étudié expérimentalement en mesurant la fréquence de résonance du ^{88}Sr pour différentes formes de faisceaux, et donc différents fronts d'onde. Certaines mesures ont été effectuées en utilisant une fibre optique pour filtrer le mode spatial du faisceau. Ceci n'a pas eu d'effet notable car la qualité du

front d'onde est limitée par les hublots ultra-vide (hublots CF 40 *MECA 2000*).

Les résultats de cette étude sont représentés sur la figure 5.7. A faible puissance, les mesures sont compatibles au niveau d'un dizaine de kHz. En revanche, à forte puissance on observe une dispersion des valeurs sur plusieurs centaines de kHz. Pour expliquer cet effet, on peut utiliser la fonction de sensibilité $g(t)$. Ce formalisme est détaillé dans les références [130, 131, 108]. Cette fonction permet d'exprimer la réponse des atomes à une perturbation localisée, selon la relation suivante :

$$\delta P = \frac{1}{2}\int_{\tau} g(t)\left(\delta\,\omega(t) + \frac{\mathrm{d}\phi(t)}{\mathrm{dt}}\right)\,dt \tag{5.2}$$

où δP représente les fluctuations de la population dans l'état fondamental à l'issue d'une interaction avec le laser de durée τ. $\mathrm{d}\phi(t)/\mathrm{dt}$ et $\delta\,\omega(t)$ désignent respectivement les variations de phase du laser d'interrogation et les fluctuations du désaccord entre la fréquence de résonance atomique et la fréquence du laser. Pour un faisceau laser ayant un profil rectangulaire, on peut montrer que :

$$g(t) = \frac{\Omega^2\,\delta}{\Delta^3}\left[\sin(\Delta t) + \sin[\Delta(\tau - t)] - \sin(\Delta\tau)\right] \tag{5.3}$$

avec : $\Delta = \sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$. δ est le désaccord entre la fréquence du laser et la fréquence de la résonance atomique. Ω désigne la pulsation de Rabi. Dans notre cas, δ est de l'ordre de la largeur de raie qui est élargie par saturation. On a donc : $\delta \sim \Omega$. Sur la figure 5.8 sont tracées l'amplitude des composantes de Fourier de $g(t)$ pour différentes valeurs du paramètre de saturation. Plus celui-ci augmente, plus les composantes de Fourier dominantes sont aux fréquences élevées[3]. La probabilité de transition dépend alors des défauts de phase de petites dimensions. Pour un faisceau de faible intensité, les défauts sont moyennés. La fréquence de la résonance tends alors vers celle qui serait mesurée avec l'onde plane approchant au mieux le front d'onde du faisceau laser.

La fréquence absolue de la transition doit donc être déduite des mesures effectuées à faible puissance. Pour des puissances inférieures à 1 mW, les mesures effectuées avec différentes formes de faisceaux sont en accord dans une plage de fréquence de ± 20 kHz. Nous avons alors attribué à la fréquence de la résonance atomique du ^{88}Sr, la moyenne de ces mesures avec une incertitude de 20 kHz, soit :

$$\boxed{\text{Pour } ^{88}\text{Sr} \;:\qquad \nu\,(^1S_0 - {}^3P_1) = 434\,829\,121\,300\,(20)\,\text{kHz}} \tag{5.4}$$

[3]Ce comportement est analogue au cas connu des fontaines atomiques [108].

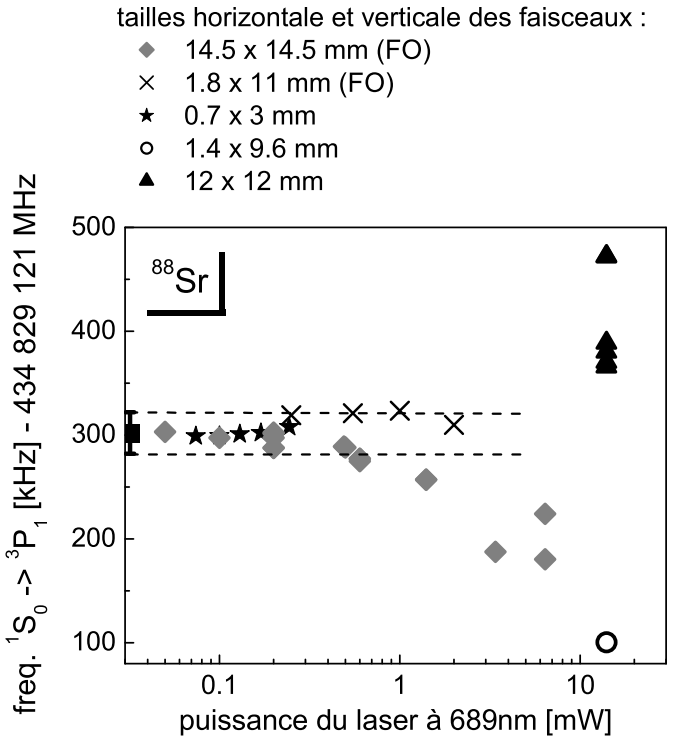


FIG. 5.7 – Mesure de la fréquence de la transition $^1S_0 - {}^3P_1$ du ^{88}Sr en fonction de la puissance laser pour différentes géométrie de faisceau. (FO) : meures effectuées en filtrant le mode du faisceau avec une fibre optique. L'erreur statistique des mesures est inférieure au kHz. Le carré matérialise la valeur finalement attribuée à la transition atomique.

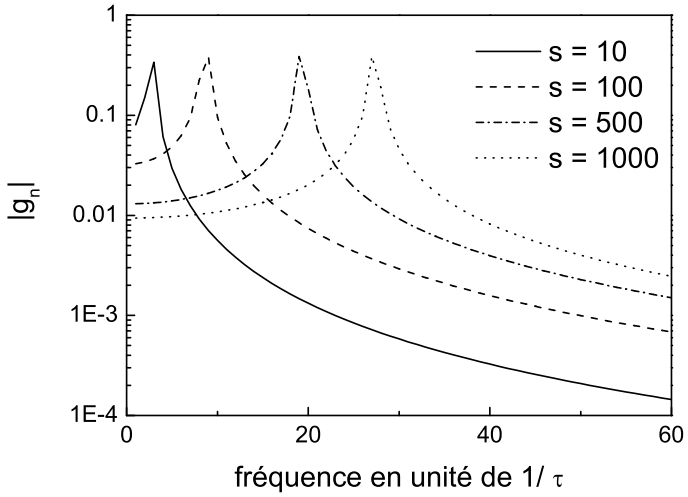


FIG. 5.8 – Valeur absolue des composantes de Fourier de la fonction de sensibilité pour un faisceau laser de profil rectangulaire. On a choisi un temps d'interrogation $\tau = 40\mu$s. Ce temps correspond au cas d'un atome ayant une vitesse de 500 m/s (vitesse moyenne des atomes dans le jet) pour un faisceau de 2 cm de large. Calcul effectué avec $\delta = \sqrt{2}\,\Omega$, pour différentes valeurs du paramètre de saturation s.

Cette valeur est en bon accord avec la mesure effectuée simultanément par l'équipe de G. Tino au LENS (434 829 121 311 (10) kHz [129]).

Remarque : Mis à part l'effet Doppler étudié précédemment, le seul effet qui peut induire un déplacement de fréquence supérieur à 1 kHz est lié à une éventuelle asymétrie du doublet de recul [132, 129]. Cet effet est au maximum égal à la fréquence de recul, soit 4.8 kHz. Il est donc négligeable par rapport à l'incertitude de notre mesure.

Mesure de la transition $^1S_0$, $F = 9/2 - {}^3P_1\, F' = 9/2$ du ^{87}Sr

Pour la transition $^1S_0$, $F = 9/2 - {}^3P_1\, F' = 9/2$ du ^{87}Sr, avec des puissances laser inférieures à 1 mW le rapport signal à bruit est trop faible pour résoudre la structure sub-Doppler. Les mesures de fréquences ont alors été faites à plus haute puissance par comparaison avec la fréquence de résonance du ^{88}Sr : nous avons mesuré en alternance les transitions du ^{87}Sr et ^{88}Sr. L'écart de fréquence correspondant est noté $\Delta(88{,}87)$.

Les mesures sont rapportées sur les figures 5.9. Les caractéristiques des faisceaux utilisés correspondent aux valeurs extrêmes des mesures de fréquence de la résonance du ^{88}Sr (fig. 5.7). Pour cet isotope, l'écart entre les fréquences moyennes de chaque configuration est de l'ordre de 300 kHz (fig. 5.9.a). En revanche, pour $\Delta(88{,}87)$, les deux moyennes sont en accord à 5 kHz près (fig. 5.9.b). Ceci montre que cet écart ne dépend pas des caractéristiques du faisceau utilisé. La dispersion des mesures du ^{88}Sr autour de la valeur moyenne étant de 100 kHz, on a attribué à la mesure de $\Delta(88{,}87)$ une incertitude de 50 kHz : $\Delta(88{,}87) = 221\ 710\ (50)$ kHz.

Les mesures de la transition $^1S_0$, $F = 9/2 - {}^3P_1\, F' = 9/2$ du ^{87}Sr ont été effectuées pour différentes valeurs du champ magnétique. Comme attendu, on n'observe pas de déplacement de fréquence par effet Zeeman.

La valeur de $\Delta(88{,}87)$ et la fréquence absolue de la transition du ^{88}Sr donnent alors la fréquence recherchée :

$$\boxed{\text{Pour } ^{87}\text{Sr} \ : \quad \nu\,(^1S_0,\ F = 9/2 - {}^3P_1\, F' = 9/2) = 434\,829\,343\,010\,(50)\,\text{kHz}} \tag{5.5}$$

5.2.4 Structure hyperfine et décalage isotopique du $^3P_1$

Ces mesures de fréquences permettent de calculer le décalage isotopique de l'état $^3P_1$ car la structure hyperfine de cet état est connue.

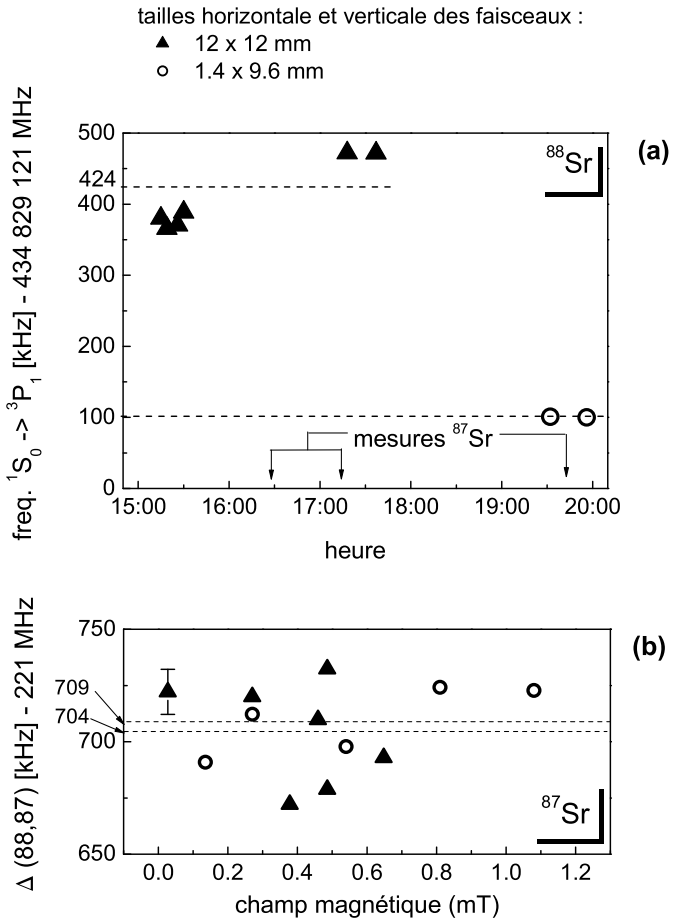


FIG. 5.9 – Mesures en alternance des fréquences des transitions $^1S_0 - {}^3P_1$ du ^{88}Sr et $^1S_0$, $F = 9/2 - {}^3P_1$ $F' = 9/2$ du ^{87}Sr. Une puissance laser de 14 mW a été utilisée. (a) Fréquences absolues. (b) Fréquences repérées par rapport à la valeur moyenne des mesures pour le ^{88}Sr (▲ : 434 829 121 424 kHz et ○ : 434 829 121 100 kHz).

Structure hyperfine

L'hamiltonien de structure hyperfine traduit l'effet du spin nucléaire sur les niveaux d'énergie. Les énergies propres sont obtenues en sommant la contribution de l'effet dipolaire magnétique ΔE_A (terme prédominant) et de l'effet quadrupolaire électrique ΔE_B [133, 134] :

$$\Delta E_A = \frac{A}{2} K \tag{5.6}$$

$$\Delta E_B = \frac{B}{8} \frac{3\,K(K+1) - 4I(I+1)J(J+1)}{I(2I-1)J(2J-1)} \tag{5.7}$$

$$\text{avec :} \qquad K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1) \tag{5.8}$$

A et B sont respectivement les constantes d'interaction dipolaire magnétique et quadrupolaire électrique. Elles ont été mesurées pour l'état $^3P_1$ du ^{87}Sr par G. zu Putlitz [135] :

$$A = -260\,084(2)\,\text{kHz} \quad \text{et} \quad B = -35\,658(6)\,\text{kHz} \tag{5.9}$$

On peut alors calculer l'énergie propre de chaque état hyperfin :

$$\Delta\, E_{hf} = \Delta\, E_A + \Delta\, E_B \tag{5.10}$$

Ces valeurs sont reportées dans le tableau 5.1. A partir de la mesure de fréquence de la transition $^1S_0, F = 9/2 - {}^3P_1, F' = 9/2$ du ^{87}Sr on peut alors déduire celles des transitions pour les niveaux hyperfins $F' = 7/2$ et $F' = 11/2$. Le tableau 5.2 récapitule les fréquences de toutes les transitions $^1S_0 - {}^3P_1$.

F'	ΔE_A	ΔE_B	ΔE_{hf}(kHz)
7/2	-$\frac{11}{2}$ A	$\frac{11}{24}$ B	1 414 119 (14)
9/2	-A	-$\frac{2}{3}$ B	283 856 (6)
11/2	$\frac{9}{2}$ A	$\frac{1}{4}$ B	-1 179 292 (10)

TAB. 5.1 – Structure hyperfine de l'état $^3P_1$ calculée à partir des constantes hyperfine de la référence [135]. F' est le moment cinétique total de l'état excité.

Décalage isotopique

La différence de fréquence entre les transitions du fermion $\nu_{689}(^{87}Sr)$ et du boson $\nu_{689}(^{88}Sr)$ correspond à la somme du décalage isotopique $\Delta_{87,88}\,[^3P_1]$ et du terme de structure hyperfine :

$$\nu_{689}(^{87}Sr, F') - \nu_{689}(^{88}Sr) = \Delta_{87,88}\,[^3P_1] + \Delta E_{hf}(F') \tag{5.11}$$

$^1S_0 - {}^3P_1$		fréquence (kHz)	
^{88}Sr	J=0-J'=1	434 829 121 300 (20)	(a)
^{87}Sr	F=9/2-F'=7/2	434 830 473 270 (50)	(b)
	F=9/2-F'=9/2	434 829 343 010 (50)	(a)
	F=9/2-F'=11/2	434 827 879 860 (50)	(b)

TAB. 5.2 – Fréquences des transitions à 689 nm. (a) : fréquence mesurée directement. (b) : fréquence calculée à partir de la structure hyperfine du $^3P_1$.

Nos mesures permettent donc de calculer le décalage isotopique (avec F'=9/2) :

$$\boxed{\Delta_{87,88}\,[^3P_1] = -\,62\,150\,(70)\,\mathrm{kHz}} \tag{5.12}$$

Cette valeur représente une amélioration de la précédente mesure de plus d'un ordre de grandeur (- 62.5 (1.0) MHz [136]).

5.3 Transition $^3P_1 - {}^3S_1$

5.3.1 Principe de la mesure

Pour observer la transition $^3P_1 - {}^3S_1$ on utilise le PMO dans lequel l'état excité $^3P_1$ est peuplé. Cette propriété du piège a déjà été rapportée au chapitre 3, nous rappelons ici le processus. La transition $^1S_0 - {}^1P_1$ utilisée pour piéger les atomes n'est pas complètement fermée : les atomes peuvent s'échapper du piège en émettant spontanément un photon vers l'état $^1D_2$ (cf fig. 5.10). De cet état, ils peuvent se désexciter vers le niveau $^3P_1$ ou $^3P_2$ avec respectivement une probabilité de 67% et 33% [110]. Les atomes qui atteignent l'état métastable $^3P_2$ sont définitivement perdus pour le piège magnéto-optique. C'est ce processus de pertes qui limite la durée de vie du piège (Chapitre 3, § 3.4.2). Quant aux atomes qui atteignent le $^3P_1$, ils retombent ensuite dans l'état fondamental où ils retrouvent le processus de capture. En effet, la constante de temps de cette cascade radiative est limitée par la durée de vie de l'état $^1D_2$, 0.3 ms. Les atomes piégés possèdent une vitesse moyenne de l'ordre de 1 m/s et par conséquent, les atomes se déplacent d'une fraction de millimètre lorsqu'ils sortent de la résonance à 461 nm. Cette distance est négligeable par rapport au diamètre des faisceaux du PMO, égal à 2 cm.

Le principe de détection de la transition $^3P_1 - {}^3S_1$ consiste à introduire des pertes supplémentaires dans le PMO avec un laser résonant avec cette transition qui joue le rôle de laser "dépompeur" : au lieu de se désexciter

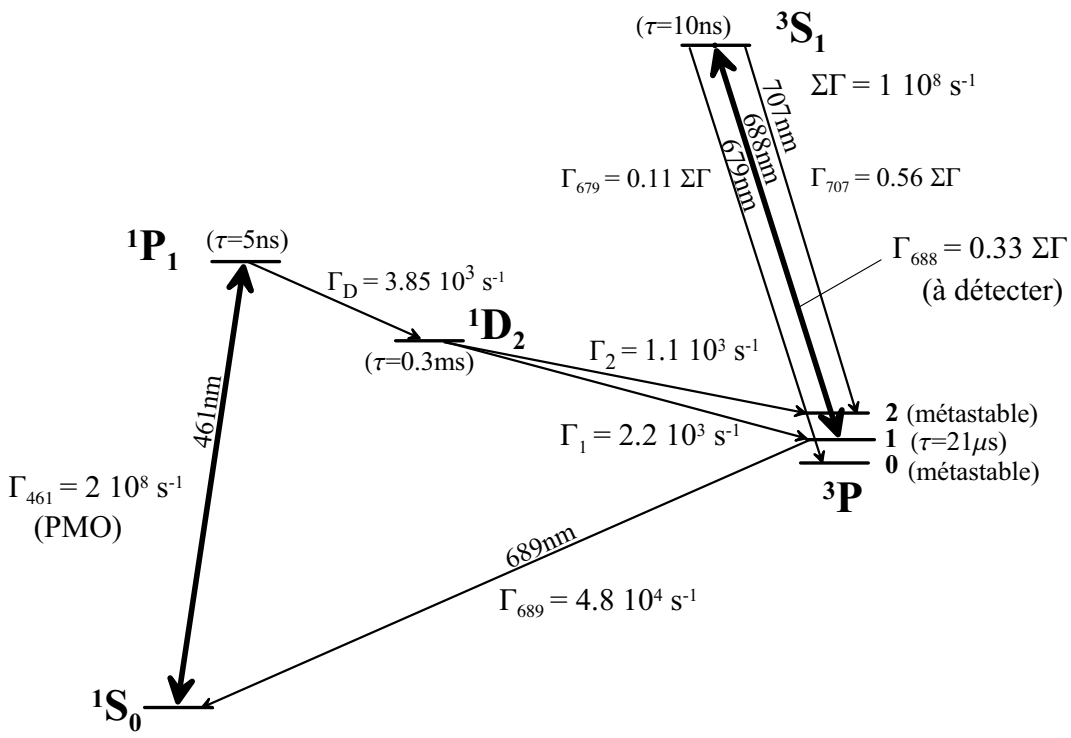


FIG. 5.10 – Niveaux atomiques impliqués dans la mesure de la transition $^3P_1 - {}^3S_1$ à 688 nm.

vers le niveau fondamental, les atomes qui atteignent l'état $^3P_1$ sont pompés optiquement vers les états métastables $^3P_2$ et $^3P_0$ via l'état $^3S_1$. Il en résulte une baisse du nombre d'atomes dans le piège.

Montage expérimental

Avec le laser sonde à 688 nm nous disposons d'un faisceau d'une puissance de quelques centaines de μW pour interroger les atomes. Cette puissance est suffisante pour détecter et mesurer la transition $^3P_1 - {}^3S_1$ dont l'intensité de saturation est de 2.1 mW/cm^2 ($\Gamma/2\pi$=5.2 MHz [69]). Néanmoins pour étudier le signal de résonance à plus forte puissance, nous avons utilisé une diode laser esclave injectée par le laser sonde (fig. 5.11). Le faisceau laser à 688 nm est rétro-réfléchi dans le piège.

Le nombre d'atomes dans le PMO est mesuré en enregistrant la fluorescence induite par les faisceaux bleus du piège. Lorsqu'on balaye la fréquence du laser sonde au voisinage de la résonance, on observe une baisse de la fluorescence liée à la diminution du nombre d'atomes. Sur la figure 5.12, on a

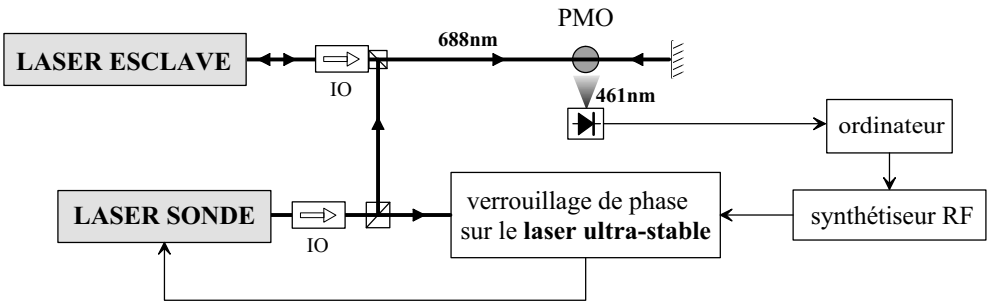


FIG. 5.11 – Le laser sonde injecte la diode esclave qui est utilisée pour interroger les atomes du PMO. La fluorescence induite par les faisceaux du piège à 461 nm permet de détecter la transition $^3P_1 - {}^3S_1$ à 688 nm.

tracé le signal observé avec des atomes de ^{88}Sr. Le niveau de 100% de fluorescence correspond à $2\,10^7$ atomes de ^{88}Sr (four à 480°C). A forte intensité laser[4], le contraste est d'environ 70%.

Asservissement numérique

Avant de mesurer la réponse des atomes il faut attendre que le système aie atteint l'état stationnaire. Ce temps de réponse correspond à la durée de vie des atomes dans le piège, soit typiquement 50 ms. Pour asservir le laser sonde sur la résonance atomique, on a recourt à un asservissement numérique piloté par ordinateur.

La fréquence du laser est modulée avec une modulation carrée dont l'amplitude Δ_m est ajustée pour sonder la résonance atomique à mi-hauteur (typiquement une dizaine de MHz). La modulation est générée en contrôlant par ordinateur la fréquence du synthétiseur RF qui fixe le décalage de fréquence de la boucle à verrouillage de phase (fig. 5.11). La fréquence de modulation est limitée par le temps de réponse des atomes dans le piège et par le port GPIB utilisé pour contrôler le synthétiseur : on a mesuré un délai allant jusqu'à 80 ms entre le moment où l'ordre de commande est envoyé par l'ordinateur et où le synthétiseur a exécuté cet ordre. Nous avons donc été amené à fixer un temps mort de l'ordre de 150 ms entre le moment où l'ordina-

[4]L'intensité d'un faisceau gaussien s'écrit : $I(r) = I_{max} \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2}\right)$ où w est le rayon du faisceau à $1/e^2$. Pour un faisceau de puissance P, l'intensité au centre du faisceau est définie par :

$$I_{max} = \frac{2\,P}{\pi\,w^2} \tag{5.13}$$

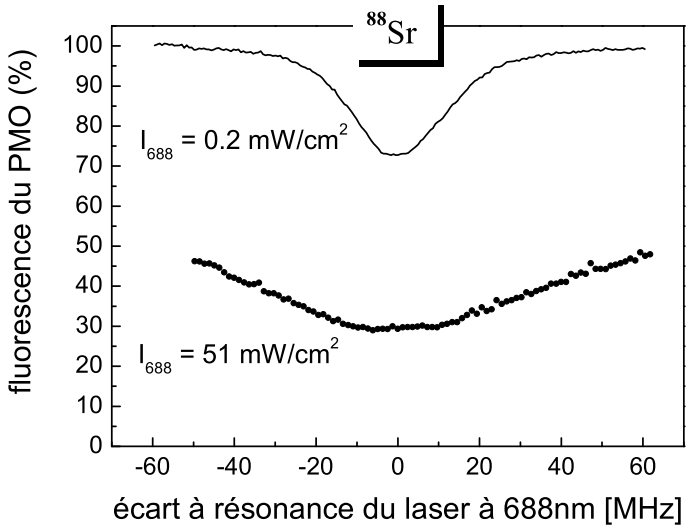


FIG. 5.12 – Fluorescence des atomes du PMO en fonction de l'écart à résonance de la fréquence du laser sonde. Mesures effectuées avec un faisceau de 0.9 mm de rayon. On a indiqué sur la figure l'intensité maximale du faisceau.

teur déclenche la mise à jour de la fréquence du synthétiseur et la mesure du nombre d'atomes dans le piège. La fréquence de modulation est alors de quelques Hz[5].

L'asservissement fonctionne de manière cyclique. Au début du k^{ieme} cycle, la résonance est sondée à mi-hauteur en fixant la fréquence du synthétiseur RF de la boucle à verrouillage de phase à :

$$\nu_k = \nu_{k-1}^0 + (-1)^k \Delta_m \tag{5.14}$$

où ν_{k-1}^0 est la fréquence centrale de la résonance obtenue au cycle précédent. On moyenne la fluorescence des atomes induite par les faisceaux du piège pendant un temps typique de 100 ms. La valeur obtenue (F_k) est comparée à la précédente (F_{k-1}) pour corriger la fréquence centrale du laser pour le

[5]On pourrait augmenter la fréquence de modulation en utilisant une sortie analogique de l'ordinateur pour moduler le synthétiseur en externe. Mais comme mentionné précédemment, dans ce mode de fonctionnement la fréquence délivrée par le synthétiseur n'est plus référencée à l'oscillateur interne et on observe une déviation par rapport à la fréquence attendue. Lorsque le synthétiseur est piloté par l'intermédiaire du port GPIB, la fréquence délivrée est compatible à quelques Hz près avec la valeur attendue. Notons qu'on a aussi plus de dynamique qu'en mode de modulation externe où l'amplitude de modulation (Δ_m) est limitée ce qui ne permettrait pas toujours de sonder la résonance atomique à mi-hauteur. Enfin, augmenter la modulation de fréquence permettrait simplement de diminuer le temps de mesure nécessaire pour atteindre la résolution de mesure escomptée.

cycle suivant :

$$\nu_k^0 = \nu_{k-1}^0 + (-1)^k \times G \times (F_k - F_{k-1}) \tag{5.15}$$

Cet asservissement est un intégrateur à temps discret. Le gain de la boucle (G) est ajusté de sorte que l'asservissement soit stable et fonctionne en régime critique. La constante de temps de la boucle d'asservissement est de l'ordre de 1 s.

La suite ν_k^0 représente la suite des corrections de fréquence appliquées au laser sonde. L'écart type d'Allan de cette suite est calculé en temps réel ce qui permet d'ajuster le gain de la boucle d'asservissement et de contrôler le niveau de bruit.

Fréquence absolue de la transition

La fréquence de la transition (f_{688}) est obtenue selon l'équation maintenant bien connue (éq. (4.17)) :

$$f_{688}(t) = f_{ultra-stable}(t) + 4 \times f_{synthe}(t) \tag{5.16}$$

où la fréquence centrale du synthétiseur est repérée par rapport à la date de la mesure et non plus par rapport au numéro du cycle : $f_{synthe}(t) = \nu_k^0$.

Sur la figure 5.13, est tracée une série de 1300 points de mesures enregistrés à la fréquence de 4 Hz. Il s'agit d'une mesure de la transition $^3P_1 - {}^3S_1$ du ^{88}Sr. Les figures 5.13.a et 5.13.b représentent respectivement la fluorescence moyenne du PMO (F_k) et la fréquence centrale du synthétiseur RF ($f_{synthe}(t)$) pour chaque cycle de mesure. On observe une légère dérive de la fluorescence du PMO qui est probablement liée à une fluctuation de puissance des lasers bleus du piège. Comme on sonde alternativement les deux côtés de la résonance, cette dérive lente n'affecte pas l'asservissement. Sur la figure 5.13.c on a tracé l'écart type d'Allan en valeur relative de $f_{688}(t)$. La résolution de cette mesure de fréquence, obtenue en extrapolant la décroissance en $t^{-1/2}$ à la durée de la mesure (340 s), est de $2.5\,10^{-11}$ en valeur relative, soit 11 kHz.

5.3.2 Dynamique du piège

Pour comprendre l'efficacité de cette méthode d'observation de la transition, nous allons calculer le nombre d'atomes dans le piège à l'état stationnaire avec ou sans le laser sonde. Nous traitons le cas du ^{88}Sr.

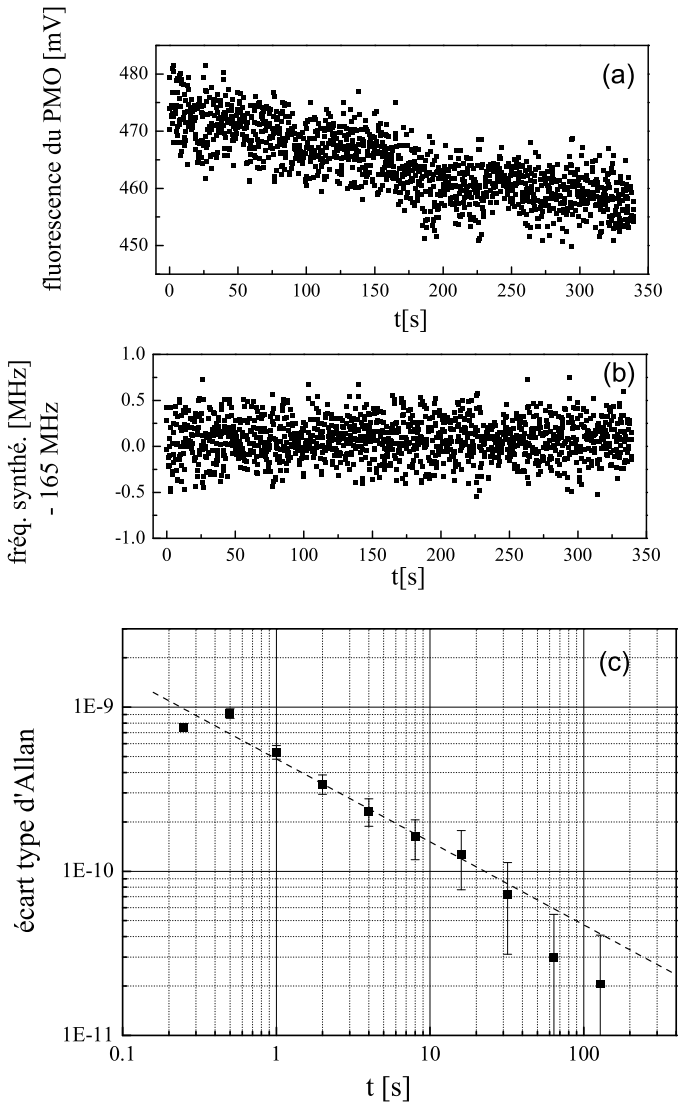


FIG. 5.13 – Mesure de la transition $^3P_1 - {}^3S_1$ du ^{88}Sr. (a) : fluorescence moyenne du PMO. (b) : fréquence centrale du synthétiseur RF. (c) : écart type d'Allan en valeur relative de la fréquence absolue de la transition atomique.

Sans le laser sonde : Les équations de taux qui régissent le système s'écrivent :

$$\frac{d\,N_{^1S_0}}{dt} = -f_{461}\,\Gamma_D\,N_{^1S_0} + \Gamma_{689}\,N_{^3P_1} + \Phi_c \tag{5.17}$$

$$\frac{d\,N_{^1D_2}}{dt} = f_{461}\,\Gamma_D\,N_{^1S_0} - (\Gamma_1 + \Gamma_2)\,N_{^1D_2} \tag{5.18}$$

$$\frac{d\,N_{^3P_1}}{dt} = \Gamma_1 N_{^1D_2} - \Gamma_{689}\,N_{^3P_1} \tag{5.19}$$

où on a noté Φ_c le taux de capture du piège[6]. Les probabilités de transition (Γ_i) sont indiquées sur la figure 5.10. f_{461} représente la fraction d'atomes excités dans l'état $^1P_1$:

$$f_{461} = \frac{N_{^1P_1}}{N_{^1S_0}} = \frac{1}{2}\frac{s_{461}}{1 + s_{461} + 4\frac{\Delta_{461}^2}{\Gamma_{461}^2}} \tag{5.20}$$

où $s_{461} = I/I_{sat}$ est le paramètre de saturation des faisceaux du piège ($I_{sat}(461\,\mathrm{nm}) = 43\,\mathrm{mW/cm^2}$) et Δ_{461} le désaccord laser. Dans les conditions standards de fonctionnement du piège, $f_{461} = 2\,10^{-2}$ ($s_{461} = 0.3$ et $\Delta_{461} = 1.3\,\Gamma_{461}$).
Des équations (5.18) et (5.19), on déduit :

$$N_{^3P_1} = \frac{\Gamma_1}{\Gamma_1 + \Gamma_2} \times \frac{\Gamma_D}{\Gamma_{689}} \times f_{461}\;N_{^1S_0} \tag{5.21}$$

Avec (5.17) on obtient le nombre d'atomes dans l'état $^1S_0$ sans le laser sonde à 688 nm :

$$\boxed{N_{^1S_0,sans\,688} = \left(1 + \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2}\right)\frac{\Phi_c}{f_{461}\,\Gamma_D}} \tag{5.22}$$

$$\Rightarrow N_{^1S_0,sans\,688} \simeq 3\frac{\Phi_c}{f_{461}\,\Gamma_D} \tag{5.23}$$

Nous avons pris $\Gamma_1/\Gamma_2 \simeq 2$, valeur donnée dans toutes les références. Cette valeur provient de la référence [110] où les durées de vie sont obtenues par un calcul théorique : Γ_1=1 344 s^{-1} et Γ_2=661.1 s^{-1}. Or K. R. Vogel a obtenu expérimentalement : $\Gamma_1+\Gamma_2$=3 300±100 s^{-1} [104]. On peut donc émettre des réserves quant à la valeur du rapport des durées de vie.

[6] On a négligé le terme de pertes par collisions entre atomes froids car pour les mesures de fréquence, le piège fonctionnait avec $10^6 - 10^7$ atomes.

Avec le laser sonde : On suppose dans un premier temps que le taux de capture reste constant. Seule l'équation de taux pour l'état $^3P_1$ est modifiée, elle s'écrit maintenant :

$$\frac{d\,N_{^3P_1}}{dt} = \Gamma_1 N_{^1D_2} - \Gamma_{689}\,N_{^3P_1} - f_{688}\,\Gamma^*\,N_{^3P_1} \tag{5.24}$$

où $\Gamma^* = \Gamma_{707} + \Gamma_{679}$ et f_{688} est la fraction d'atomes excités dans l'état $^3S_1$ par le laser sonde. Avec les notations de l'équation (5.20) :

$$f_{688} = \frac{N_{^3S_1}}{N_{^3P_1}} = \frac{1}{2}\frac{s_{688}}{1 + s_{688} + 4\frac{\Delta_{688}^2}{\Sigma\Gamma^2}} \tag{5.25}$$

On déduit des équations (5.17), (5.18) et (5.24) le nombre d'atomes dans l'état $^1S_0$ avec le laser sonde :

$$N_{^1S_0,avec\,688} = \left(1 + \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2}\right)\frac{1}{1 + \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} \times \frac{(f_{688}\,\Gamma^*)/\Gamma_{689}}{1 + (f_{688}\,\Gamma^*)/\Gamma_{689}}} \times \frac{\Phi_c}{f_{461}\,\Gamma_D} \tag{5.26}$$

Les pertes augmentent avec f_{688} *i.e.* avec la saturation du laser sonde. A la limite où $f_{688} \gg \Gamma_{689}/\Gamma^*$, i.e. $f_{688} \gg 10^{-3}$ ($I \gg 4\,\mu\mathrm{W/cm^2}$), on a :

$$\boxed{N_{^1S_0,avec\,688} = \frac{\Phi_c}{f_{461}\,\Gamma_D}} \tag{5.27}$$

Ainsi le nombre d'atomes dans le piège peut être fortement diminué en présence du laser à 688 nm. Le raisonnement précédent montre qu'il peut être divisé par un facteur 3, mais ce coefficient théorique est à nuancer pour deux raisons. D'abord comme nous l'avons mentionné plus haut, il est déduit du rapport Γ_1/Γ_2 qui n'est pas bien connu. Ensuite, nous avons supposé ici que le taux de capture reste constant avec ou sans le laser sonde. Nous verrons au paragraphe suivant que le processus de capture est en fait affecté par la présence de ce laser. Les contrastes observés sont néanmoins cohérents avec cette analyse théorique. A forte intensité laser nous avons par exemple pu observer la résonance du ^{88}Sr avec un contraste de 70% (fig. 5.12).

Pour le ^{87}Sr, les équations de taux sont plus complexes car il faut prendre en compte la structure hyperfine. Les états hyperfins du $^3P_1$ ne sont pas équipeuplés car les rapports de branchement des transitions $^1P_1, 9/2 - {}^1D_2,\ F$ et $^1D_2,\ F - {}^3P_1,\ F'$ dépendent des moments cinétiques (F=9/2, 11/2 ou 13/2 et F'=7/2, 9/2 ou 11/2). De plus, lorsque le laser sonde est résonant pour un

état hyperfin $\{^3P_1, F'\}$, une partie des atomes pompés vers l'état $\{^3S_1, F''\}$ retombent dans les deux autres états hyperfins du $^3P_1$ puis dans le niveau fondamental où ils sont recapturés. Les pertes introduites dépendent donc aussi du rapport de branchement des transitions $^3P_1, F' - {}^3S_1, F''$. Nous avons pu observer et mesurer les 7 transitions $^3P_1, F' - {}^3S_1, F''$. Comme nous le verrons par la suite, il était préférable d'effectuer ces mesures à faible intensité du laser sonde même si le contraste n'était pas maximal. Selon la transition mesurée, le contraste était typiquement compris entre 10 et 40%.

Conclusion : Introduire des pertes supplémentaires avec le laser à 688 nm est une technique performante qui permet de détecter simplement la transition $^3P_1 - {}^3S_1$ avec un fort contraste.

Remarque : On pourrait observer cette transition en détectant les photons d'émission spontanée à 707 ou 679 nm émis lorsque les atomes du $^3S_1$ se désexcitent vers les états $^3P_2$ ou $^3P_0$ (cf figure 5.10). Il faut cependant noter que pour un nombre typique de 10^7 atomes dans le piège, on a seulement $\sim 10^4$ atomes dans l'état $^3P_1$ (éq. (5.21)). Avec les pertes introduites par le laser sonde, ce nombre est à diviser par un facteur de l'ordre de 3. Le temps mis par les atomes pour atteindre l'état $^3P_1$ est de l'ordre de la moitié de la durée de vie du piège, soit typiquement 20 ms. On a alors environ 10^5 photons/s émis spontanément à 707 nm. Ce taux est 8 ordres de grandeur plus faible que le taux de fluorescence de la transition cyclante à 461 nm ($f\,\Gamma_{461}\,N_{^1S_0} = 2 \times 10^{13}$ photons/s). Avec un système plus élaboré qu'une simple photodiode (filtre interférentiel, photo-multiplicateur...), on pourrait détecter les photons de fluorescence à 707 nm, mais la mesure serait nettement plus complexe.

5.3.3 Forme de raie observée

Contraste de la résonance

L'équation (5.26) permet de calculer la valeur de f_{688} pour laquelle on s'attend à diminuer de moitié le contraste de la résonance. On obtient :

$$f_{688}^{1/2} = \frac{\Gamma_{689}}{\Gamma^*}\frac{\Gamma_2}{\Gamma_1 + \Gamma_2} \simeq 2.4 \times 10^{-4} \tag{5.28}$$

On peut remarquer qu'on retrouve à peu prés la condition intuitive $f_{688}\,\Gamma^* = \Gamma_{689}$ qui signifie que le taux d'excitation des atomes du $^3P_1$ vers le $^3S_1$ est égal à celui de l'émission spontanée vers le fondamental. La valeur $f_{688}^{1/2}$ est obtenue pour un paramètre de saturation de l'ordre de 5×10^{-4} (éq. 5.25), soit une intensité laser de $1\,\mu\mathrm{W/cm^2}$.

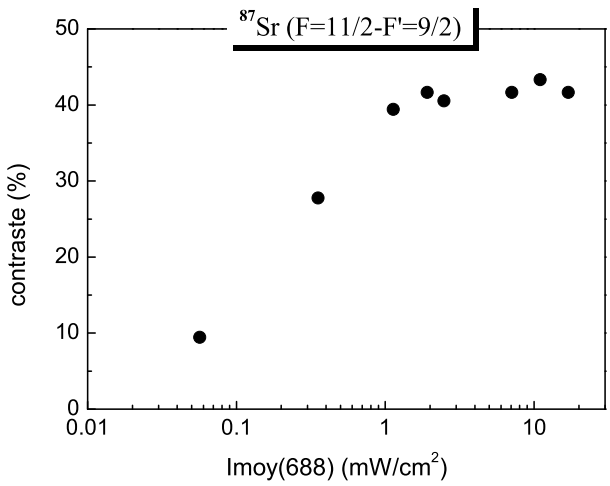


FIG. 5.14 – Contraste de la résonance mesuré dans le PMO en fonction de l'intensité du laser sonde moyennée sur la taille du piège (2 mm). Mesures effectuées avec un faisceau de 6 mm et un gradient de champ de 1.8 mT/cm.

Sur la figure 5.14, on a tracé le contraste de la résonance mesuré en fonction de l'intensité moyenne du laser sonde sur la taille du piège définie par :

$$I_{moy} = I_{max} \times \frac{2}{r^2} \int_0^r x \, \exp\left(\frac{-2x^2}{w^2}\right) dx \tag{5.29}$$

où $2r$ est la taille du piège (2 mm) et I_{max} l'intensité maximale du faisceau (éq. 5.13). Le contraste de la résonance est divisé par deux pour une intensité moyenne de l'ordre de 0.2 mW/cm^2. Cette valeur est 200 fois plus élevée que la valeur théorique correspondant à $f_{688}^{1/2}$.

Largeur de la résonance

La pleine largeur de raie à mi-hauteur de la résonance, notée Δ, vérifie par définition :

$$f_{688}(\Delta/2) = f_{688}^{1/2} \tag{5.30}$$

Avec l'équation (5.25), il vient :

$$\Delta = \Sigma\Gamma \sqrt{\frac{s_{688}}{2\, f_{688}^{1/2}} - (1 + s_{688})} \tag{5.31}$$

Sur la figure 5.15 est tracée la largeur de raie de la résonance $^3P_1$, $F = 11/2$ – $^3S_1$, $F = 9/2$ du ^{87}Sr en fonction de l'intensité du laser sonde

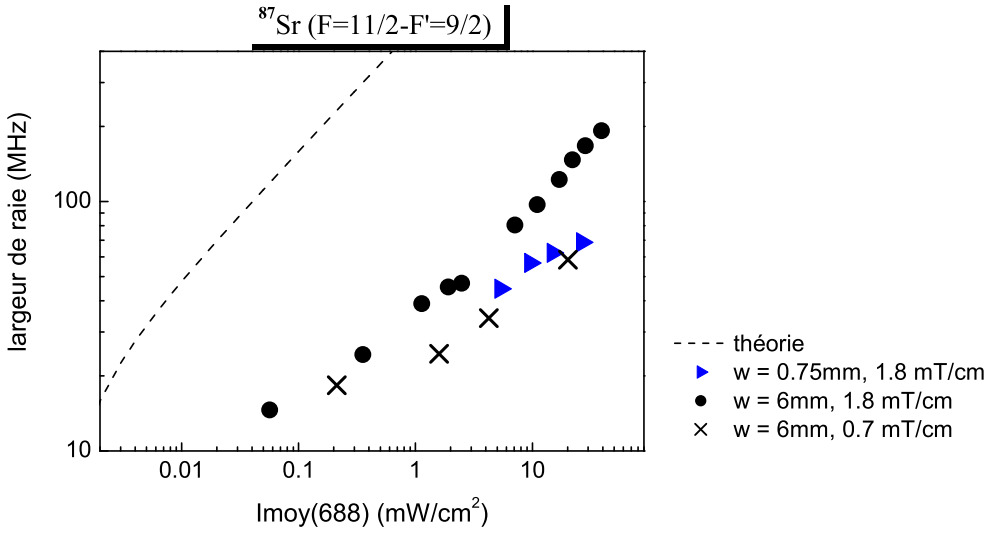


FIG. 5.15 – Largeur à mi-hauteur de la résonance $^3P_1, F = 11/2 - {}^3S_1, F = 9/2$ tracée en fonction de l'intensité du laser sonde moyennée sur la taille du piège (2 mm). On a fait varier la taille du faisceau (w) et le gradient de champ magnétique du PMO (mT/cm).

moyennée sur la taille du piège (éq. 5.29). Pour une intensité donnée, on observe que la largeur de raie mesurée est environ 10 fois inférieure à la valeur théorique calculée selon l'équation (5.31).

Interprétation

Les mesures de la figure 5.15 montrent que l'intensité effective vue par les atomes est en réalité plus faible que I_{moy} : une partie significative des atomes sont résonants avec le laser à 688 nm alors qu'ils sont en phase de capture et n'ont pas encore atteint le centre du piège. Par exemple, dans les conditions expérimentales de la figure 5.14 (w=6 mm et 1.8 mT/cm), pour une largeur de raie donnée, l'intensité théorique est plus de 100 fois inférieure à I_{moy}. Ceci explique la différence entre l'intensité correspondant expérimentalement à une perte de 50% du contraste et la valeur théorique déduite de $f_{688}^{1/2}$.

En augmentant la taille du faisceau, on sonde des atomes qui sont de plus en plus excentrés par rapport au centre du piège et qui sont donc dans une région où le champ magnétique du PMO est notable. On observe alors un élargissement de la raie par effet Zeeman. Il est difficile de comparer les mesures effectuées pour différentes valeur du champ magnétique car en variant ce champ, on modifie le processus de capture et donc la distribution spatiale des atomes. On observe néanmoins que lorsque le gradient de champ

du piège diminue, la largeur de raie diminue aussi.

Modéliser le processus de capture d'un piège magnéto-optique chargé par un ralentisseur Zeeman n'est pas un problème simple. On peut cependant montrer qu'un nombre significatif d'atomes sont en phase de capture à partir de mesures du temps caractéristique d'amortissement de la position des atomes effectuées par Xu *et al* au NIST avec un PMO de ^{88}Sr fonctionnant avec des paramètres très analogues aux nôtres. La courbe de la figure 1 de la référence [102] où sont rapportées ces mesures, montre que le temps d'amortissement en position est de l'ordre de 5 ms pour un déplacement relatif de $1/10^{ieme}$. Dans notre cas, le rapport entre la taille du piège et le diamètre des faisceaux du PMO est égal à 1/10. On peut donc estimer que les atomes mettent environ 5 ms pour atteindre le centre du piège. Par ailleurs, la durée de vie des atomes dans le piège est de 50 ms, limitée par le processus de pertes vers l'état $^3P_2$. La probabilité d'atteindre l'état $^3P_1$ étant deux fois plus élevée, les atomes atteignent cet état avec une constante de temps de 25 ms. On peut finalement en déduire que pendant la durée de 5 ms nécessaire aux atomes pour atteindre la région centrale du PMO, 20% des atomes passent par l'état $^3P_1$. Cette approche permet donc d'expliquer qu'une partie significative des atomes interagissent avec le laser à 688 nm alors qu'ils sont encore en phase de capture.

5.3.4 Mesures de fréquence

En raison du nombre important d'atomes interrogés en phase de capture, l'effet Zeeman inhomogène induit par les bobines du champ magnétique du PMO est le facteur limitant l'exactitude des mesures. Cet effet est important puisqu'en fonctionnement standard, le gradient de champ est de 1.8 mT/cm et le déplacement Zeeman est de l'ordre de $\mu_B B/\hbar = 14$ MHz/mT. Il peut difficilement être modélisé car il faudrait prendre en compte de nombreux paramètres : la distribution spatiale des atomes dans le piège et en phase de capture, la répartition des atomes dans les sous-niveaux Zeeman, le profil transverse du faisceau, la cartographie du champ magnétique... Nous avons alors choisi une approche pragmatique pour le caractériser. Les fréquences des transitions atomiques à 688 nm ont ainsi pu être obtenues avec des barres d'erreur de 300 kHz et 500 kHz ([7]) respectivement pour le ^{87}Sr et le ^{88}Sr.

[7] En mettant en oeuvre un système permettant de couper le champ magnétique du piège, on peut estimer qu'on aurait pu atteindre une exactitude légèrement inférieure à la centaine de kHz. Pour améliorer encore les mesures, il aurait ensuite fallu compenser le champ magnétique terrestre et mettre des blindages autour de la zone de capture. Cependant, le niveau d'exactitude que nous avons atteint est nettement suffisant pour obtenir la mesure indirecte de la fréquence de la transition d'horloge.

	$^3P_1$				$^3S_1$			
	^{87}Sr			^{88}Sr	^{87}Sr			^{88}Sr
F	7/2	9/2	11/2	F=J=1	7/2	9/2	11/2	F=J=1
g_F	-1/3	2/33	3/11	3/2	-4/9	8/99	4/11	2

TAB. 5.3 – Facteurs de Landé.

A ce niveau d'exactitude, les autres déplacements de fréquences sont négligeables. On peut par exemple calculer l'effet Doppler induit par la vitesse des atomes dans le piège (0.5 m/s en moyenne). Le faisceau sonde est rétroréfléchi dans le piège, le retour est aligné en utilisant un diaphragme situé à environ 1 m du piège. On estime que l'angle maximal entre les deux faisceaux contrapropageants est inférieur à 10^{-3} radian. Dans ces conditions l'effet Doppler du premier ordre est d'environ 1 kHz, soit cent fois plus petit que la barre d'erreur de nos mesures. On peut aussi mentionner que le déplacement lumineux induit par les faisceaux du piège est inférieur au Hz.

Déplacement de fréquence par effet Zeeman

Le déplacement de fréquence par effet Zeeman de la transition $^3P_1, F - {}^3S_1, F'$ pour le sous niveau m_F s'écrit :

$$\Delta E(m_F, q) = -[m_F\, g_F - (m_F + q)\, g'_F]\, \mu_B B \tag{5.32}$$

où on a pris l'axe de quantification parallèle au champ magnétique B. μ_B est le magnéton de Bohr, g_F et g'_F sont respectivement les facteurs de Landé (Annexe B.1) des niveaux $^3P_1$ et $^3S_1$ (tab. 5.3). Selon la polarisation du laser q=0, 1 ou -1 (polarisation respectivement linéaire, circulaire droite ou gauche).

Dans le PMO, il faut tenir compte de la position des atomes dont dépendent l'amplitude et la direction du champ magnétique. Cette dernière n'étant pas constante, la polarisation n'est pas uniforme dans le piège et elle n'est généralement pas pure. Le sous-niveau m_F peut alors être excité vers les trois sous-niveaux $m_F + q$ (s'ils existent). Comme on ne résout pas la structure Zeeman, le déplacement de fréquence observé correspond à la moyenne de cet effet sur tous les sous-niveaux m_F pondérée par la population de chaque sous-niveau et le coefficient de Clebsch-Gordan adéquat.

Pour déterminer précisément l'effet Zeeman induit par les bobines du PMO, il faudrait utiliser un modèle lourd qui prenne en compte tous les paramètres : la direction et l'amplitude du champ magnétique, la population des sous-niveaux Zeeman et la position des atomes dans le piège ainsi que

le processus de capture pendant lequel les atomes sont excités par le laser sonde. Il faudrait aussi mesurer le profil transverse du faisceau sonde avec soin car nous avons vu que l'intensité laser requise pour exciter les atomes vers l'état $^3S_1$ est seulement de l'ordre de $10\mu\mathrm{W/cm}^2$ (éq. 5.28). Notons enfin que lorsqu'on mesure l'effet Zeeman en faisant varier le gradient de champ magnétique, on modifie également la distribution spatiale des atomes dans le piège. En raison de la complexité d'un tel modèle, nous avons choisi de déterminer expérimentalement l'effet du champ magnétique.

Mesures avec différents gradients de champ magnétique

L'isotope le plus sensible à l'effet Zeeman est le ^{88}Sr pour lequel les facteurs de Landé sont les plus grands (tab. 5.3). En variant le gradient de champ magnétique, on mesure des décalages de fréquence allant jusqu'à plusieurs MHz comme le montrent les courbes de la figure 5.16. Comme attendu, ces décalages dépendent de la polarisation du laser sonde[8]. L'extrapolation à champ nul de la fréquence de la transition donne des valeurs différentes en fonction de la polarisation. Ceci est lié à une très nette asymétrie de la résonance pour des polarisations autre que Lin1 (figure 5.17). On peut remarquer qu'avec la polarisation Lin1, la raie est presque symétrique et la dépendance en champ magnétique est la plus faible (300 kHz/[mT/cm]). Par conséquent c'est celle qui a été retenue pour déterminer les fréquences des transitions atomiques du ^{88}Sr et du ^{87}Sr.

Nous avons vérifié que l'effet Zeeman est plus faible pour le ^{87}Sr. La seule transition pour laquelle nous avons mesuré un déplacement de fréquence notable est la transition $^3P_1, F = 7/2 - {}^3S_1, F' = 9/2$ (fig. 5.18). Ce déplacement est de 150 kHz/[mT/cm] en polarisation Lin1.

Mesures avec différents paramètres du laser sonde

Pour estimer l'effet Zeeman, on peut aussi varier l'intensité et la taille du laser sonde. Nous avons montré à l'aide des courbes de la figure 5.15, qu'à forte intensité laser une fraction significative des atomes sont excités lorsqu'ils sont en phase de capture, excentrés par rapport au centre du piège. Ces atomes sont dans des zones où le champ magnétique est plus intense et par conséquent, le déplacement de fréquence par effet Zeeman est plus important. A forte intensité, nous avons pu observer des déplacements de fréquence de l'ordre du MHz (fig. 5.19). Les courbes de la figure 5.18 montrent qu'avec

[8]Les polarisations ont été dénommées par rapport à la direction de propagation du laser qui est a 45° de l'axe des bobines du piège.

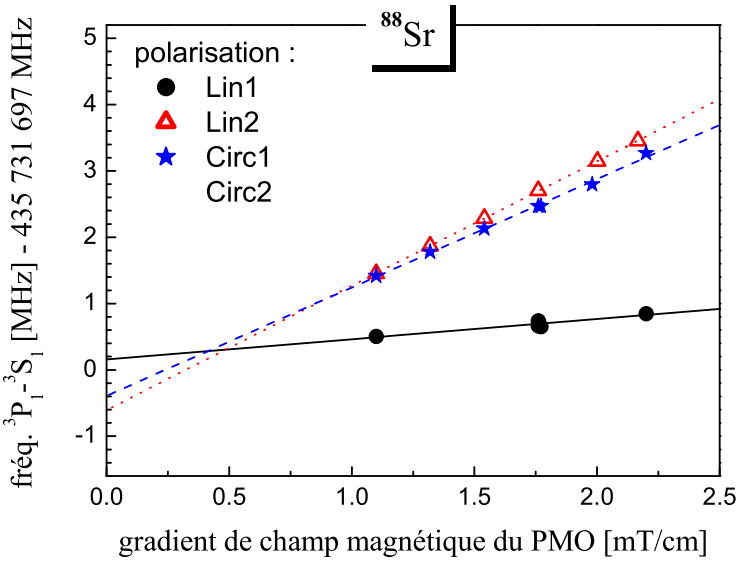


FIG. 5.16 – Déplacements de fréquence par effet Zeeman induits par le champ magnétique du PMO pour différentes polarisations du faisceau laser à 688 nm. La polarisation Lin1 (Circ1) est orthogonale à Lin2 (Circ2). La résolution d'une mesure est typiquement de 20 kHz. L'intensité laser au centre du faisceau (I_{max}) est de 0.7 mW/cm^2.

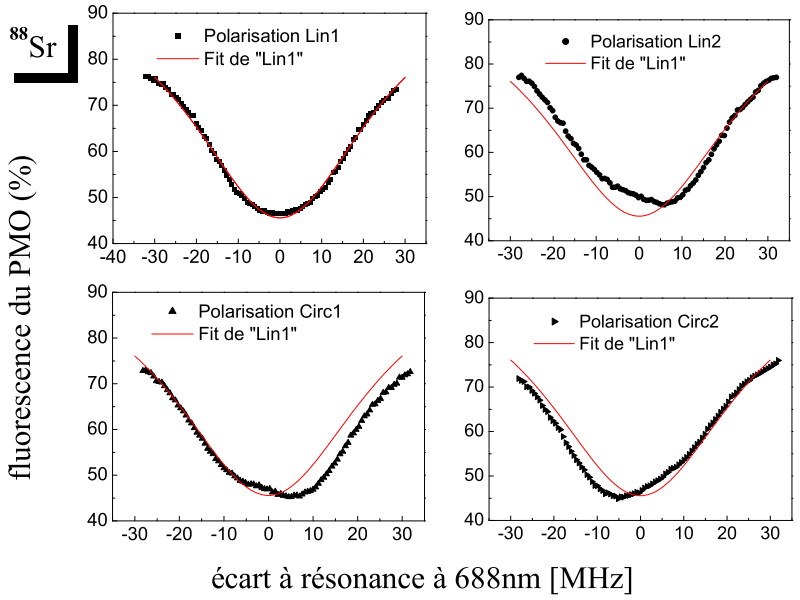


FIG. 5.17 – A l'exception de la polarisation Lin1, la résonance est fortement asymétrique. Les courbes ont été enregistrées avec un champ magnétique du PMO de 1.8 mT/cm.

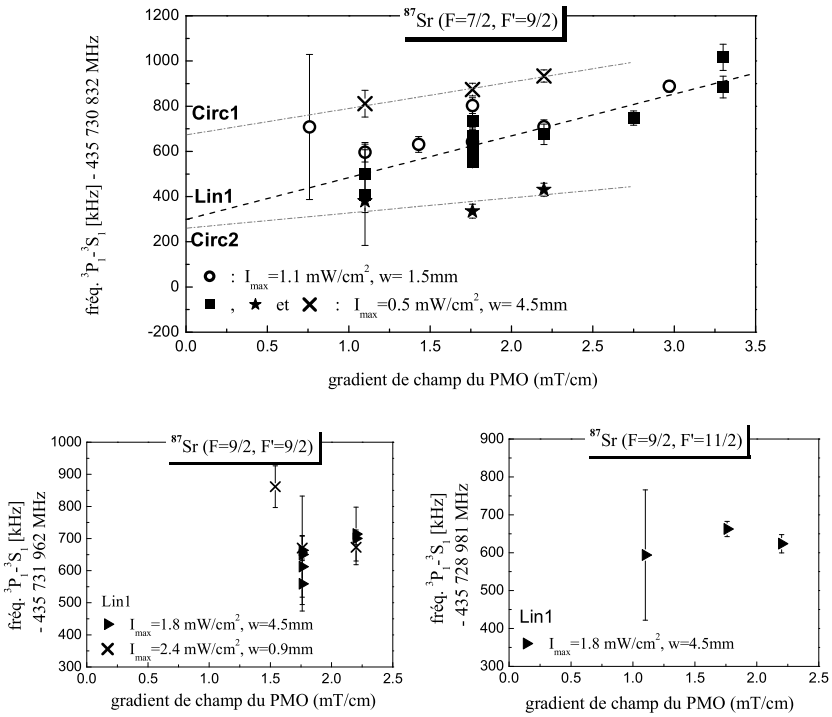


FIG. 5.18 – Effet du champ magnétique du PMO. La polarisation, l'intensité maximale (I_{max}) et le rayon (w) du laser à 688 nm sont spécifiées pour chaque transition.

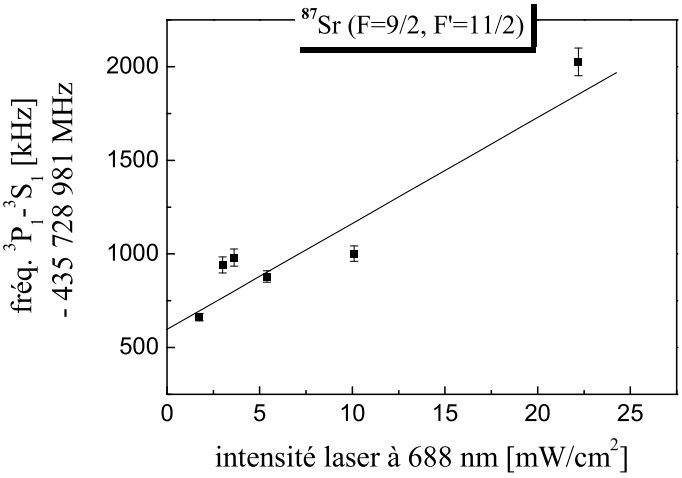


FIG. 5.19 – Déplacements de fréquence mesurés en fonction de l'intensité du laser sonde. Mesures effectuées avec un champ de 1.8 mT/cm et un faisceau laser de 0.9 mm.

une faible intensité laser les mesures effectuées avec des faisceaux de grosse ou de petite taille sont en bon accord entre elles.

Bilan

Pour déterminer la fréquence absolue de chaque transition, nous avons effectué des mesures à faible intensité laser (entre 0.5 et 2 mW/cm^2) et en polarisation Lin1 et nous avons extrapolé à zéro la dépendance en champ magnétique (fig. 5.16 et 5.18).

Sur la figure 5.20 on a représenté les valeurs obtenues pour cinq transitions du ^{87}Sr. La dispersion des mesures est plus importante que les barres d'erreur qui représentent l'écart type d'Allan. Ceci s'explique par le fait que les mesures ont été effectuées dans des configurations sensiblement différentes (intensité laser, taille et alignement du faisceau, température du four...) et par conséquent le déplacement de fréquence par effet Zeeman est différent. Pour calculer la fréquence absolue, il faut attribuer à chaque point de mesure une erreur liée à l'effet Zeeman. Compte tenu de l'étude précédente, nous avons attribué une incertitude sur cet effet de 500 kHz pour le boson et de 300 kHz pour le fermion. La dispersion des mesures est cohérente avec cette valeur.

La transition $F = 7/2 - F' = 7/2$ du ^{87}Sr a une fréquence proche d'un mode de la cavité Fabry-Pérot utilisée pour asservir le laser ultra-stable. Par conséquent l'offset de fréquence de la boucle à verrouillage de phase est faible ($\sim$100 MHz). A cette valeur, l'asservissement fonctionne de manière critique. Nous avons remarqué que le spectre du laser sonde est dissymétrique. Il est difficile d'évaluer l'incertitude liée à cet effet. Pour l'estimer, nous l'avons fortement amplifié en diminuant le gain de la boucle d'asservissement et nous avons alors mesuré un décalage de fréquence de 1 MHz (point de mesure numéro 3 de la courbe 5.20.a). Nous avons alors attribué à cet effet une incertitude de 500 kHz. L'incertitude globale de mesure de la fréquence de cette transition correspond à la somme quadratique de cette incertitude et de celle attribuée à l'effet Zeeman, soit environ 600 kHz.

Le tableau 5.4 récapitule les fréquences mesurées pour toutes les transitions $^3P_1 - {}^3S_1$.

5.3.5 Structure hyperfine et décalage isotopique

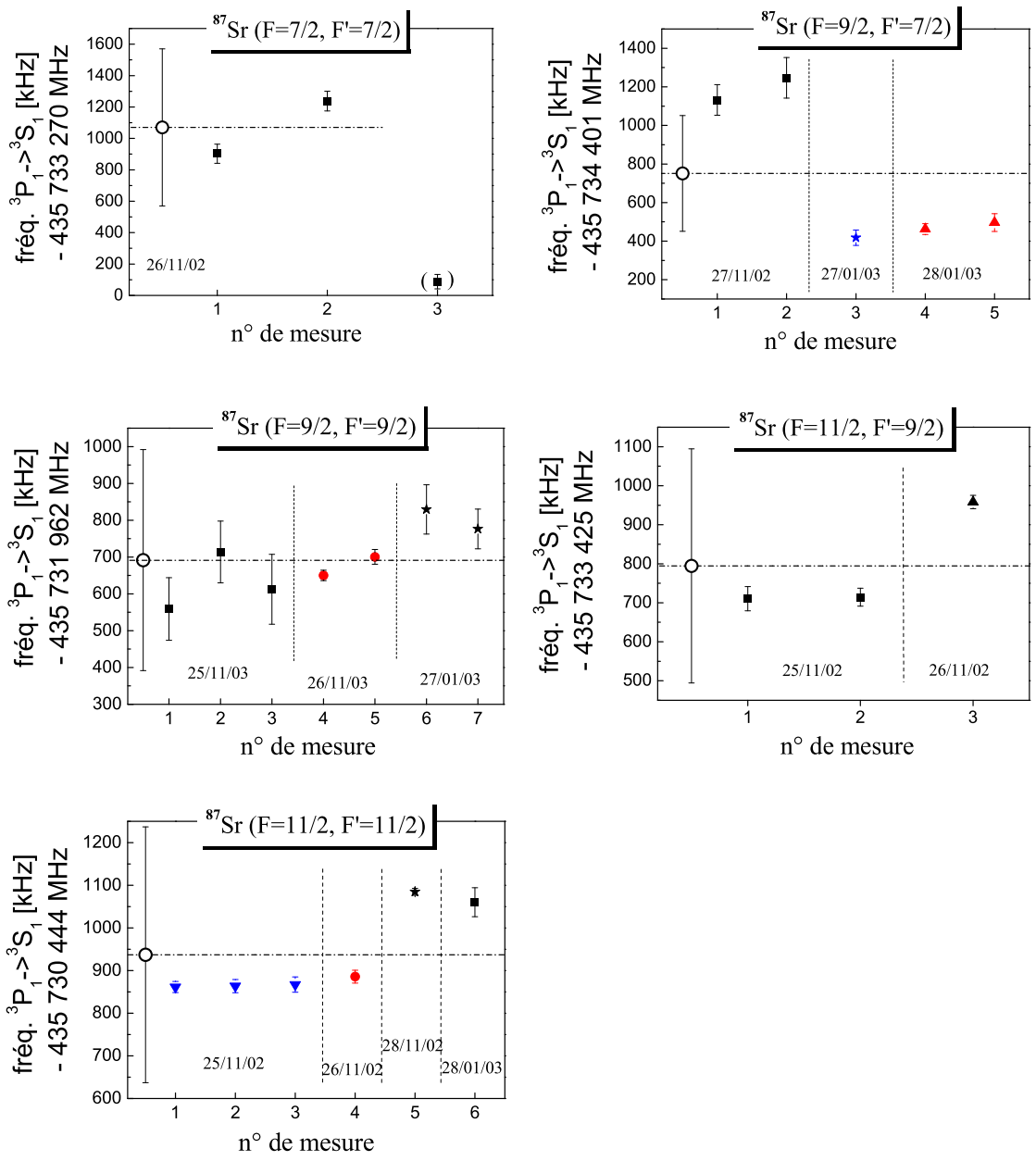


FIG. 5.20 – Mesures de fréquences effectuées à faible intensité laser (entre 0.5 et 2 mW/cm^2) et en polarisation Lin1. Le cercle creux représente la fréquence moyenne et la barre d'erreur, l'incertitude attribuée à l'effet Zeeman (pour la transition (7/2-7/2), voir texte).

$^3P_1 - {}^3S_1$		fréquence (MHz)
^{88}Sr	J= 9/2, J'=9/2	435 731 697.2 (5)
^{87}Sr	F=7/2 - F'=7/2	435 733 271.1 (6)
	F=7/2 - F'=9/2	435 730 832.3 (3)
	F=9/2 - F'=7/2	435 734 401.75 (30)
	F=9/2 - F'=9/2	435 731 962.7 (3)
	F=9/2 - F'=11/2	435 728 981.6 (3)
	F=11/2 - F'=9/2	435 733 425.8 (3)
	F=11/2 - F'=11/2	435 730 444.9 (3)

TAB. 5.4 – Fréquences absolues des transitions $^3P_1 - {}^3S_1$.

$\Delta\,\nu\,[^3P_1, F_1, F_2]$	déduit des mesures à 688 nm		déduit de [135]
	via $\{^3S_1, F'\}$	MHz	MHz
7/2 - 9/2	7/2	1 130.65 (80)	1 130.26 (2)
	9/2	1 130.4 (6)	
9/2 - 11/2	9/2	1 463.1 (6)	1 463.15 (2)
	11/2	1 463.3 (6)	
7/2 - 11/2	9/2	2 593.5 (6)	2 593.41(2)

TAB. 5.5 – Comparaison entre les écarts de fréquence des niveaux hyperfins du $^3P_1$ déduits des mesures (pour différents état hyperfin du $^3S_1$) et ceux tirés de la référence [135].

Structure hyperfine du $^3P_1$

A partir de ces mesures de fréquence, on peut calculer les écarts de fréquence entre deux niveaux hyperfins (F_1, F_2) du $^3P_1$:

$$\Delta\,\nu\,[^3P_1, F_1, F_2] = \nu\,(^3P_1, F_1 - {}^3S_1, F') - \nu\,(^3P_1, F_2 - {}^3S_1, F') \qquad (5.33)$$

Les résultats sont rapportés dans le tableau 5.5. L'incertitude de mesure des fréquences atomiques étant liée à l'effet Zeeman induit par les bobines de champ magnétique, on ne peut pas considérer que ces mesures sont indépendantes. Nous avons donc additionné les incertitudes[9].

Les facteurs de Landé des états $\{^3S_1, F'\}$ étant nettement différents (tab. 5.3), le déplacement de fréquence de la résonance atomique par effet Zeeman l'est également. Or les valeurs obtenues via différents $\{^3S_1, F'\}$ sont en bon accord entre elles. On peut donc conclure que l'effet Zeeman a été évalué de

[9] Pour l'incertitude impliquant la transition F=7/2-F'=7/2, nous avons d'abord sommé les incertitudes liées à l'effet Zeeman puis le résultat (600 kHz) a été sommé quadratiquement avec l'incertitude liée à l'assymétrie du spectre du laser (500 kHz).

façon raisonnable. Cette conclusion est renforcée par le très bon accord entre les valeurs déduites des mesures et les valeurs de la référence [135] (cf paragraphe 5.2.4).

Structure hyperfine et décalage isotopique de l'état $^3S_1$

Pour calculer la structure hyperfine et le décalage isotopique de l'état $^3S_1$, nous avons calculé l'énergie des états hyperfins du $^3S_1$ du fermion (noté $\Delta E\,[^3S_1, F']$) par rapport à l'énergie de l'état $^3S_1$ du boson :

$$\begin{aligned} \Delta E\,[^3S_1, F'] &= h\,[\{\nu_{689}(^{87}Sr, 9/2 - F) + \nu_{688}(^{87}Sr, F - F')\} \\ &\quad -\{\nu_{689}(^{88}Sr) + \nu_{688}(^{88}Sr)\}\,] \qquad (5.34) \\ &= \Delta_{87,88}\,[^3S_1] + \Delta E_{hf}\,[^3S_1, F'] \qquad (5.35) \end{aligned}$$

où on a noté noté $\Delta_{87,88}\,[^3S_1]$ le décalage isotopique par rapport à l'état fondamental et $\Delta E_{hf}\,[^3S_1, F']$ l'écart d'énergie de la structure hyperfine donnée par l'équation (5.10). F et F' sont respectivement le moment cinétique total de l'état $^3P_1$ et de l'état $^3S_1$. Les tableaux 5.2 et 5.4 nous permettent de calculer $\Delta E\,[^3S_1, F']$ via différents états $\{^3P_1, F\}$. Les résultats sont rapportés dans le tableau 5.6. Pour calculer l'incertitude sur l'énergie d'un état, on a sommé quadratiquement les incertitudes des fréquences à 689 nm et 688 nm (mesures indépendantes).

$\Delta E\,[^3S_1, F']$	mesures à 688 nm		théorie
	via $\{^3P_1, F\}$	MHz	
F' = 7/2	7/2	2 925.9 (6)	$\Delta_{87,88}[^3S_1] - \frac{11}{2}A + \frac{11}{24}B$
	9/2	2 926.2 (3)	
	moyenne	2 926.05 (3)	
F' = 9/2	7/2	487.1 (3)	$\Delta_{87,88}[^3S_1] - A - \frac{2}{3}B$
	9/2	487.2 (3)	
	11/2	487.2 (3)	
	moyenne	487.15 (3)	
F' = 11/2	9/2	-2 494.0 (3)	$\Delta_{87,88}[^3S_1] + \frac{9}{2}A + \frac{1}{4}B$
	11/2	-2 493.9 (3)	
	moyenne	-2 493.95 (3)	

TAB. 5.6 – $\Delta E\,[^3S_1, F']$ est l'énergie du niveau $\{^3S_1, F'\}$ du fermion repérée par rapport à l'énergie du niveau $^3S_1$ du boson (870 560 818.5 (5) MHz). $\Delta_{87,88}[^3S_1]$ est le décalage isotopique par rapport à l'état fondamental, A et B sont les constantes de structure hyperfine du niveau $^3S_1$.

Dans la dernière colonne du tableau 5.6, on a exprimé $\Delta E\,[^3S_1, F']$ à partir de l'équation (5.35) en remplaçant $\Delta E_{hf}\,[^3S_1, F']$ par son expression en fonction des constantes de structure hyperfine A et B du niveau $^3S_1$ (tab. 5.1). En prenant les valeurs moyennes des énergies $\Delta E\,[^3S_1, F']$ et l'expression théorique correspondante on obtient trois équations qui nous permettent de calculer l'écart isotopique et les constantes de structure hyperfine. On obtient :

$$A = -542.0\ (1)\,\mathrm{MHz} \tag{5.36}$$

$$B = -0.1\ (5)\,\mathrm{MHz} \tag{5.37}$$

$$\Delta_{87,88}\,[^3S_1] = -54.9\ (3)\,\mathrm{MHz} \tag{5.38}$$

La constante d'interaction quadrupolaire électrique est compatible avec zéro au niveau de résolution de la mesure. Ceci s'explique par le fait que les deux électrons de valence de l'état $^3S_1$ sont dans une configuration s ($5s\,6s$). Dans ce cas B est rigoureusement nul lorsque les couplages avec les autres configurations atomiques sont négligées [137].

5.4 Transition $^3P_0 - {}^3S_1$

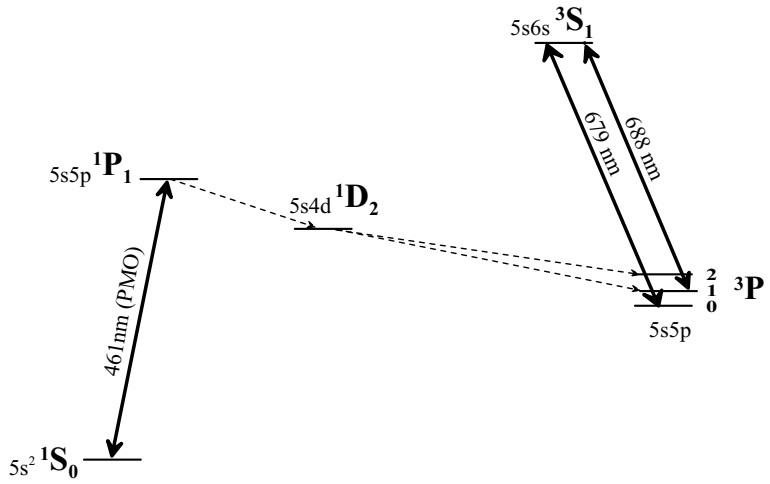


FIG. 5.21 – Niveaux atomiques impliqués dans la mesure de la transition $^3P_0 - {}^3S_1$ à 679 nm.

Contrairement à l'état $^3P_1$, l'état $^3P_0$ n'est pas peuplé dans le piège magnéto-optique. La méthode de mesure utilisée pour la transition $^3P_1 - {}^3S_1$ n'est donc pas applicable. Pour détecter la transition $^3P_0 - {}^3S_1$, nous

avons conservé le schéma expérimental utilisé pour la mesure de la transition $^3P_1 - {}^3S_1$ auquel nous avons rajouté un deuxième jeux de lasers à 679 nm. Les deux lasers sondes sont envoyés simultanément sur les atomes du piège. Lorsque le laser à 679 nm n'est pas résonant avec la transition $^3P_0 - {}^3S_1$, il induit par déplacement lumineux [93] un décalage de l'énergie de l'état $^3S_1$ et modifie par conséquent la fréquence de la résonance $^3P_1 - {}^3S_1$. Ainsi, en mesurant cette fréquence en fonction de celle du laser sonde à 679 nm on a pu estimer la fréquence de la transition $^3P_0 - {}^3S_1$ avec une incertitude inférieure au MHz.

Pour l'isotope fermionique nous avons ensuite mesuré directement la structure fine $^3P_0 - {}^3P_1$ par piégeage cohérent de population [138, 139, 140] avec une exactitude de 50 kHz.

5.4.1 Deux lasers sondes à 679 et 688 nm

Montage expérimental

Le montage expérimental utilisé pour obtenir simultanément les deux jeux de lasers {laser ultra-stable ; laser sonde} est schématisé sur la figure 5.22. Les deux lasers ultra-stables sont des diodes laser à cavité étendue (LCE) asservies sur la même cavité Fabry-Pérot selon le montage décrit au chapitre 4. Une partie du faisceau de chaque laser ultra-stable est prélevée afin d'être envoyée vers les lasers sondes. On utilise la même fibre optique avec des faisceaux en polarisations croisées. Pour obtenir le laser sonde à 679 nm, on asservit un LCE sur le laser ultra-stable correspondant avec la boucle à verrouillage de phase précédemment utilisée à 688 nm. On peut ainsi balayer continûment la fréquence du laser sonde à 679 nm pour rechercher la transition $^3P_0 - {}^3S_1$. Le laser sonde à 688 nm est une diode esclave injectée par le deuxième laser ultra-stable. La fréquence du laser ultra-stable étant imposée par les modes de la cavité Fabry-Pérot, on utilise un modulateur acousto-optique (MAO) en double passage avant l'injection de l'esclave pour atteindre la fréquence de la transition $^3P_1 - {}^3S_1$. En contrôlant par ordinateur la fréquence du synthétiseur RF associé à ce MAO, on peut asservir numériquement le laser sonde sur la résonance atomique selon la méthode décrite au paragraphe 5.3.1.

Mesures de fréquence avec le laser femtoseconde

Une partie du faisceau de chaque laser ultra-stable est envoyée vers le laser femtoseconde afin de mesurer leur fréquence. Le dispositif de mesure est celui décrit au paragraphe 4.3.3. Il permet de mesurer au choix l'un ou l'autre des

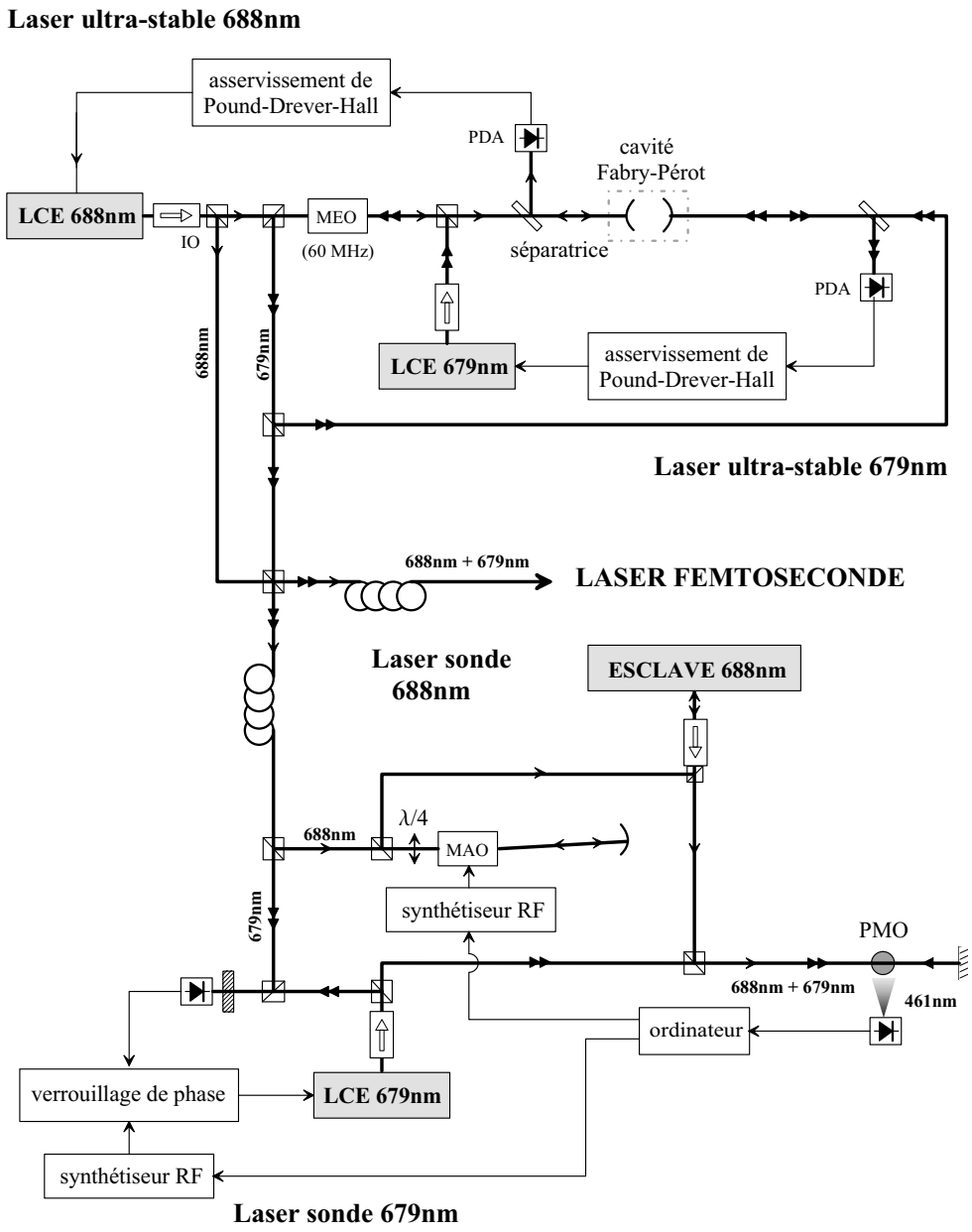


FIG. 5.22 – Schéma expérimental permettant d'interroger les atomes avec deux jeux de laser {laser ultra-stable ; laser sonde} à 679 et 688 nm.

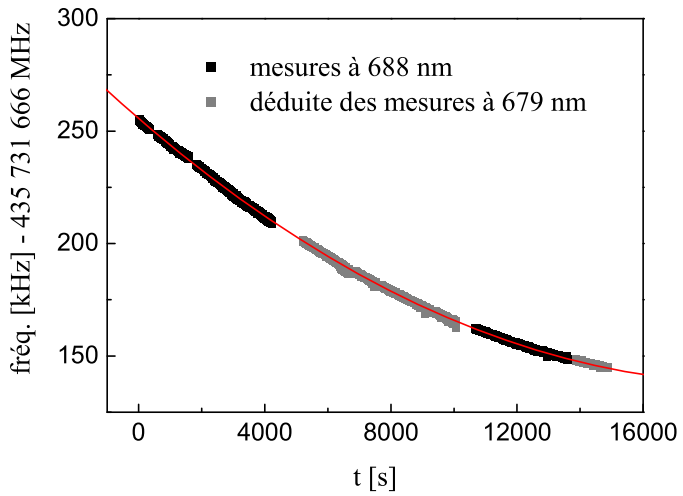


FIG. 5.23 – Fréquence du laser ultra-stable à 688 nm. En noir : mesure directe. En gris : fréquence déduite de la mesure du laser ultra-stable à 679 nm.

deux lasers dont les longueurs d'onde sont suffisamment proches pour pouvoir utiliser les mêmes optiques. Puisque les deux lasers sont asservis sur la même cavité, on peut extrapoler leur fréquence respective à tout instant à partir des mesures de fréquence des deux lasers effectuées en alternance. Sur la figure 5.23 on a représenté en noir les mesures de fréquence du laser à 688 nm au cours d'une session où les deux lasers ont été mesurés alternativement. En trait plein on a tracé le polynôme du troisième degré qui approche au mieux ces mesures et permet de calculer la fréquence du laser aux dates où elle n'était pas mesurée.

Les deux lasers étant asservis sur la même cavité Fabry-Pérot, on peut retrouver les variations de fréquence du laser à 688 nm à partir des mesures à 679 nm, et réciproquement. Les relations entre les fréquences des lasers et l'intervalle spectral libre (ν_{ISL}) s'écrivent :

$$\nu_{688}(t) = \delta(t) + n_{688}\,\nu_{ISL}(t) \tag{5.39}$$

$$\nu_{679}(t) = \delta(t) + n_{679}\,\nu_{ISL}(t) \tag{5.40}$$

$$\Rightarrow \nu_{688}(t) = \nu_{679}(t) - [n_{679} - n_{688}]\,\nu_{ISL}(t) \tag{5.41}$$

où on a noté $\delta(t)$ la fréquence du premier mode de la cavité et n_{688} et n_{679} le numéro du mode sur lequel sont asservis les lasers à 688 nm et 679 nm. Pour obtenir l'intervalle spectral libre, on mesure la fréquence d'un laser ultra-stable asservi sur le mode n de la cavité puis le mode $n + k$ où k est connu.

On peut ensuite déduire de la fréquence des lasers les nombres n_{679} et n_{688}. Il suffit d'effectuer ce protocole une seule fois afin de repérer définitivement les modes de la cavité.

Pour la série de mesure de la figure 5.23, la dérive de fréquence du laser à 688 nm est de l'ordre de 100 kHz. Avec $n_{688} = 288\,498$, on en déduit que ν_{ISL} a dérivé d'environ 0.3 Hz (éq. 5.39). En utilisant une valeur moyenne pour l'intervalle spectral libre et en utilisant l'équation (5.41) pour calculer $\nu_{688}(t)$, on fait alors une erreur de 500 Hz au maximum (avec $n_{679} - n_{688} = 3\,709$ modes). Cette valeur est négligeable par rapport à l'erreur statistique de nos mesures de fréquence qui est de l'ordre de 10 kHz. Sur la figure 5.23, on a tracé en gris les valeurs de $\nu_{688}(t)$ calculées avec :

$$< \nu_{ISL} > = 1\,510\,345\,867.6\,\text{Hz} \tag{5.42}$$

5.4.2 Détection par déplacement lumineux de la transition $^3P_1 - {}^3S_1$

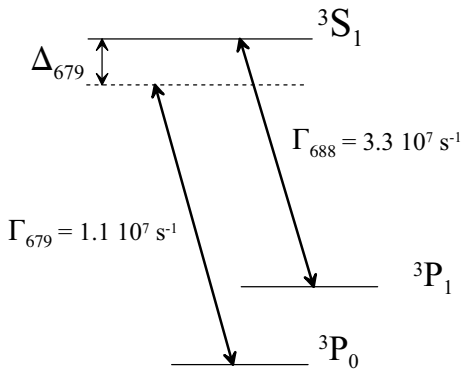


FIG. 5.24 – Le laser à 688 nm est asservi sur la résonance $^3P_1 - {}^3S_1$ tandis que le laser à 679 nm est désaccordé de Δ_{679} par rapport à la résonance $^3P_0 - {}^3S_1$.

Déplacement lumineux

On se place dans le cadre d'un atome à deux niveaux avec un laser dont la fréquence est décalée de Δ par rapport à la résonance atomique de largeur naturelle Γ. Le couplage entre le champ laser et l'atome se traduit par une force qui se décompose en deux termes : la pression de radiation (cf Chapitre 2) et la force dipolaire ([91],p.361). La force dipolaire dérive d'un potentiel qui traduit un déplacement d'énergie des niveaux atomiques. Pour

le niveau excité[10], ce potentiel s'écrit [91] :

$$U_{dip} = -\frac{\hbar\,\Delta}{2} \quad \ln\left[1 + \frac{\Omega^2/2}{\Delta^2 + \Gamma^2/4}\right] \tag{5.43}$$

où Ω est la pulsation de Rabi définie par (cf Annexe A) :

$$\Omega^2 = \frac{3\,\Gamma\,I\,c^2}{2\pi\,h\,\nu^3} \tag{5.44}$$

où ν et I sont respectivement la fréquence et l'intensité du laser.

Expérience

Les faisceaux des deux lasers sondes sont envoyés sur les atomes du PMO. La fréquence du laser à 679 nm est décalée de Δ_{679} par rapport à la résonance $^3P_0 - {}^3S_1$ (fig. 5.24). Pour induire un déplacement lumineux aussi grand que possible, nous avons utilisé toute la puissance laser disponible, soit un faisceau de 2.4 mW envoyé sur les atomes en double passage avec un rayon de 1.3 mm. Le laser à 688 nm est asservi sur la résonance $^3P_1 - {}^3S_1$ pour mesurer le déplacement lumineux du niveau $^3S_1$. Ce laser joue le rôle de laser sonde, il est utilisé à faible intensité (I_{688}=0.2 mW/cm^2). De plus, nous avons vu au paragraphe précédent qu'il est crucial d'utiliser un laser à faible intensité afin de limiter les effets du champ magnétique en ne sélectionnant que les atomes qui sont au centre du piège, zone de plus basse intensité du champ magnétique.

Les courbes de la figure 5.25 montrent que les déplacements lumineux mesurés sont environ 10 fois plus faibles que les valeurs calculées à partir de l'expression (5.43) avec : $\Gamma = \Sigma\Gamma = 2\pi \times 15.9$ MHz [69] et $\Omega = \Omega_{679} = 2\pi \times 16.3$ MHz. Il est en réalité difficile d'estimer le déplacement lumineux attendu car il faudrait prendre en compte les mêmes paramètres que ceux nécessaires à la modélisation de l'effet Zeeman (paragraphe 5.3.4) : distribution spatiale des atomes, population des sous-niveaux Zeeman, polarisation du laser, direction du champ magnétique... Enfin notons que l'expression du déplacement lumineux donnée par la relation (5.43) est obtenue pour un système à deux niveaux. Or de l'état $^3S_1$, les atomes peuvent se désexciter vers les niveaux $^3P_2$ et $^3P_0$.

La fréquence de la transition $^3P_0 - {}^3S_1$ correspond au centre de symétrie de la courbe de déplacement lumineux. Pour la courbe de la figure 5.25.a, il est obtenu avec une barre d'erreur de 400 kHz. Pour prendre en compte l'effet Zeeman induit par les bobines du champ magnétique, nous avons rajouté une

[10] Le déplacement lumineux est de signe opposé pour le niveau fondamental.

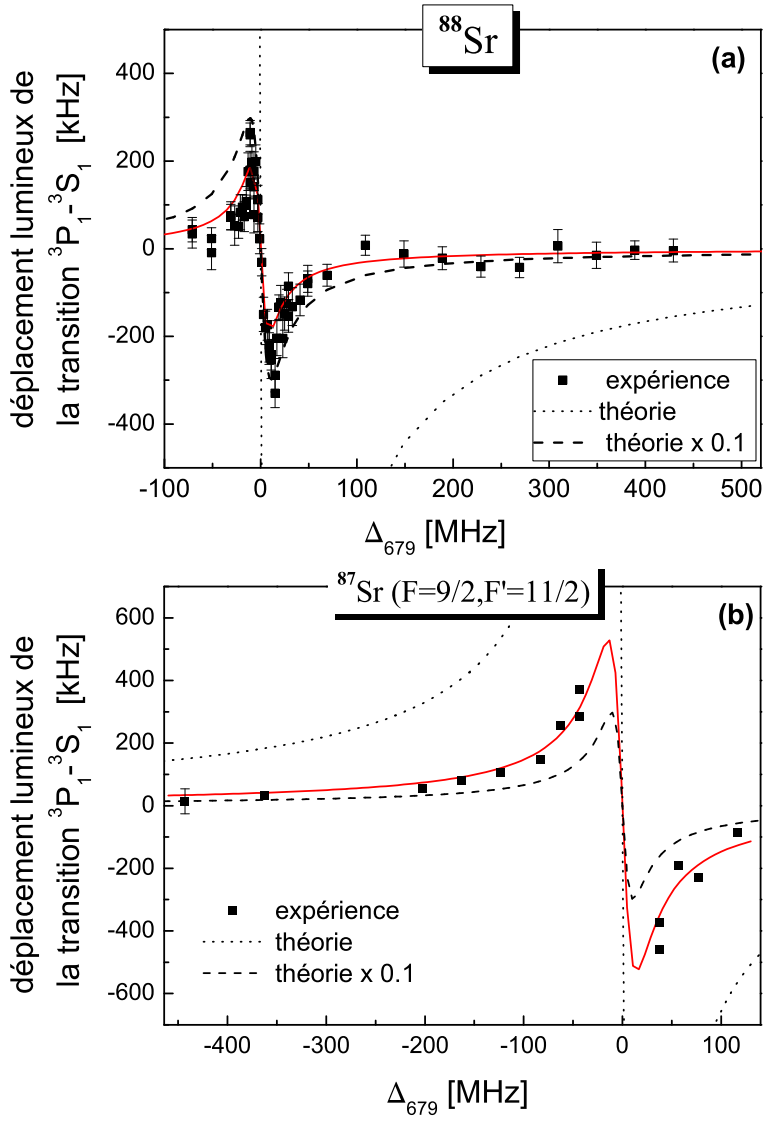


FIG. 5.25 – Déplacement lumineux de la transition $^3P_1 - {}^3S_1$ induit par le laser à 679 nm en fonction de Δ_{679}, décalage de fréquence par rapport à la résonance $^3P_0 - {}^3S_1$. Le zéro du déplacement lumineux correspond à la fréquence de la transition $^3P_1 - {}^3S_1$ mesurée sans le laser à 679 nm. Les mesures ont été effectuées avec des faisceaux lasers ayant un rayon w_{679}=1.3 mm et w_{688}=0.9 mm et une intensité moyenne I_{679}=180 mW/cm^2 et I_{688}=0.2 mW/cm^2. En pointillés on a représenté le déplacement lumineux théorique pour un atome à deux niveaux avec $\Gamma/(2\pi)$=15.9 MHz et $\Omega/(2\pi) = 16.3$ MHz.

incertitude égale à celle des mesures à 688 nm, soit 500 kHz pour le ^{88}Sr. On obtient finalement :

$$\boxed{\text{Pour } ^{88}\text{Sr} \ : \qquad \nu(^3P_0 - \ ^3S_1) = 441\,332\,751.3\,(7)\,\text{MHz}} \tag{5.45}$$

En soustrayant la fréquence de la transition à 688 nm (tab. 5.4), on obtient l'écart de structure fine $^3P_0 -^3 P_1$:

$$\text{Pour } ^{88}\text{Sr} \ : \qquad \nu(^3P_0 - \ ^3P_1) = 5\,601\,054.1\,(1.2)\,\text{MHz} \tag{5.46}$$

Pour le fermion, cet écart a été mesuré directement par résonance CPT avec une meilleure exactitude (50 kHz). Cependant la mesure de déplacement lumineux a été déterminante puisqu'elle a permis de détecter la transition à 679 nm. Sur la figure 5.25.b on a représenté le déplacement lumineux mesuré sur la transition $^3P_1, F = 9/2 - \ ^3S_1, F' = 11/2$.

5.4.3 Mesure par résonance CPT

Piégeage cohérent de population (CPT)

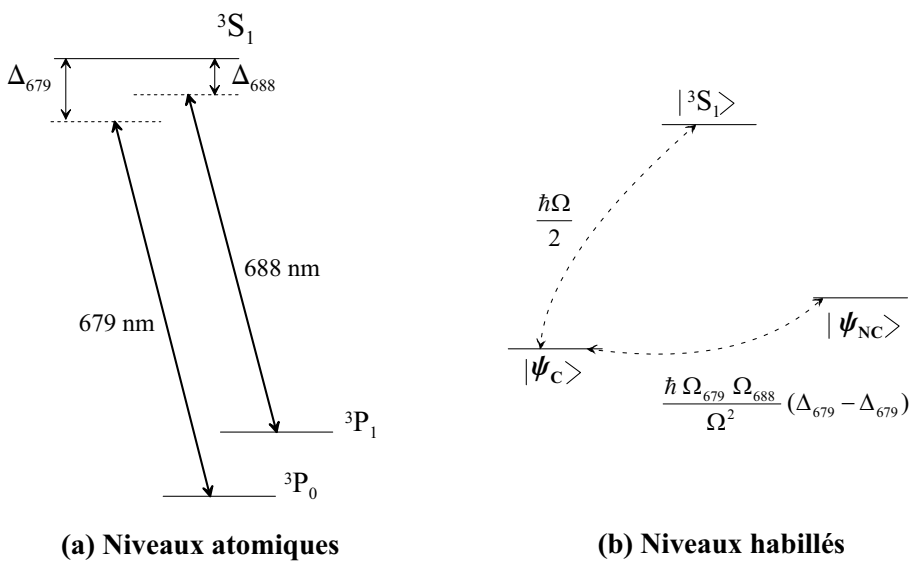


FIG. 5.26 – (a) Le système à trois niveaux considéré. (b) Niveaux habillés d'une même multiplicité. En pointillés on a représenté le couplage entre ces états.

On considère le système formé par les trois niveaux $\{^3P_0, \ ^3P_1, \ ^3S_1\}$ couplés par les lasers à 679 nm et 688 nm. On étudie le cas général où les deux lasers sont non résonants (fig 5.26.a) et on se place dans le cadre de

la théorie de l'atome habillé [91] où les champs laser sont quantifiés. Les états du système sont alors repérés par trois nombres quantiques, correspondants à l'état atomique et aux nombres N_{679} et N_{688} de photons dans le mode du laser à 679 nm et 688 nm. Les niveaux non perturbés se regroupent en multiplicité de trois niveaux bien séparées les unes des autres. La multiplicité $\xi(N_{679}, N_{688})$ est composée des niveaux $|\,^3P_0, N_{679}+1, N_{688}\rangle$, $|\,^3P_1, N_{679}, N_{688}+1\rangle$ et $|\,^3S_1, N_{679}, N_{688}\rangle$. Pour interpréter simplement le piégeage cohérent de population on effectue un changement de base en introduisant les états orthogonaux :

$$|\,\Psi_C\rangle = \frac{\Omega_{679}}{\Omega}\,|\,^3P_0, N_{679}+1, N_{688}\rangle + \frac{\Omega_{688}}{\Omega}\,|\,^3P_1, N_{679}, N_{688}+1\rangle \quad (5.47)$$

$$|\,\Psi_{NC}\rangle = \frac{\Omega_{688}}{\Omega}\,|\,^3P_0, N_{679}+1, N_{688}\rangle - \frac{\Omega_{679}}{\Omega}\,|\,^3P_1, N_{679}, N_{688}+1\rangle \quad (5.48)$$

où Ω_{679} et Ω_{688} sont les pulsations de Rabi définie par (5.44) et $\Omega = \sqrt{\Omega_{679}^2 + \Omega_{688}^2}$. La multiplicité $\xi(N_{679}, N_{688})$ est schématisée dans cette base sur la figure 5.26.b. Les couplages entre les états de cette base s'écrivent [141] :

$$\langle\Psi_C|\,H\,|\,\Psi_{NC}\rangle = \frac{\hbar\,\Omega_{679}\,\Omega_{688}}{\Omega^2} \times (\Delta_{679} - \Delta_{688}) \quad (5.49)$$

$$\langle^3S_1|\,H\,|\,\Psi_{NC}\rangle = 0 \quad (5.50)$$

$$\langle^3S_1|\,H\,|\,\Psi_C\rangle = \frac{\hbar\,\Omega}{2} \quad (5.51)$$

où H est l'hamiltonien du système, Δ_{679} et Δ_{688} sont les décalages à résonance des lasers.

Lorsque la condition de résonance CPT $\Delta_{688} = \Delta_{679}$ est vérifiée, l'état $|\,\Psi_{NC}\rangle$ est totalement découplé des deux autres. Il n'est donc pas contaminé par l'état excité $^3S_1$. Un atome projeté dans cet état, dit "état noir", ne peut pas se désexciter par émission spontanée vers un état de plus basse multiplicité, il est piégé. Ce phénomène porte le nom de piégeage cohérent de population (connu sous le sigle CPT pour "*coherent population trapping*"). Il a été observé expérimentalement pour la première fois par Alzetta *et al* en 1976 [138].

Observation de la résonance CPT

On sonde les atomes avec des faisceaux lasers ayant des tailles et des intensités analogues à celles des mesures de déplacement lumineux. Par exemple, les courbes de la figure 5.27 ont été obtenues avec un faisceau laser à 688 nm (respectivement à 679 nm) de 0.9 mm (1.3 mm) de rayon avec une intensité moyenne de 1.3 mW/cm^2 (130 mW/cm^2). Les pulsations de Rabi sont :

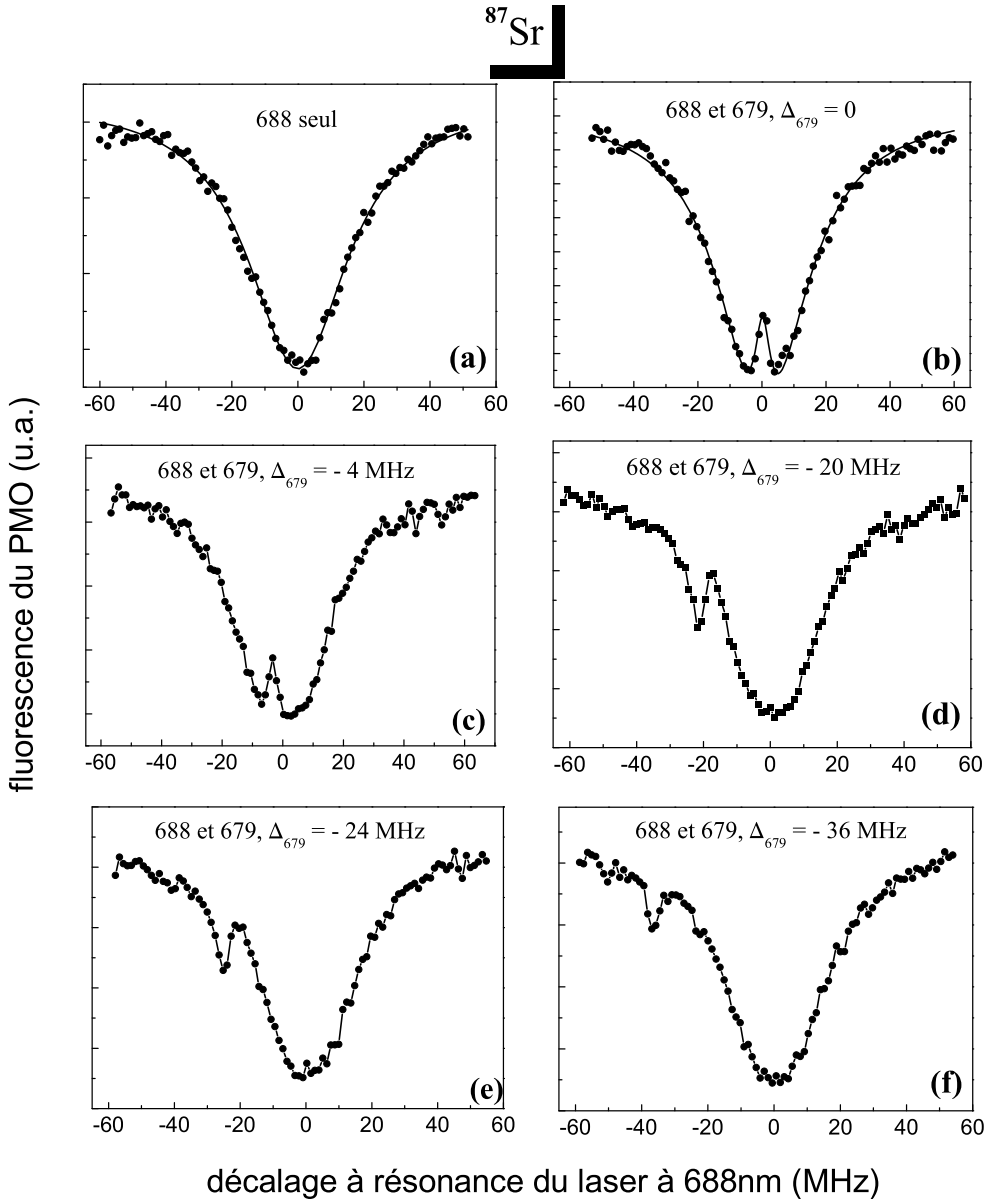


FIG. 5.27 – Fluorescence induite par les faisceaux du piège en fonction du décalage de fréquence Δ_{688} du laser à 688 nm par rapport à la résonance $^3P_1, F = 9/2 - {}^3S_1, F' = 11/2$. Le laser à 679 nm est utilisé à fréquence fixe, décalée de Δ_{679} par rapport à la résonance $^3P_0, F = 9/2 - {}^3S_1, F' = 11/2$. Lorsque $\Delta_{688} = \Delta_{679}$, on observe le phénomène de résonance CPT.

$\Omega_{688}/2\pi$=3 MHz et $\Omega_{679}/2\pi$=16 MHz. Dans ces conditions la contribution de l'état $^3P_1$ à l'état $\mid \Psi_{NC} \rangle$ est très majoritaire, elle est de 98.5% (éq. 5.48). La durée de vie de l'état noir est donc du même ordre de grandeur que celle du $^3P_1$ (21 μs). Ainsi, les atomes qui sont projetés sur cet état se désexcitent vers le niveau fondamental et retrouvent le processus de piégeage. Au contraire, les atomes qui sont projetés sur l'état $\mid \Psi_C \rangle$ sont couplés à l'état $^3S_1$ et peuvent émettre un photon d'émission spontané vers les états du triplet ^3P. Compte tenu des taux d'émission spontanée (fig. 5.10), la majorité des atomes retombent dans le niveau métastable $^3P_2$ et sont perdus pour le piège.

Sur la figure 5.27 on a tracé les courbes de fluorescence induite par les faisceaux du piège en fonction du décalage de la fréquence du laser à 688 nm par rapport à la résonance $^3P_1 - {}^3S_1$. La figure (a) représente le signal observé en présence du laser à 688 nm uniquement. On rappelle que lorsque ce laser est à résonance, les atomes du $^3P_1$ sont pompés via l'état $^3S_1$ vers les états métastables $^3P_2$ et $^3P_0$ ce qui occasionne une baisse du nombre d'atomes dans le piège. Lorsqu'on rajoute le laser à 679 nm on observe la résonance CPT lorsque la condition de résonance est vérifiée. Pour des faibles valeur de Δ_{679} (fig. b et c) la résonance se traduit par une augmentation de fluorescence : en présence des deux lasers, les atomes projetés dans l'état noir retombent dans le niveau fondamental où ils sont piégés à nouveau au lieu d'être pompés vers les états métastables. A plus grand décalage le pic se déforme pour devenir finalement un creux (fig. f). On observe ici les atomes qui sont projetés sur l'état Ψ_C et qui sont pompés optiquement dans le niveau métastable $^3P_2$ via le couplage avec l'état $^3S_1$ (éq. 5.51). On peut remarquer que dans ce cas, il serait plus approprié de parler de transition Raman puisqu'on détecte les atomes qui se désexcitent vers l'état $^3P_1$ mais qui sont projeté sur l'état Ψ_C, composé très majoritairement de l'état $^3P_0$ (98.5%) .

La pleine largeur de raie à mi-hauteur de la résonance CPT pour Δ_{679}=0 est de 3 MHz. On trouve dans la littérature la largeur théorique d'une résonance CPT dans le cas d'un système fermé à trois niveaux observée avec deux lasers ayant des pulsations de Rabi différentes [142] :

$$\Delta\omega_{1/2} = 2\gamma_c \sqrt{\left(1 + \frac{\Gamma}{2\,\gamma_c} S^*\right)\left(1 + 3S + \frac{\Gamma}{2\,\gamma_c} S^*\right)} \qquad (5.52)$$

$$\text{avec :} \qquad S = \frac{\Omega_1^2\,\Omega_2^2}{\Gamma^2(\Omega_1^2 + \Omega_2^2)} \qquad \text{et} \qquad S^* = \frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}{\Gamma^2} \qquad (5.53)$$

γ_c est l'inverse du temps de cohérence des deux niveaux fondamentaux. Dans notre cas, on peut considérer qu'il est égal au taux d'émission spontanée de l'état $^3P_1$ ($\Gamma_{689}/2\pi$=7.6 kHz). Γ est le taux d'émission spontanée de l'état

excité. On prendra $\Gamma/2\pi$ =16 MHz[11]. Dans notre cas, les pulsations de Rabi valent $\Omega_{688}/2\pi$=3 MHz et $\Omega_{679}/2\pi$=16 MHz. Compte tenu de ces valeurs, l'expression de la largeur de raie (5.52) devient :

$$\Delta\omega_{1/2} \simeq \frac{\Omega_{679}^2 + \Omega_{688}^2}{\Gamma} \tag{5.54}$$

On obtient : $\Delta\omega_{1/2} \simeq 2\pi\times 1$ MHz. Ce modèle théorique permet de retrouver l'ordre de grandeur de la largeur de raie mesurée mais ne tient pas compte de l'élargissement par effet Zeeman.

Mesure directe de la structure fine $^3P_0 -^3 P_1$

A la condition de résonance CPT, la différence de fréquence entre les deux lasers correspond à l'écart de structure fine $^3P_0 -^3 P_1$. Nous avons mesuré cet écart en utilisant l'état $\{^3P_1, F = 9/2\}$ du ^{87}Sr qui a le plus petit facteur de Landé (tab. 5.3) et donc la plus faible sensibilité au champ magnétique. La mesure a été effectuée via les trois niveaux excités du $^3S_1$ (F=7/2, 9/2 et 11/2). Nous avons aussi pu détecter la résonance CPT avec le niveau $\{^3P_1, F = 11/2\}$ mais avec un contraste beaucoup plus faible que pour le 9/2. Pour le boson, avec le laser à 679 nm proche de résonance, nous avons seulement pu observer une déformation de la résonance à 688 nm. Ce brouillage de la résonance CPT peut s'expliquer par le fait que le facteur de Landé de l'état $^3P_1$ du ^{88}Sr est environ 5 fois plus élevé que celui du ^{87}Sr. L'élargissement de la raie par effet Zeeman devrait être multiplié par le même facteur et la résonance CPT aurait alors une largeur comparable à celle de la transition à 688 nm.

La mesure de l'écart de structure fine est effectuée en asservissant les deux lasers à résonance afin de ne pas introduire de déplacement lumineux (effet discuté au paragraphe suivant). On utilise à nouveau un asservissement contrôlé par ordinateur qui fonctionne de manière analogue à celui utilisé pour la mesure de la résonance $^3P_1-^3S_1$, décrit en détails au paragraphe 5.3.1. Ici, à chaque cycle de la boucle d'asservissement, on alterne des séries de mesures permettant d'asservir le laser à 688 nm sur la résonance $^3P_1 -^3 S_1$ et des séries utilisées pour asservir le laser à 679 nm sur la résonance $^3P_0 -^3 S_1$. Dans le premier cas, la fréquence du laser à 688 nm est modulée avec une amplitude de modulation ajustée pour sonder la résonance $^3P_1 -^3 S_1$ à mi-hauteur (typiquement 20 MHz, points A_I et A_{II} de la figure 5.28). On obtient une mesure de la fréquence de cette résonance notée ν_{688}^n. Dans le deuxième cas, la résonance CPT est sondée en modulant la fréquence du laser à 688 nm

[11] On a pris : $\Gamma = \Sigma\Gamma = \Gamma_{679} + \Gamma_{688} + \Gamma_{707}$ (fig. 5.10).

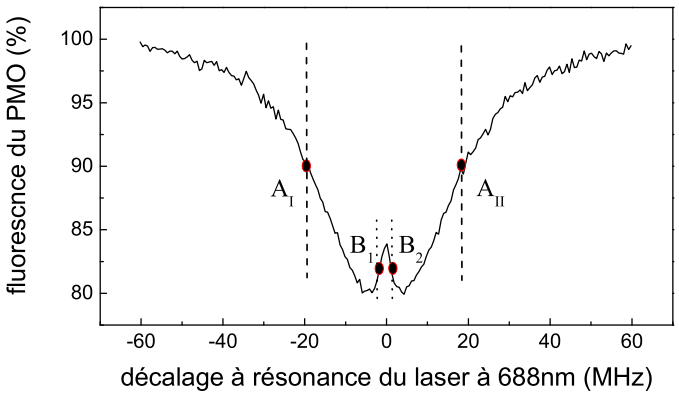


FIG. 5.28 – En modulant la fréquence du laser à 688 nm, les deux lasers sont asservis à résonance. Les mesures de fluorescence aux points A_I et A_{II} permettent d'asservir le laser à 688 nm sur la résonance $^3P_1 -^3 S_1$. Celles aux points B_1 et B_2 servent à asservir le laser à 679 nm sur la transition $^3P_0 -^3 S_1$. Le courbe expérimentale représentée ici a été mesurée sur la transition $^3P_1, F = 9/2 -^3 S_1, F' = 11/2$.

avec une amplitude de modulation de l'ordre du MHz (points B_1 et B_2). On obtient une mesure de la fréquence centrale du pic CPT : ν^n_{CPT}. La différence $\nu^n_{CPT} - \nu^n_{688}$ permet de générer le signal d'erreur utilisé pour asservir le laser à 679 nm à résonance.

L'effet du déplacement lumineux est mis en évidence en mesurant l'écart de structure fine lorsque les lasers sont décalés d'une quantité identique non nulle ($\Delta = \Delta_{679} = \Delta_{688}$). Dans ce cas, le signal d'erreur de l'asservissement numérique est généré à partir de la différence $\nu^n_{CPT} - \nu^n_{688} - \Delta$. Nous avons étudié le déplacement lumineux induit par le laser à 679 nm dont l'intensité est une centaine de fois plus élevée que celle du laser à 688 nm. Les mesures sont représentées sur la figure 5.29. Le décalage de fréquence correspond au déplacement lumineux de l'état $^3P_0$ qui est bien de signe opposé à Δ (éq. 5.43). L'insert de la figure 5.29 montre que lorsque les deux lasers sont asservis à résonance, il n'y a plus d'effet du déplacement lumineux. La dispersion des mesures est compatible avec la barre d'erreur attribuée à la mesure de l'écart de structure fine.

Déplacements de fréquence par effet Zeeman

Comme pour les mesures des transitions $^3P_1 - {}^3S_1$, l'effet limitant l'exactitude de la mesure de l'écart de structure fine est l'effet Zeeman inhomogène

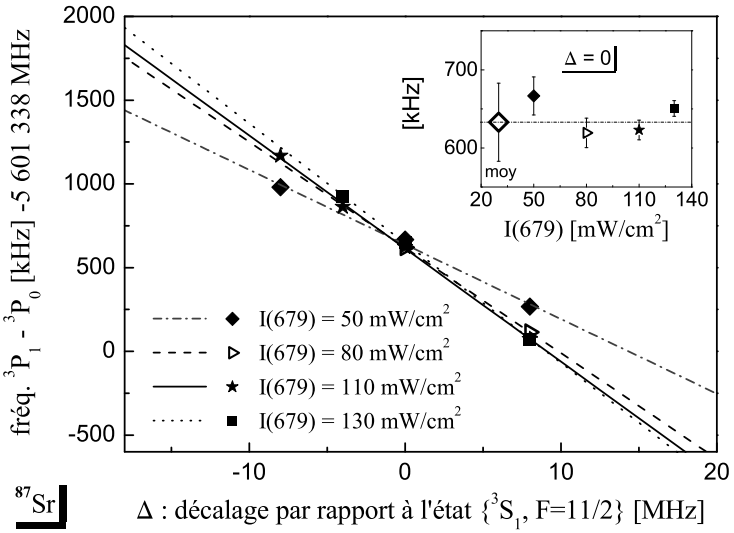


FIG. 5.29 – Mesure de l'écart de structure fine $^3P_0, F = 9/2 - {}^3P_1, F = 9/2$ en fonction du décalage à résonance des lasers par rapport à l'état $\{^3S_1, F = 11/2\}$ pour différentes intensités moyennes du laser à 679 nm. Pour $\Delta \neq 0$, on observe un déplacement lumineux. Insert : fréquence de l'écart de structure fine lorsque les lasers sont à résonance en fonction de l'intensité du laser à 679 nm. Le point noté "moy" symbolise la valeur moyenne des mesures de l'écart de structure fine via l'état $^3S_1$, $F = 11/2$. Les mesures représentées sur ce graphique ont été effectuées avec un faisceau sonde à 688 m d'une intensité moyenne de 1.3 mW/cm^2 et de 0.9 mm de rayon. Le rayon du faisceau à 679 nm est de 1.3 mm.

induit par les bobines de PMO. Pour déterminer la fréquence de l'écart de structure fine on s'est donc placé dans les conditions qui permettent de minimiser cet effet. Pour attribuer une barre d'erreur à la mesure, l'amplitude de l'effet Zeeman a été caractérisée en effectuant des mesures pour différentes valeur de l'intensité des lasers sonde et du gradient de champ magnétique.

Effet de la polarisation des lasers : Les polarisations des deux lasers sont identiques. Sur la figure 5.30 on a représenté les mesures de l'écart de structure fine effectuées avec différentes polarisations. Comme pour les mesures de fréquence de la résonance à 688 nm, on observe des déplacements de fréquences liés à la dépendance en polarisation de l'effet Zeeman. L'étude de cet effet pour la résonance à 688 nm (paragraphe 5.3.4)

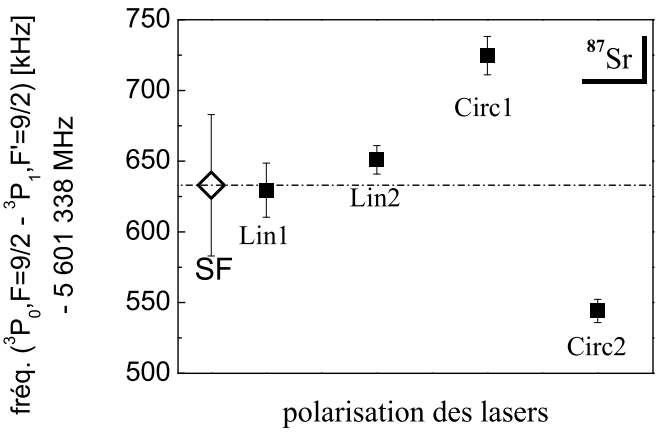


FIG. 5.30 – Effet de la polarisation des lasers sur la fréquence de l'écart de structure fine. Mesures effectuées avec un faisceau laser à 688 nm de 0.9 mm de rayon et d'une intensité moyenne de 1.3 mW/cm^2.

a montré que la polarisation Lin1 est celle qui est la moins sensible à l'effet Zeeman. Pour déterminer la fréquence de l'écart de structure fine, c'est donc cette polarisation qui a été utilisée.

Effet de l'intensité des lasers : En variant l'intensité du laser sonde, on modifie le déplacement de fréquence par effet Zeeman (cf § 5.3.4). Pour une intensité laser à 688 nm de 10 mW/cm^2, on observe un déplacement de fréquence de l'ordre de 100 kHz (fig. 5.31.a). Ce déplacement est environ 6 fois plus faible que pour la résonance $^3P_1, F = 9/2 - {}^3S_1, F' = 11/2$ (fig. 5.19).

En utilisant un faisceau laser à 688 nm de faible intensité, on sélectionne les atomes qui sont dans une zone de faible champ magnétique et on peut utiliser un faisceau à 679 nm intense sans induire de déplacement de fréquence (insert de la figure 5.29).

Effet du gradient de champ magnétique : Avec un laser à 688 nm de faible intensité, l'effet Zeeman sur la fréquence de l'écart de structure fine est trop faible pour pouvoir être observé en variant le gradient de champ magnétique (fig. 5.31.b) alors qu'on a pu mesurer des déplacements de plusieurs centaines de kHz pour la transition $^3P_1, F = 7/2 - {}^3S_1, F' = 9/2$ (fig. 5.18).

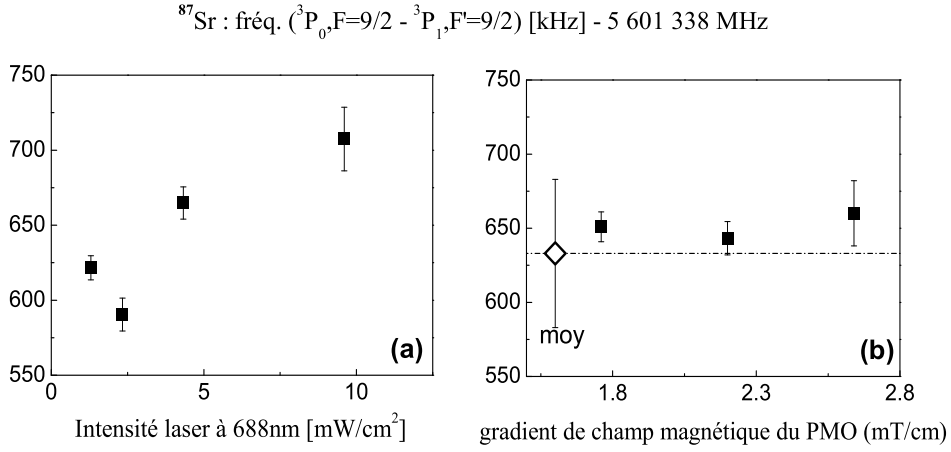


FIG. 5.31 – Déplacement de fréquence en fonction de l'intensité du laser à 688 nm (a). Effet attribué à l'effet Zeeman induit par le gradient de champ magnétique du piège. A faible intensité laser ($I_{688} = 1.3\,\mathrm{mW/cm^2}$), il est trop faible pour être observé en variant ce gradient (b). Mesures effectuées via l'état $^3S_1, F = 11/2$.

Conclusion

Comme attendu compte tenu des faibles facteurs de Landé ($g[^3P_1, F = 9/2]$=2/33 et $g[^3P_0, F = 9/2]$[12] $\simeq -1\ 10^{-4}$), la fréquence de l'écart de structure fine est faiblement sensible à l'effet Zeeman. Cet effet étant environ 6 fois plus faible que pour la transition $^3P_1 - {}^3S_1$, nous avons attribué une incertitude de 50 kHz aux mesures.

Pour déterminer la fréquence de l'écart $^3P_0$, $F = 9/2 - {}^3P_1$, $F = 9/2$, on a effectué des mesures via les trois sous-niveaux hyperfins de l'état $^3S_1$ dans les conditions qui minimisent l'effet Zeeman. Sur la figure 5.32, on a représenté la série de mesures utilisée pour calculer la valeur moyenne via l'état $^3S_1, F = 9/2$ ainsi que les valeurs moyennes pour chaque état hyperfin. La valeur finalement retenue correspond à la moyenne de ces trois valeurs, on obtient :

$$\boxed{\nu\,(^3P_0, F = 9/2 - {}^3P_1, F' = 9/2) = 5\,601\,338\,670\,(50)\,\mathrm{kHz}} \tag{5.55}$$

5.4.4 Bilan des mesures avec le laser à 679 nm

[12] Le facteur de Landé de l'état $^3P_0$ est calculé au paragraphe 6.1.3.

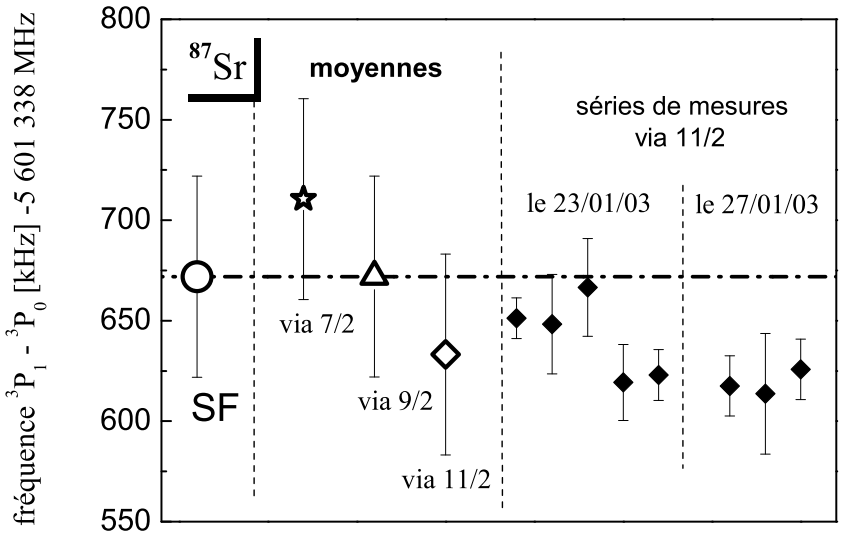


FIG. 5.32 – Fréquence de l'écart de structure fine $^3P_0, F = 9/2 - {}^3P_1, F' = 9/2$ mesurée via les trois états hyperfins du $^3S_1$ (F=7/2, 9/2 ou 11/2) lorsque les deux lasers sont à résonance. Le laser à 688 nm est utilisé en polarisation Lin1, avec un rayon de 0.9 mm et une intensité moyenne comprise entre 0.5 et 1.5 mW/cm^2. Pour chaque mesure via l'état $^3S_1$, F=7/2, la barre d'erreur représente la valeur de l'écart type d'Allan. Pour les moyennes et la valeur finale de l'écart de structure fine (SF), la barre d'erreur correspond à l'incertitude attribuée à l'effet Zeeman.

Fréquences des transitions $^3P_0 - {}^3S_1$

La fréquence de la transition $^3P_0 - {}^3S_1$ a été directement mesurée pour le ^{88}Sr. Pour le ^{87}Sr, on a mesuré la fréquence de l'écart de structure fine $^3P_0, 9/2 - {}^3P_1, 9/2$. Avec les mesures des transitions $^3P_1, 9/2 - {}^3S_1, F'$ (tab 5.4), nous pouvons en déduire la fréquence de toutes les transitions $^3P_0, 9/2 - {}^3S_1, F'$. Les valeurs ainsi obtenues sont rapportées dans le tableau 5.7.

Décalage isotopique de l'état $^3P_0$

Les mesures des transitions $^1S_0 - {}^3P_1$ à 689 nm (tab.5.2) et de l'écart de structure fine (5.46 et 5.55) permettent de calculer le décalage isotopique de

$^3P_0 - {}^3S_1$		fréquence (MHz)	
^{88}Sr	J=0 -J'=1	441 332 751.3 (7)	(a)
^{87}Sr	F=9/2-F'=7/2	441 335 740.42 (35)	(b)
	F=9/2-F'=9/2	441 333 301.37 (35)	(b)
	F=9/2-F'=11/2	441 330 320.27 (35)	(b)

TAB. 5.7 – Fréquences des transitions $^3P_0 - {}^3S_1$. (a) : fréquence mesurée directement. (b) : fréquence calculée à partir des mesures des transitions $^3P_1, 9/2 - {}^3S_1, F'$ et de l'écart de structure fine $^3P_0, 9/2 - {}^3P_1, 9/2$.

l'état $^3P_0$ par rapport à l'état fondamental :

$$\begin{aligned}\Delta_{87,88}[^3P_0] &= \{\nu_{689}(^{87}Sr, 9/2 - 9/2) - \nu_{SF}(^{87}Sr, 9/2 - 9/2)\} \\ &\quad - \{\nu_{689}(^{88}Sr) - \nu_{SF}(^{88}Sr)\}\end{aligned}$$

On obtient :

$$\boxed{\Delta_{87,88}[^3P_0] = -\ 62.9\ (1.3)\ \text{MHz}} \tag{5.56}$$

5.5 Conclusion

Nous avons déterminé la fréquence de toutes les transitions $^1S_0 - {}^3P_1$ (tab. 5.2), $^3P_1 - {}^3S_1$ (tab. 5.4) et $^3P_0 - {}^3S_1$ (tab. 5.7) pour les deux isotopes ^{87}Sr et ^{88}Sr. Les incertitudes de mesure ont été soigneusement estimées. Ces mesures ont permis de calculer les constantes de structure hyperfine de l'état $^3S_1$ et le décalage isotopique des états $^3P_0$, $^3P_1$ et $^3S_1$. Par ailleurs, la structure hyperfine de l'état $^3P_1$ a été retrouvée en excellent accord avec les valeurs des constantes de structure hyperfine de la référence [135].

Pour le ^{88}Sr, nos mesures peuvent être comparées aux valeurs données par Rubbmark *et al* [127] (tab. 5.8). Les auteurs de cette référence estiment l'incertitude de leurs mesures à 0.002 nm ($\simeq$1.2 GHz) mais font remarquer que leurs valeurs sont en accord à 0.0005 nm (300 MHz) avec d'autres mesures [143]. Les valeurs de fréquence calculées à partir de ces données s'avèrent être entachées d'une erreur de plus de 100 MHz.

Toutes ces mesures ont été effectuées dans le but de déterminer l'écart de fréquence entre les niveaux $^1S_0$ et $^3P_0$ de la transition d'horloge du ^{87}Sr. Cet objectif est atteint avec une très bonne résolution puisqu'à partir de la mesure de l'écart de structure fine $^3P_0 - {}^3P_1$ et de la fréquence de la transition

Transition du ^{88}Sr	Rubbmark *et al* λ_{air}(nm) $\Rightarrow$	ν(MHz)	nos mesures ν(MHz)
$^1S_0 - {}^3P_1$	689.2585	434 829 300	434 829 121.30 (2)
$^3P_1 - {}^3S_1$	687.8313	435 731 500	435 731 697.2 (5)
$^3P_0 - {}^3S_1$	679.1022	441 332 600	441 332 751.3 (7)

TAB. 5.8 – Comparaison entre nos mesures de fréquence et les valeurs déduites de Rubbmark *et al* [127].

$^1S_0 - {}^3P_1$, on obtient :

$$\boxed{\text{Pour } ^{87}\text{Sr} : \quad \nu_{indirecte}\,(^1S_0 - {}^3P_0) = 429\,228\,004\,340\ (70)\,\text{kHz}} \tag{5.57}$$

L'incertitude de 70 kHz correspond à la somme quadratique des incertitudes des deux mesures considérées comme indépendantes. Cette mesure indirecte a été une étape décisive pour la détection par excitation directe de la transition d'horloge, décrite au chapitre suivant.

Chapitre 6

La transition d'horloge $^1S_0 - {}^3P_0$ du ^{87}Sr

La transition $^1S_0 - {}^3P_0$ à 698 nm du ^{87}Sr est faiblement permise par couplage hyperfin. Cette résonance possède de nombreux avantages pour la réalisation d'un étalon de fréquence optique. Tout d'abord, sa largeur de raie naturelle est $\Gamma_{698}/2\pi = 1\,\mathrm{mHz}$. Cette valeur a été obtenue selon le calcul détaillé au premier paragraphe de ce chapitre. Les techniques actuelles de stabilisation des laser permettent d'observer des résonances atomiques de quelques Hertz de large [52]. La valeur de Γ_{698} est donc suffisamment faible pour ne pas constituer une limite à la largeur de raie expérimentale. Elle laisse en outre une marge importante en vue d'améliorations futures de la stabilité des lasers d'interrogation. On peut remarquer que ce n'est pas le cas de certaines transitions d'horloge actuellement utilisées comme celle du calcium ($^1S_0 - {}^3P_1$, 400 Hz) ou de l'ion mercure ($^2S_{1/2} - {}^2P_{1/2}$, 2 Hz). Par ailleurs, la transition à 698 nm du ^{87}Sr est suffisamment large pour qu'il ne soit pas nécessaire d'utiliser de fortes intensités laser. Ainsi, nous montrerons que les déplacements lumineux de la transition d'horloge induits par le laser d'interrogation ne devraient pas constituer une limite à l'exactitude de l'horloge. Il peut en être différemment pour une transition extrêmement interdite, comme par exemple la transition octupolaire électrique de l'ion Yb^+, dont la durée de vie de l'état excité est estimée à 10 ans [46].

Cette transition à 698 nm possède d'autres avantages métrologiques. S'agissant d'une transition $J = 0 - J' = 0$, elles est très faiblement sensible aux déplacements de fréquence par effet Zeeman. Elle permet de plus de s'affranchir des collisions dans l'onde s car le ^{87}Sr est un fermion. Mais le principal avantage de cette transition est qu'elle offre la possibilité de réaliser un nouveau type d'horloges. En effet, selon un principe proposé par H. Katori en septembre 2001 [64], il est possible de piéger les atomes de ^{87}Sr dans un ré-

seau optique en déplaçant très peu la fréquence de la transition $^1S_0 - {}^3P_0$. Une horloge fonctionnant avec ces atomes piégés réunirait les avantages des horloges à atomes neutres et des horloges à ions. Dans le dernier paragraphe de ce chapitre nous détaillerons le principe de fonctionnement de cette horloge et nous montrerons que les perspectives pour la stabilité et l'exactitude sont très prometteuses.

Le premier paragraphe de ce chapitre rapporte les calculs de la durée de vie et du facteur de Landé de l'état $^3P_0$. Le deuxième paragraphe est consacré à la technique mise en oeuvre pour observer directement la transition d'horloge du ^{87}Sr.

6.1 Durée de vie et facteur de Landé de l'état $^3P_0$

Le spin nucléaire du ^{88}Sr étant nul, l'état $^3P_0$ est pur et la transition $^1S_0 - {}^3P_0$ est interdite à tous les ordres. Pour le ^{87}Sr qui possède un spin nucléaire I=9/2, l'hamiltonien de structure hyperfine couple le niveau $^3P_0$ aux niveaux $^1P_1$ et $^3P_1$ (fig. 6.1). La transition $^1S_0 - {}^3P_0$ est alors faiblement permise par couplage dipolaire électrique. Pour calculer la durée de vie de l'état $^3P_0$, nous avons utilisé l'approche théorique développée par R. H. Garstang [144] et reprise par Mlle M. C. Bigeon [67].

6.1.1 Couplage hyperfin avec les états $^1P_1$ et $^3P_1$

Pour déterminer le couplage de l'état $^3P_0$ avec les niveaux $^1P_1$ et $^3P_1$, il faut calculer les états propres de l'hamiltonien composé des termes d'interaction spin-orbite et de structure hyperfine.

Dans un premier temps, on détermine les états propres $|^1P_1'\rangle$ et $|^3P_1'\rangle$ de l'hamiltonien de structure fine. Dans la configuration $5s\,5p$ l'interaction spin-orbite est intermédiaire entre le cas d'un couplage $L.S$ et d'un couplage $j.j$. Les coefficients de mélange dans les bases $\{L.S\}$ et $\{j.j\}$ sont définis par :

$$|^3P_1'\rangle = \alpha\,|^3P_1\rangle + \beta\,|^1P_1\rangle = c_1\,|\frac{1}{2},\frac{3}{2},1\rangle + c_2\,|\frac{1}{2},\frac{1}{2},1\rangle \tag{6.1}$$

$$|^1P_1'\rangle = -\beta\,|^3P_1\rangle + \alpha\,|^1P_1\rangle = c_2\,|\frac{1}{2},\frac{3}{2},1\rangle - c_1\,|\frac{1}{2},\frac{1}{2},1\rangle \tag{6.2}$$

Les coefficients α et β sont calculés à partir des durées de vie des états $^1P_1'$ et $^3P_1'$ mesurées expérimentalement : $\tau(^1P_1') = 5.0 \pm 0.15\,\text{ns}$ [145] et

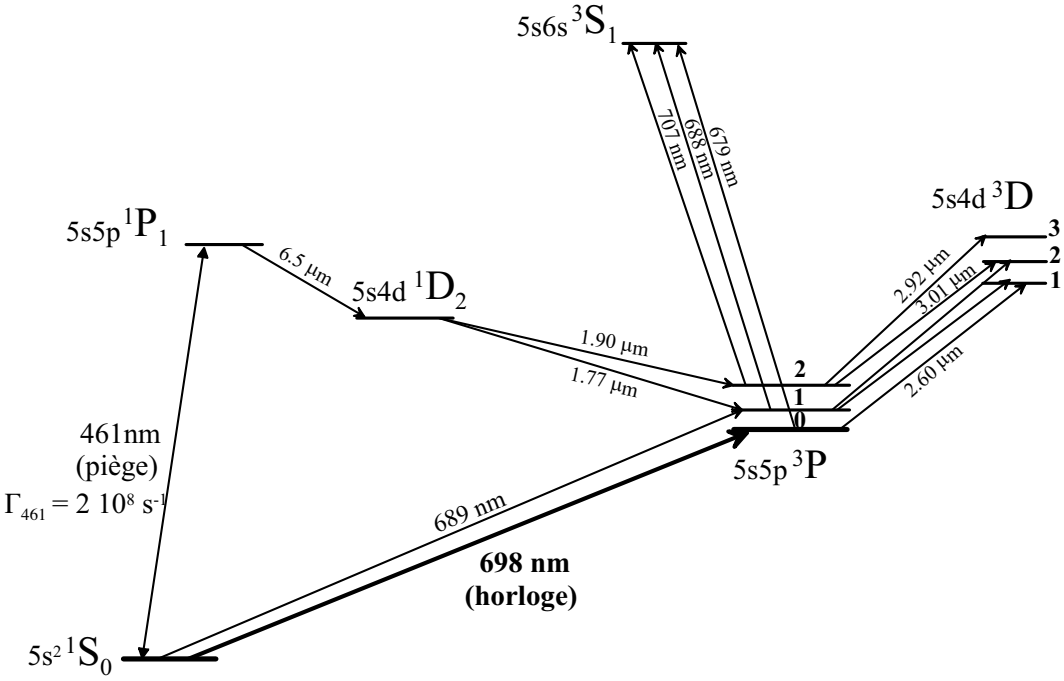


FIG. 6.1 – Niveaux atomiques du strontium.

$\tau(^3P_1') = 21.3 \pm 0.5\,\mu$s [146]. On utilise pour cela la relation [91] :

$$\frac{1}{\tau(^jP_1)'} = \frac{8\pi^2\,e^2}{3\,\varepsilon_0\,\hbar\,\lambda_j^3}\,|\langle^1S_0|\mathbf{r}|^jP_1'\rangle|^2 \tag{6.3}$$

avec j =1 ou 3 selon l'état considéré. Les constantes fondamentales sont données dans l'annexe A.1. On a noté $\mathbf{r}$ l'opérateur position. Les longueurs d'onde des transitions $^1S_0 - {}^1P_1'$ et $^1S_0 - {}^3P_1'$ sont respectivement : λ_1=460.73 nm et λ_3= 689.25 nm. En substituant $|^jP_1'\rangle$ par les relations (6.1) et (6.2), et en utilisant la règle de sélection $\Delta S = 0$ pour un couplage $\{L.S\}$, il vient :

$$\frac{1}{\tau(^3P_1')} = \frac{8\pi^2\,e^2}{3\,\varepsilon_0\,\hbar\,\lambda_3^3}\,\beta^2\,|\langle^1S_0|\mathbf{r}|^1P_1\rangle|^2 \tag{6.4}$$

$$\frac{1}{\tau(^1P_1')} = \frac{8\pi^2\,e^2}{3\,\varepsilon_0\,\hbar\,\lambda_1^3}\,\alpha^2\,|\langle^1S_0|\mathbf{r}|^1P_1\rangle|^2 \tag{6.5}$$

On en déduit :

$$\frac{\tau(^1P_1')}{\tau(^3P_1')} = \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_3}\right)^3 \times \frac{\beta^2}{\alpha^2} \tag{6.6}$$

Avec la condition de normalisation $\alpha^2 + \beta^2 = 1$, on obtient finalement :

$$\alpha = 0.99961\ (2) \tag{6.7}$$
$$\beta = -0.0280\ (7) \tag{6.8}$$

Ce raisonnement ne donne pas les signes des coefficients qui ont été déterminés par ailleurs [106, 67].

Les coefficients c_1 et c_2 sont directement reliés aux coefficients α et β. Avec les relations de la référence [147], on obtient : c_1= 0.5546 (6) et c_2=0.8324 (5).

L'état $^3P_0$ est couplé aux états $|^1P_1'\rangle$ et $|^3P_1'\rangle$ par l'hamiltonien de structure hyperfine. L'état perturbé s'écrit :

$$|^3P_0''\rangle = |^3P_0\rangle + \alpha_0\,|^3P_1'\rangle + \beta_0\,|^1P_1'\rangle \tag{6.9}$$

Ici, seules les composantes hyperfines $F = 9/2$ des états $^3P_1'$ et $^1P_1'$ contribuent au couplage car l'hamiltonien est diagonal par rapport à F. Les coefficients de mélange sont donnés par [67, 148] :

$$\alpha_0 = \frac{\sqrt{I(I+1)}}{E(^3P_0) - E(^3P_1')}\left[\frac{c_2}{2}(a_S - a_{1/2}) - \frac{5\sqrt{2}}{16}\,\xi\,c_1\,a_{3/2}\right] \tag{6.10}$$
$$\beta_0 = \frac{\sqrt{I(I+1)}}{E(^3P_0) - E(^1P_1')}\left[\frac{c_1}{2}(a_{1/2} - a_S) - \frac{5\sqrt{2}}{16}\,\xi\,c_2\,a_{3/2}\right] \tag{6.11}$$

où on a introduit les écarts entre les niveaux d'énergies :

$$\left[E(^3P_0) - E(^3P_1')\right]/h = -\,5.601\,\mathrm{THz}$$
$$\left[E(^3P_0) - E(^1P_1')\right]/h = -\,221.3\,\mathrm{THz}$$

Les coefficients a_i et ξ sont des coefficients d'interaction entre le spin nucléaire et les électrons. Ils sont reliés aux constantes de structures hyperfines selon les relations suivantes [144, 67] :

$$A(^1P_1) = \left(\frac{c_1^2}{2} - \frac{c_2^2}{4}\right)a_s + \frac{5}{4}\,c_2^2\,a_{3/2} + \frac{1}{2}\,c_1^2\,a_{1/2} + \frac{5\sqrt{2}}{16}\,c_1\,c_2\,\xi\,a_{3/2} \tag{6.12}$$
$$A(^3P_1) = \left(\frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{4}\right)a_s + \frac{5}{4}\,c_1^2\,a_{3/2} + \frac{1}{2}\,c_2^2\,a_{1/2} - \frac{5\sqrt{2}}{16}\,c_1\,c_2\,\xi\,a_{3/2} \tag{6.13}$$

Ces constantes ont été mesurées indépendamment : $A(^1P_1)$= - 3.4(4) MHz [106] et $A(^3P_1)$= - 260.084(2) MHz [135]. Dans la référence [106], on trouve : ξ =1.018,

$a_{1/2}$ [MHz]	α_0	β_0	$\tau(^3P_0)$ [s]	$g(^3P_0)$
-142.0$^{(1)}$	2.255×10^{-4}	-4.105×10^{-6}	163	-5.84×10^{-5}
-131.3$^{(2)}$	2.294×10^{-4}	-4.171×10^{-6}	158	-5.71×10^{-5}

TAB. 6.1 – Calcul de la durée de vie et du facteur de Landé de l'état $^3P_0$. Les valeurs (1) et (2) du coefficient $a_{1/2}$ ont été calculées respectivement avec les équations (6.12) et (6.13).

a_S= - 767 MHz et $a_{3/2}$= - 24.8 MHz. La dernière constante $a_{1/2}$ peut alors être calculée en utilisant la relation (6.12) ou (6.13) au choix. Même si $A(^3P_1)$ est donnée avec une meilleure précision que $A(^1P_1)$, les calculs ont été menés en utilisant chacune des deux relations pour tester la fiabilité des résultats. Dans le tableau 6.1 sont indiquées les valeurs obtenues.

Les coefficients de couplage α_0 et β_0 de l'état $|^3P_0''\rangle$ peuvent maintenant être calculés selon les équations (6.10) et (6.11). Les résultats sont rapportés dans le même tableau.

6.1.2 Calcul de la durée de vie

La durée de vie de l'état $^3P_0$ est donnée par :

$$\begin{aligned}\frac{1}{\tau(^3P_0)} &= \frac{8\pi^2\,e^2}{3\,\varepsilon_0\,\hbar\,\lambda_0^3}\,|\langle^1S_0|\mathbf{r}|^3P_0''\rangle|^2 \\ &= \frac{8\pi^2\,e^2}{3\,\varepsilon_0\,\hbar\,\lambda_0^3}\,(\alpha_0\beta+\beta_0\alpha)^2\,|\langle^1S_0|\mathbf{r}|^1P_1\rangle|^2 \qquad (6.14)\end{aligned}$$

$\lambda_0 = 698.44\,\text{nm}$ est la longueur d'onde de la transition $^1S_0 - {}^3P_0$. En utilisant l'équation (6.5), on peut calculer $\tau(^3P_0)$ en fonction de $\tau(^1P_1)$ et des coefficients de couplage calculés précédemment :

$$\tau(^3P_0) = \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_1}\right)^3 \frac{\alpha^2}{(\alpha_0\beta+\beta_0\alpha)^2} \times \tau(^1P_1) \qquad (6.15)$$

Pour les deux couples de valeurs $\{\alpha_0, \beta_0\}$ du tableau 6.1, on obtient 163 s et 158 s. On peut aussi calculer $\tau(^3P_0)$ par comparaison avec la durée de vie $\tau(^3P_1)$. Les résultats sont en accord avec les précédents à mieux que 0.2 s. On retiendra donc :

$$\boxed{\tau(^3P_0) \simeq 160\,\text{s}} \qquad (6.16)$$

Les incertitudes de mesures des durées de vies et des constantes de structures hyperfines introduisent une incertitude d'environ 10% sur la valeur de

$\tau(^3P_0)$. Il est par contre difficile d'estimer les approximations théoriques utilisées par exemple pour le calcul du facteur ξ qui est un terme de correction relativiste. On peut cependant mentionner que pour l'ion In^+, la durée de vie de l'état $^3P_0$ a été mesurée et comparée à la valeur obtenue selon la méthode exposée ci-dessus [47]. Le résultat théorique est égal à 0.20 s, avec une incertitude de ± 0.03 s attribuée aux données expérimentales (soit 15%). Cette valeur est en parfait accord avec la durée de vie mesurée : 0.195 (8) s. Par analogie, on peut alors attribuer une bonne confiance à notre calcul. De plus, la durée de vie $\tau(^3P_0)$ du ^{87}Sr a aussi été calculée par V. G. Pal'chikov en utilisant les mêmes constantes de structures hyperfines, mais avec une approche théorique différente. Il a obtenu 183 s [149] en accord raisonnable avec notre résultat.

Mentionnons finalement qu'à température ambiante, $\tau(^3P_0)$ peut être limitée par le rayonnement du corps noir. Récemment, H. Katori *et al* ont mesuré une durée de vie de l'état métastable $^3P_2$ de 100 s [150] au lieu des 1 020 s attendues théoriquement [151]. Les auteurs ont démontré que la valeur mesurée est limitée par le rayonnement du corps noir à 300 K qui couple les états du triplet 5s5p ^3P au triplet 5s4d ^3D (transitions à environ 3 μm, fig 6.1). Cet effet pourrait aussi modifier sensiblement la durée de vie de l'état $^3P_0$.

Facteur de qualité

Le facteur de qualité atomique Q est défini comme le rapport entre la fréquence de la transition et la largeur à mi-hauteur du signal de résonance. C'est un des paramètres les plus importants pour caractériser une horloge.

La largeur de raie de la transition $^1S_0 - {}^3P_0$ correspondant à la durée de vie de 160 s est : $\Gamma_{698}/2\pi \simeq 1$ mHz. Le facteur de qualité ultime est alors d'environ 5×10^{17}. Cette valeur très élevée constitue un des attraits majeurs de l'utilisation de cette transition fortement interdite pour réaliser un étalon de fréquence. En comparaison, les meilleures horloges micro-onde, les fontaines atomiques, possèdent un facteur de qualité expérimental de 10^{10} [19]. Cependant, en pratique Q n'est généralement pas restreint par la durée de vie de l'état $^3P_0$, mais par la durée d'interrogation des atomes ou par des limites techniques comme le bruit de l'oscillateur local. Actuellement, c'est l'horloge à ion Hg^+ au NIST qui possède le facteur de qualité expérimental le plus élevé, 1.6×10^{14} [52].

6.1.3 Calcul du facteur de Landé

L'état $^3P_0$ étant contaminé par les états $^1P_1$ et $^3P_1$, son facteur de Landé $g(^3P_0)$ est différent de celui de l'état fondamental $g(^1S_0)$. Au premier ordre par rapport aux coefficients α_0 et β_0, on a [47] :

$$g(^3P_0) = g(^1S_0) + \sqrt{\frac{8}{3I(I+1)}}\,(\alpha_0\alpha - \beta_0\beta) \tag{6.17}$$

Connaissant la valeur du rapport gyromagnétique du ^{87}Sr ($\gamma = -1.1639376 \times 10^7$ rad T^{-1}s^{-1} [152]), on peut calculer $g(^1S_0)$:

$$g(^1S_0) = \frac{\gamma\,\hbar}{\mu_B} = -\,1.323 \times 10^{-4} \tag{6.18}$$

Avec les coefficients de mélange calculés au paragraphe précédent, il vient (tab. 6.1) :

$$\boxed{g(^3P_0) \simeq -\,6 \times 10^{-5}} \tag{6.19}$$

La différence entre les facteurs de Landé des états $^1S_0$ et $^3P_0$ est importante pour le fonctionnement de l'horloge. Elle implique qu'il existe un déplacement de fréquence par effet Zeeman du premier ordre de la transition $^1S_0 - {}^3P_0$ quelque soit la polarisation du laser d'interrogation. Cependant, cet effet est minime en raison de la très faible valeur des facteurs de Landé (les deux états ne possèdent pas de spin électronique). En polarisation π, pour les transitions $^1S_0, m_F = \pm\frac{1}{2} - {}^3P_0, m_F = \pm\frac{1}{2}$, la dépendance en champ magnétique est de l'ordre de 500 Hz/mT. Avec un contrôle du champ magnétique au niveau de la dizaine de picoTesla comme ce qui est fait dans les fontaines atomiques, l'incertitude de fréquence relative serait alors de l'ordre de 10^{-21}. Mais nous montrerons dans la dernière section de ce chapitre, qu'un tel contrôle du champ magnétique n'est pas nécessaire pour rejeter cet effet. Il suffit d'utiliser une méthode d'interrogation adéquate.

6.2 Excitation directe de la transition

Pour détecter la résonance $^1S_0 - {}^3P_0$ du ^{87}Sr, le principe consiste à introduire des pertes dans le piège magnéto-optique en transférant des atomes vers l'état métastable $^3P_0$. Les mesures de fréquence du chapitre précédent ont permis de déterminer la fréquence de la transition $^1S_0 - {}^3P_0$ avec une incertitude de 70 kHz. En raison de la température des atomes dans le piège, l'élargissement de la transition par effet Doppler est de l'ordre du MHz. Il reste

donc à mettre en oeuvre une technique permettant d'accumuler les atomes dans l'état $^3P_0$ pour induire une baisse significative du nombre d'atomes dans le PMO.

6.2.1 Montage expérimental

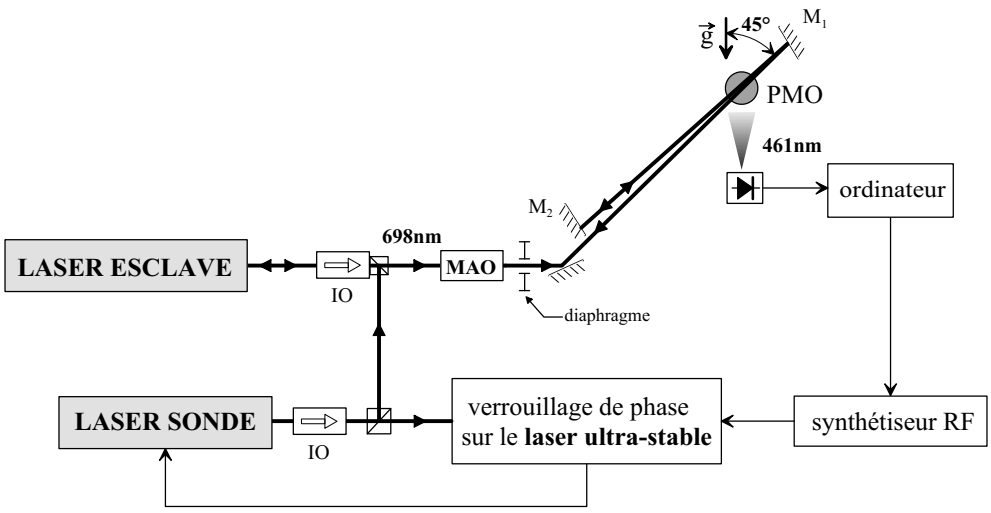


FIG. 6.2 – Schéma expérimental utilisé pour détecter la transition $^1S_0 - {}^3P_0$ à 698 nm. Les pertes introduites dans le PMO sont mesurées avec la fluorescence induite par les faisceaux du piège à 461 nm. Le faisceau sonde passe quatre fois dans le PMO en formant un angle de 45° avec la verticale.

Le montage expérimental utilisé pour sonder les atomes correspond à celui utilisé pour la mesure de fréquence de la transition $^3P_1 - {}^3S_1$ à 688 nm (chapitre 5, § 5.3.1). En augmentant la température de fonctionnement des diodes laser, le même jeu de laser {laser sonde, laser ultra-stable} a pu être utilisé. Le laser sonde injecte la diode esclave dont le faisceau est envoyé sur les atomes du PMO (fig. 6.2). En désalignant de quelques milliradians le miroir M_1 utilisé pour rétro-réfléchir le faisceau, et en rajoutant le miroir M_2, le faisceau traverse quatre fois le piège et les atomes sont interrogés en configuration d'onde stationnaire. Un modulateur acousto-optique a été rajouté afin de pouvoir éteindre rapidement le faisceau sonde (temps de coupure $< 1\,\mu$s).

6.2.2 Introduire des pertes significatives dans le PMO

La transition $^1S_0 - {}^3P_0$ étant fortement interdite, il est difficile d'exciter une fraction significative d'atomes piégés vers l'état $^3P_0$. La largeur de raie

naturelle de la résonance ($\Gamma_{698}/2\pi \simeq 1\,\mathrm{mHz}$) est élargie par saturation selon la relation :

$$\Gamma'_{698} = \Gamma_{698}\sqrt{1+\frac{I}{I_{sat}}} \simeq \Gamma_{698}\sqrt{\frac{I}{I_{sat}}} \tag{6.20}$$

où I est l'intensité du faisceau laser à 698 nm et I_{sat} l'intensité de saturation ($0.4\,\mathrm{pW/cm^2}$). La fraction d'atomes excités peut être évaluée en calculant le rapport entre Γ'_{698} et la largeur du profil Doppler des atomes piégés, de l'ordre du MHz. Pour exciter par exemple 10% des atomes piégés, il faudrait élargir la résonance par un facteur 10^8. Pour cela, l'intensité laser requise est égale à $4\times10^3\,\mathrm{W/cm^2}$. Compte tenu de la dimension de la boule d'atomes piégés, il faudrait utiliser une puissance laser supérieure à 100 W ! Expérimentalement, on dispose d'un faisceau laser ayant une puissance de 14 mW, envoyé quatre fois sur les atomes piégés. La rayon du faisceau à $1/e^2$ est de 1.3 mm. En considérant l'intensité moyenne sur la taille du piège (éq. 5.29), il vient : $\Gamma'_{698}/2\pi = 1.8\,\mathrm{kHz}$. Seule une fraction d'atomes de l'ordre du millième du nombre d'atomes piégés peut alors être excitée vers l'état $^3P_0$ avec un laser ayant une fréquence proche de la résonance atomique. Détecter un faible nombre d'atomes situés dans le niveau $^3P_0$ est une tâche difficile car il n'y a pas de transition cyclante à partir de cet état. Le principe retenu consiste à mesurer les pertes induites dans le PMO à partir de la fluorescence des atomes piégés à 461 nm.

Par ailleurs, la fraction d'atomes transférés vers le $^3P_0$ peut être augmentée en tirant profit de la dynamique du piège. Compte tenu des paramètres expérimentaux, la durée d'une impulsion[1] π est d'environ 0.5 ms. Or, la durée de vie des atomes dans le piège est environ 100 fois plus grande. Il est donc théoriquement possible d'augmenter les pertes d'un facteur 100 en accumulant des atomes dans l'état $^3P_0$. Mais pour cela, deux conditions doivent être réunies. Premièrement, le taux de transfert vers l'état excité doit rester constant. Ce n'est pas le cas à priori car l'excitation laser à 698 nm crée un trou dans le profil de distribution de vitesse de l'état fondamental. Deuxièmement, les atomes transférés vers le $^3P_0$ doivent être définitivement perdus pour le piège. S'ils restent résonants avec la fréquence du laser à 698 nm ils retomberont dans l'état fondamental par émission stimulée. Pour remplir ces conditions, plusieurs méthodes sont envisageables. Par exemple, les faisceaux du PMO pourraient être utilisés pour thermaliser la distribution de vitesse dans le niveau fondamental. Par ailleurs, un laser résonant avec la transition $^3P_0 - {}^3S_1$ permettrait de pomper optiquement des atomes du $^3P_0$ vers le niveau métastable $^3P_2$ (cf fig. 6.1). Cette méthode a été récemment utilisée par

[1] La durée t d'une impulsion π correspond au temps nécessaire pour faire une demi-oscillation de Rabi à la pulsation Ω : $\Omega t = \pi$.

H. Katori [68]. On peut néanmoins remarquer, que tous les atomes excités vers l'état $^3P_0$ ne sont pas perdus : environ 3/8 retombent dans l'état $^3P_1$ à partir duquel ils se désexcitent vers le niveau fondamental et retrouvent le processus de capture. Une autre technique permet de remplir les deux conditions simultanément, elle consiste à balayer la fréquence du laser. Cette méthode est réalisable à condition de parfaitement maîtriser la rampe de fréquence du laser pour ne pas introduire d'erreur sur la mesure de fréquence de la résonance. Elle n'a pas été utilisée car dans nos conditions expérimentales, il suffit de tirer profit du décalage de fréquence par effet Doppler dû à l'accélération des atomes par la gravité. L'expérience se déroule de manière séquentielle : les atomes sont interrogés après avoir coupés les faisceaux bleus du PMO et du ralentisseur Zeeman. Ils sont alors en chute libre. Compte tenu de l'angle de 45° entre le faisceau sonde et la verticale, le décalage de fréquence induit par la gravité est de 10 kHz/ms, dix fois supérieur à la pulsation de Rabi. Nous allons montrer qu'il permet d'une part d'amener en permanence des atomes de l'état fondamental à résonance avec la fréquence du laser, ce qui assure un taux d'excitation constant. D'autre part, les atomes qui atteignent l'état $^3P_0$ sont décalés hors de résonance et ils sont alors effectivement perdus pour le piège.

L'utilisation séquentielle des lasers possède par ailleurs deux avantages. Les lasers bleus utilisés pendant la phase d'interrogation induiraient un déplacement lumineux sur l'état $^1S_0$, et donc sur la fréquence de la transition $^1S_0 - {}^3P_0$. De plus, les faisceaux à 461 nm confèrent une instabilité à l'état fondamental qui élargit la transition d'horloge. Le décalage de fréquence induit par la gravité n'est alors plus suffisant pour amener tous les atomes de l'état excité hors de résonance. Expérimentalement, on observe effectivement une perte de 30% sur le contraste de la résonance lorsque tous les faisceaux sont utilisés en continus.

Estimation des pertes introduites par le laser sonde

Les atomes interagissent avec deux paires de faisceaux contra-propageants dont les directions forment un angle d'environ 5 mrad. Chaque faisceau possède une puissance de 14 mW. Pour estimer quantitativement les pertes introduites dans le piège, on se ramène au cas simple où l'atome est soumis à deux faisceaux laser contra-propageants avec une puissance de 28 mW dans chaque faisceau. La pulsation de Rabi correspondante est $\Omega/2\pi = 920$ Hz (faisceau de 1.3 mm de rayon). Pour calculer les pertes dans le PMO, il faut d'abord déterminer la fonction de probabilité de transition d'un atome ayant une vitesse initiale donnée. Puis cette fonction sera intégrée sur la distribution de vitesse des atomes dans le PMO.

L'interrogation des atomes avec le laser à 698 nm étant effectuée après avoir coupés les faisceaux bleus, la probabilité de transition est calculée dans le cadre d'un système à deux niveaux. Par ailleurs, l'émission spontanée est négligeable. Dans un premier temps, on étudie séparément l'interaction de chaque faisceau laser avec les atomes. Elle est décrite par les équations de Bloch optique qui peuvent se mettre sous la forme [14] :

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}\, a_1(t)}{\mathrm{dt}} &= -\,\Delta(t) \times a_2(t) \\ \frac{\mathrm{d}\, a_2(t)}{\mathrm{dt}} &= \Delta(t) \times a_1(t) \\ \frac{\mathrm{d}\, a_3(t)}{\mathrm{dt}} &= -\Omega \times a_2(t) \end{aligned} \tag{6.21}$$

La probabilité de transition est alors donnée par :

$$P(t) = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{a_3(t)}{a_3(0)}\right) \tag{6.22}$$

Les fonctions a_i sont reliées aux populations des états $^1S_0$ et $^3P_0$, respectivement ρ_S et ρ_P, et à la cohérence ρ_{PS} selon les relations suivantes :

$$a_3(t) = \rho_P(t) - \rho_S(t) \tag{6.23}$$

$$\rho_{PS} = \frac{1}{2}[a_1(t) + i\, a_2(t)]\; e^{-i\,\omega\, t} \tag{6.24}$$

$\Delta(t)$ est défini par :

$$\Delta(t, v) = \delta + k.v(t) \tag{6.25}$$

$$\text{avec :} \quad \delta = \omega - \omega_0 \tag{6.26}$$

δ est le désaccord à résonance du laser, égal à la différence entre ω la fréquence du laser et ω_0 la fréquence propre de la transition $^1S_0 - {}^3P_0$. On a noté k le vecteur d'onde du laser et $v(t)$ la vitesse de l'atome à l'instant t.

• **Désaccord constant :** Nous allons d'abord calculer la probabilité de transition en fonction du temps sans tenir compte de l'accélération des atomes par la gravité. Le désaccord à résonance est alors indépendant du temps et les équations de Bloch (6.21) ont des solutions analytiques. On peut en déduire la probabilité de transition pour un atome ayant une vitesse v_0 :

$$P(t, v_0) = \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \Delta^2(v_0)}\; \sin^2\left(\frac{1}{2}\sqrt{\Omega^2 + \Delta^2(v_0)}\; t\right) \tag{6.27}$$

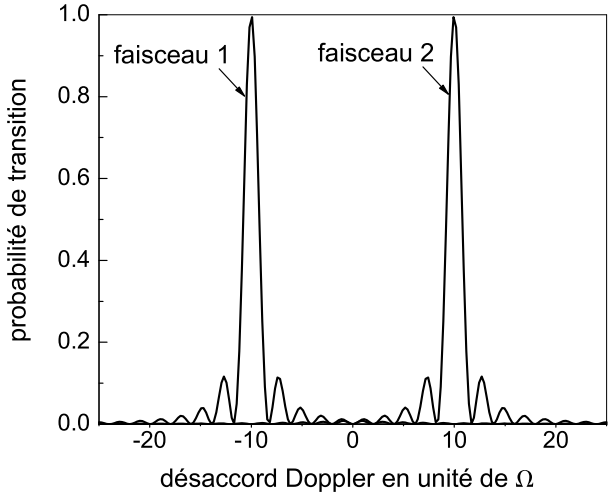


FIG. 6.3 – Probabilité de transition dans chaque faisceau laser contra-propageant tracée en fonction du désaccord Doppler $k.v_0$ en unité de pulsation de Rabi Ω. Cas d'une vitesse constante lors de l'interrogation avec le laser à 698 nm. Courbes tracées pour une impulsion π et un désaccord laser $\delta = 10\,\Omega$.

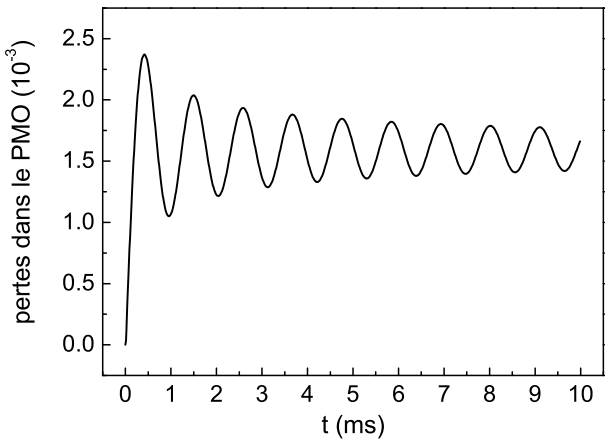


FIG. 6.4 – Pertes dans le piège magnéto-optique calculées en négligeant l'accélération par la gravité. La durée d'une impulsion π est de 0.5 ms ($\Omega/2\pi = 920$ Hz).

La dépendance temporelle de cette fonction correspond aux oscillations de Rabi, avec une amplitude qui dépend du désaccord $\Delta(v_0)$. Sur la figure 6.3 est tracée cette probabilité en fonction du désaccord Doppler $k.v_0$, pour une impulsion π avec un désaccord laser $\delta = 10\,\Omega$. On a représenté les probabilités pour les 2 faisceaux contra-propageants afin de montrer qu'ils interagissent avec des classes de vitesses distinctes. Les pertes introduites dans le piège sont alors égales au double de celles induites par un seul faisceau. Ce n'est plus vrai pour $\delta < 10\,\Omega \simeq 10\,\text{kHz}$. Cependant, compte tenu de la largeur du profil Doppler ($\simeq$1 MHz), on négligera les interactions entre les deux faisceaux. Un modèle qui prendrait en compte ces interactions serait beaucoup plus lourd. Il faudrait par exemple quantifier les degrés de libertés externes pour prendre en compte l'effet du recul [153]. On peut par ailleurs souligner que ces interactions sont responsables de l'existence d'une structure sub-Doppler qui n'a pas été résolue expérimentalement.

Pour calculer les pertes introduites dans le PMO par le laser à 698 nm, il faut intégrer $P(t, v_0)$ sur la distribution de vitesse dans le piège et multiplier le résultat par 2 pour tenir compte de la présence des deux faisceaux. La figure 6.4 représente les valeurs obtenues en fonction du temps d'interrogation. Les pertes oscillent au tour de 1.6×10^{-3} en valeur relative, proche du rapport entre la largeur de raie élargie par saturation (éq. 6.20) et la largeur Doppler de la transition dans le PMO (1.4 MHz).

• **Désaccord dépendant du temps : accélération par la gravité.** L'accélération des atomes par la gravité introduit une dépendance temporelle du décalage de fréquence. Les faisceaux laser formant un angle de 45° par rapport à la verticale, ce décalage s'écrit :

$$\Delta(t, v_0) = \Delta_0(v_0) + \varepsilon\alpha\, t \tag{6.28}$$

$$\text{avec :} \quad \Delta_0(v_0) = \omega - \omega_0 + \varepsilon\frac{1}{\sqrt{2}}\, k\, v_0 \tag{6.29}$$

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}}\, k\, g \simeq 2\pi \times 10\,\text{kHz/ms}. \tag{6.30}$$

$\varepsilon = \pm 1$ selon le faisceau laser considéré. La probabilité de transition d'un atome est calculée en résolvant numériquement les équations de Bloch (6.21). Sur la figure 6.5 sont tracés les résultats obtenus pour différentes valeurs de $\Delta_0(v_0)$, avec ε=-1. Lorsque les atomes initialement décalés vers le bleu sont amenés à résonance sous l'effet de la gravité, la probabilité de transition augmente rapidement puis oscille au tour d'une valeur limite. Cette limite vaut par exemple 57% pour $\Delta_0(v_0) = 7\,\Omega$. Sur la même figure, on a tracé les oscillations de Rabi (éq. 6.27) pour chaque valeur de $\Delta_0(v_0)$. On peut constater

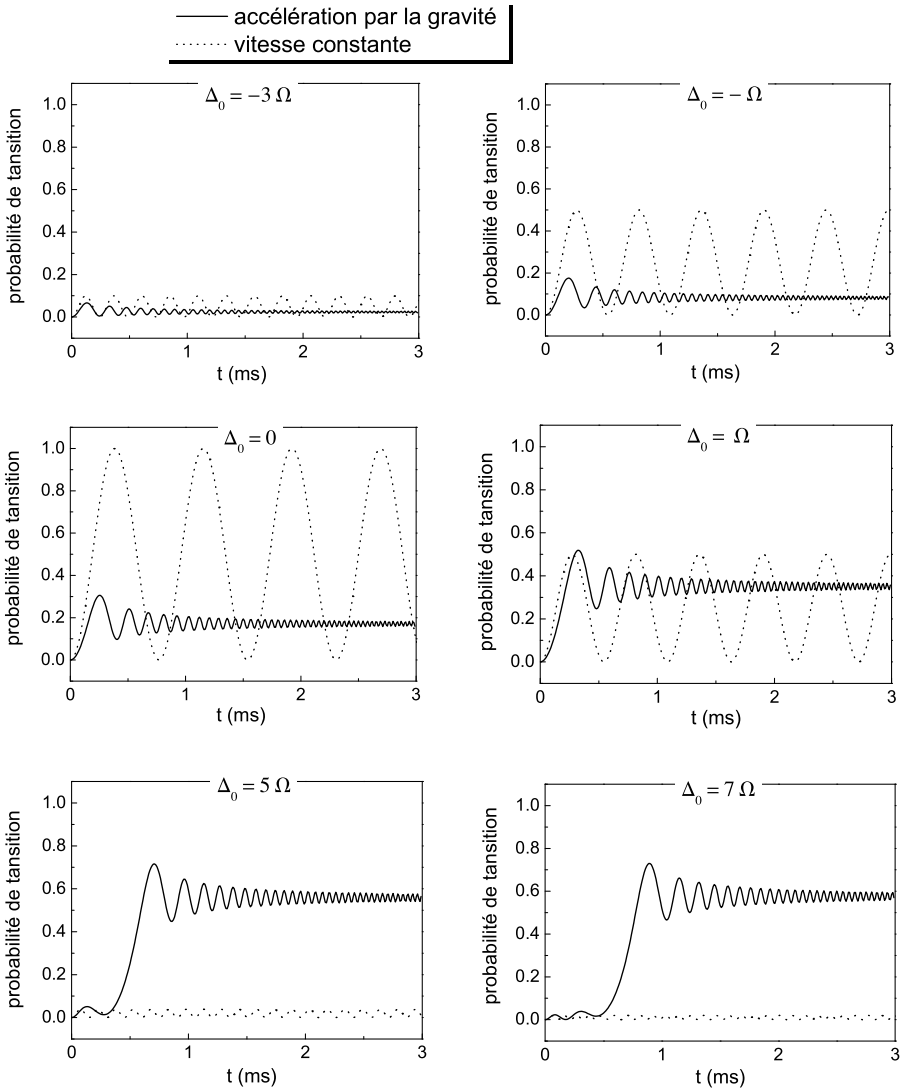


FIG. 6.5 – Probabilité de transition en fonction du temps d'interaction pour un décalage à résonance Δ_0 à l'instant $t = 0$ ($\Omega/2\pi = 920\,\mathrm{Hz}$). Traits pleins : atome soumis à l'accélération par la gravité. Pointillés : atome gardant une vitesse constante.

que dès que le temps d'interrogation est supérieur à 0.5 ms, l'accélération des atomes par la gravité permet d'obtenir des probabilités de transition significatives pour une classe de vitesses beaucoup plus grande que dans le cas d'un désaccord constant.

L'allure de la probabilité de transfert d'un atome initialement décalé vers le bleu de la résonance peut s'expliquer en considérant la condition de transfert adiabatique qui s'écrit [154] :

$$\frac{d\,\Delta}{dt} \ll 2\,\Omega^2 \tag{6.31}$$

Dans notre configuration expérimentale on est proche de cette condition puisqu'on a :

$$\frac{d\,\Delta}{dt} \times \frac{1}{2\,\Omega^2} \simeq 0.94$$

Sur la figure 6.6 sont tracées des probabilité de transition calculées dans différentes configurations. En divisant par 10 l'accélération des atomes lors de la phase d'interrogation ou en multipliant par 2 la pulsation de Rabi des faisceaux laser, la condition de transfert adiabatique est vérifiée et la probabilité de transition tends vers 1. A l'inverse, pour une accélération 10 fois supérieure à la gravité ou une pulsation de Rabi plus faible, on s'éloigne du critère d'adiabaticité et la probabilité limite diminue.

Pour calculer les pertes dans le PMO, il reste à intégrer la probabilité de transition sur la distribution de vitesse des atomes piégés. Le résultat est multiplié par 2 pour tenir compte des deux faisceaux laser. Sur la figure 6.7 sont tracés les résultats numériques de ce calcul effectué pour différentes valeurs de l'accélération. Contrairement au cas où la vitesse des atomes resterait constante au cours de l'interrogation, l'accélération par la gravité permet d'introduire des pertes qui ne cessent d'augmenter avec le temps d'interaction. Ce résultat s'explique simplement en interprétant les courbes de la figure 6.5. D'une part, plus le temps d'interaction est long et plus la fraction d'atomes qui passent à résonance augmente. D'autre part, la probabilité de transition reste élevée aux temps longs : une fois dans l'état $^3P_0$, les atomes sont décalés de résonance et n'émettent pas de photons stimulés vers l'état fondamental. Les deux conditions requises pour accumuler une fraction significative d'atomes vers l'état $^3P_0$ sont donc réunies.

Les courbes de la figure 6.7 montrent que pour une accélération 10 fois plus importante que la gravité les pertes induites dans le piège sont plus élevées : même si la probabilité de transition pour un atome est plus faible

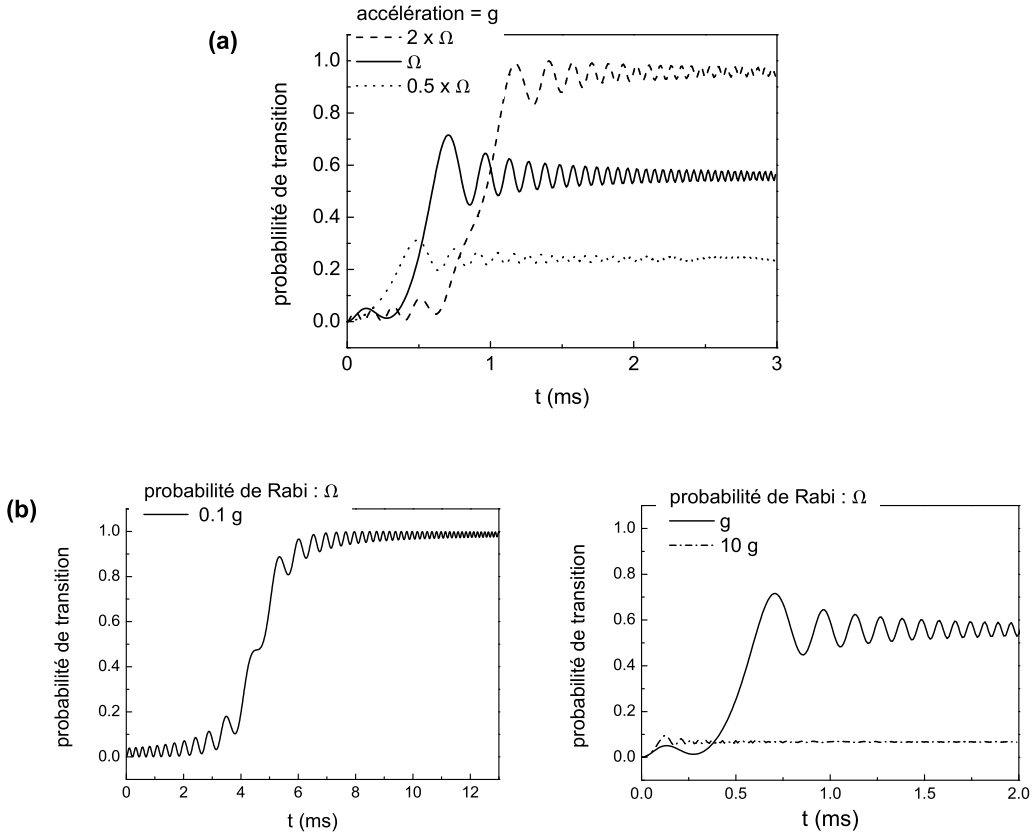


FIG. 6.6 – Probabilité de transition en fonction du temps d'interaction. (a) Atome soumis à g l'accélération par la gravité, pour différentes valeurs de la pulsation de Rabi, avec $\Omega/2\pi = 920\,\mathrm{Hz}$. (b) Atome soumis à une accélération de $0.1\,g$, g et $10\,g$, avec une pulsation de Rabi Ω. Pour toutes les courbes, le décalage à résonance initial est $\Delta_0 = 5\,\Omega$.

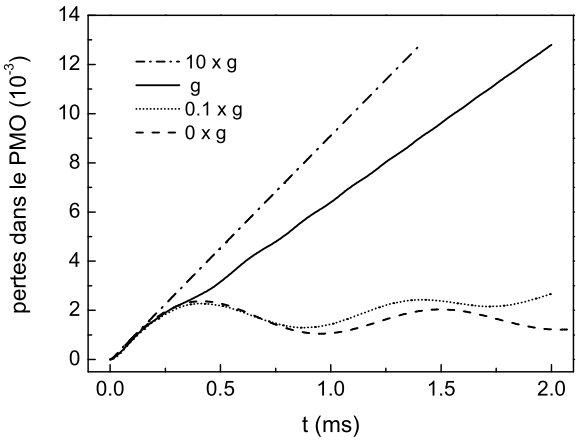


FIG. 6.7 – Pertes dans le piège magnéto-optique en fonction du temps d'interaction pour différentes valeurs de l'accélération des atomes.

(fig. 6.6), plus d'atomes passent à résonance. Ne pouvant pas modifier l'accélération des atomes pendant la phase d'interrogation, les pertes pourraient être amplifiées en balayant la fréquence du laser (éq. 6.28). En utilisant une rampe de fréquence de 100 kHz/ms, les pertes dans le piège seraient augmentées de 40% pour un temps d'interaction de 1 ms (fig. 6.7). Ceci s'effectuerait au prix d'une légère complication expérimentale, il faudrait synchroniser la rampe de fréquence sur la séquence temporelle utilisée pour l'interrogation des atomes.

Séquence temporelle

L'interaction des atomes avec le laser à 698 nm s'effectue uniquement lorsque les faisceaux bleus du ralentisseur Zeeman et du PMO sont éteints. Le schéma expérimental utilisé permet de couper indépendamment chaque faisceau à l'aide d'un modulateur acousto-optique (fig. 3.1 et 6.2). Dans notre configuration expérimentale, la période optimale consiste à allumer les faisceaux laser bleus pendant 3 ms puis le faisceau à 698 nm pendant 1 ms. Cet optimum a été déterminé expérimentalement, il s'explique aisément. D'abord, la durée de la phase de refroidissement et de capture correspond au temps moyen mis par les atomes ralentis pour atteindre le centre de la zone de capture. Pour un temps inférieur à 3 ms, le nombre d'atomes piégés est très faible. Ensuite, le temps d'interaction des atomes avec le laser à 698 nm est limité par la vitesse résiduelle des atomes dans le piège. Pour un temps su-

périeur à 1 ms, la grande majorité des atomes sont sortis du faisceau sonde. Avec cette séquence temporelle, le nombre d'atomes piégés à l'état stationnaire est divisé par 3 par rapport au cas où les faisceaux bleus sont utilisés en continu.

Contraste théorique de la résonance

Le contraste de la résonance est donné par :

$$\eta = 1 - \frac{\overline{N}_p^{698}}{\overline{N}_p^{o}} \tag{6.32}$$

où $\overline{N}_p^{698}$ et $\overline{N}_p^{o}$ sont les nombres d'atomes piégés à l'état stationnaire, en présence des pertes introduites par le laser à 698 nm et sans ces pertes. Ils sont calculés à partir des équations d'évolution du nombre d'atomes dans le piège qui s'écrivent :

$$\frac{\mathrm{d}\, N_p^{o}}{\mathrm{dt}} = \Phi_c - \frac{1}{\tau}\, N_p^{o} \tag{6.33}$$

$$\frac{\mathrm{d}\, N_p^{698}}{\mathrm{dt}} = \Phi_c - \frac{1}{\tau}\, N_p^{698} - \Gamma_{698}\, N_p^{698} \tag{6.34}$$

où Φ_c et τ sont respectivement le taux de capture et la durée de vie du piège (chapitre 3, § 3.4.2). Γ_{698} est le taux de pertes induites par le laser à 698 nm. Pour un temps d'interaction de 1 ms toutes les 4 ms, $\Gamma_{698} \simeq 1.5\,\mathrm{s}^{-1}$ (valeur déduite de la courbe fig. 6.7). A l'état stationnaire :

$$\overline{N}_p^{698} = \frac{\Phi_c}{\Gamma_{698} + 1/\tau} \qquad \text{et} \qquad \overline{N}_p^{o} = \frac{\Phi_c}{1/\tau} \tag{6.35}$$

Il vient :

$$\eta = \frac{\Gamma_{698}}{\Gamma_{698} + 1/\tau} \simeq \tau \times \Gamma_{698} \tag{6.36}$$

Lorsque le PMO est utilisé en mode séquentiel, la durée de vie du piège est d'environ 40 ms. Le contraste théorique donné par notre modèle est alors de 6%. Bénéficier de l'accélération des atomes par la gravité est donc une technique efficace pour induire des pertes significatives dans le PMO.

6.2.3 La résonance observée expérimentalement

La technique utilisée permet de détecter simplement la résonance $^1S_0 - {}^3P_0$ en mesurant la fluorescence des atomes piégés en fonction de la fréquence du laser à 698 nm. Le signal obtenu est représenté sur la figure 6.8.

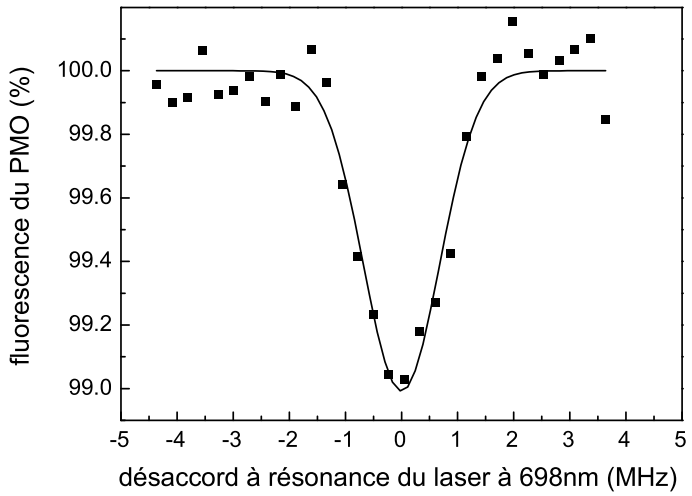


FIG. 6.8 – La résonance $^1S_0$ – $^3P_0$ observée dans le piège magnéto-optique. La raie est élargie par effet Doppler (demi largeur à $1/\sqrt{e}$: $\nu_{rms} = 680\,\text{kHz}$). Mesure effectuée en balayant 128 fois la résonance avec un temps de mesure de 100 ms pour chaque point. Le niveau de 100% correspond à $3\,10^6$ atomes dans le PMO.

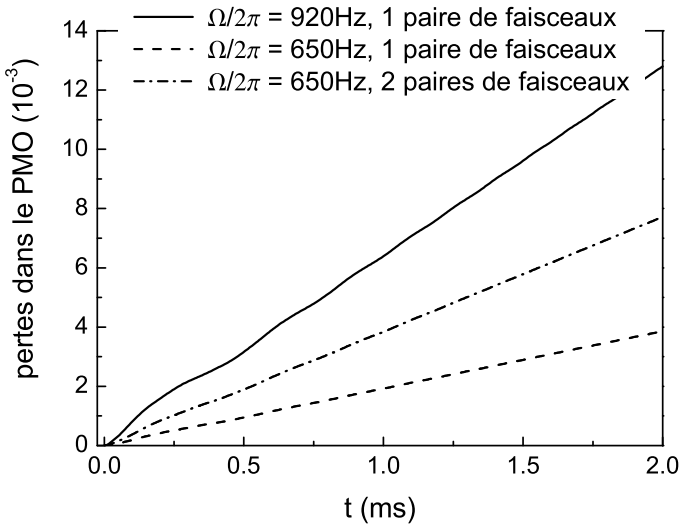


FIG. 6.9 – Pertes induites dans le PMO en interrogeant des atomes en chute libre avec différentes pulsations de Rabi Ω, en considérant une ou deux paires de faisceaux contra-propageants (voir texte).

Le contraste est de 1%, six fois plus faible que la valeur calculée précédemment. Pour expliquer cette différence, on peut reconsidérer plusieurs approximations utilisées pour développer le modèle théorique. On a calculé les pertes induites par une seule paire de faisceaux contra-propageants, chaque faisceau ayant une puissance de 28 mW. Les atomes sont en fait sondés par deux paires de faisceaux formant un angle de 5 mrad, avec une puissance de 14 mW par faisceau. En considérant la vitesse moyenne des atomes piégés (0.5 m/s), l'angle de 5 mrad correspond à un décalage Doppler de 3.5 kHz. Cette valeur est 5 fois plus élevée que celle de la pulsation de Rabi pour un faisceau de 14 mW (650 Hz). Par conséquent, sous l'action de la gravité, les atomes sont amenés à résonance avec chacun des deux lasers qui se propagent dans le même sens de manière successive et non simultanée. En considérant un seul laser de 28 mW de puissance, les pertes ont été surestimées. En effet, la pulsation de Rabi effective vue par les atomes est celle qui correspond à un seul faisceau (650 Hz) et non à deux faisceaux (920 Hz). Or, la probabilité de transition diminue avec la fréquence de Rabi (fig. 6.6.a), tout comme la largeur de la classe de vitesse excitée (fig. 6.3). Sur la figure 6.9 on a tracé les pertes introduites dans le PMO calculées pour différentes configurations. La courbe en trait continu est celle calculée précédemment pour 2 faisceaux contra-propageants ayant une puissance de 28 mW. La courbe en pointillés correspond à une paire de faisceaux de 14 mW de puissance chacun. On a tracé en trait mixte cette courbe multipliée par 2 qui donne un majorant des pertes introduites dans les conditions expérimentales (deux paires de faisceaux ayant chacun une puissance de 14 mW). Il ne s'agit que d'un majorant car lorsque les atomes sont amenés à la fréquence de résonance du deuxième laser, les pertes ne sont pas doublées : certains atomes transférés vers l'état $^3P_0$ par le premier faisceau sont ramenés dans l'état fondamental lorsqu'ils passent à résonance avec le deuxième faisceau. Cette courbe permet cependant de montrer que les pertes ont probablement été surestimées de près d'un facteur 2 en considérant une seule paire de faisceaux de 28 mW de puissance chacun.

Une autre approximation du modèle consiste à considérer une pulsation de Rabi constante au cours de la phase d'interaction avec le laser à 698 nm. Or, pendant cette phase qui dure 1 ms, le centre de gravité d'un atome se déplace en moyenne de 0.5 mm. Cette distance est comparable au rayon du faisceau sonde qui est de 1.3 mm à $1/e^2$. L'intensité laser vue par les atomes et par conséquent la pulsation de Rabi, varient donc au cours de la phase d'interrogation. Cette pulsation étant un paramètre critique (fig. 6.9), cette variation peut avoir un impact significatif sur la probabilité de transition.

Température du piège

La demi-largeur à $1/\sqrt{e}$ de la résonance est $\nu_{rms} = 680\,\mathrm{kHz}$, ce qui correspond à une vitesse moyenne $v_{rms} = 0.47\,\mathrm{m/s}$, soit une température de 2.3 mK. On peut comparer cette température à la température Doppler exprimée en fonction du désaccord à résonance δ et du paramètre de saturation s [141] :

$$T_D = T_D^{lim} \times \frac{1 + s + 4\dfrac{\delta^2}{\Gamma_{461}^2}}{4\dfrac{\delta}{\Gamma_{461}}} \tag{6.37}$$

$$\text{avec :} \qquad T_D^{lim} = \frac{1}{k_B}\frac{\hbar\Gamma_{461}}{2} \simeq 770\,\mu\mathrm{K} \tag{6.38}$$

où $\Gamma_{461}/2\pi = 32\,\mathrm{MHz}$ est la largeur de raie de la transition ${}^1S_0 - {}^1P_1$ utilisée pour le PMO. T_D^{lim} est la température minimale du refroidissement Doppler. Dans nos conditions expérimentales ($s = 0.3$ et $\delta/2\pi = 41\,\mathrm{MHz}$), $T_D = 1.2\,\mathrm{mK}$. Cette valeur est 2 fois plus faible que la température mesurée expérimentalement. Il s'agit ici d'une propriété des PMO fonctionnant avec des alcalino-terreux : la température mesurée est généralement entre 2 et 5 fois plus élevée que la température Doppler. Ceci a été observé avec des atomes de strontium [102], de magnésium [155] et de calcium [156]. Ce phénomène reste aujourd'hui mal compris.

6.2.4 Mesure de fréquence de la transition

Asservissement du laser sur la résonance

Pour mesurer la fréquence de la transition atomique, la fréquence du laser sonde est asservie sur la résonance au moyen de l'asservissement numérique utilisé pour la mesure de la transition ${}^3P_1 - {}^3S_1$ (§ 5.3.1). La profondeur de modulation du laser est ajustée pour sonder la résonance à mi-hauteur (environ 500 kHz). A chaque pas de l'asservissement, on moyenne la fluorescence pendant une durée τ, choisie égale à un multiple entier de la période de la séquence temporelle (typiquement 30 périodes).

L'écart type d'Allan de la fréquence du laser asservi sur la transition atomique est représenté sur le figure 6.10. La constante de temps de l'asservissement est limitée par le bruit de la mesure. Pour illustrer cet point, on peut par exemple extrapoler le bruit de la mesure à 1 s. On obtient 3×10^{-9} en valeur relative soit 1.3 MHz, valeur proche de la largeur de la résonance. A ce niveau de bruit, l'asservissement serait donc instable. La fréquence moyenne

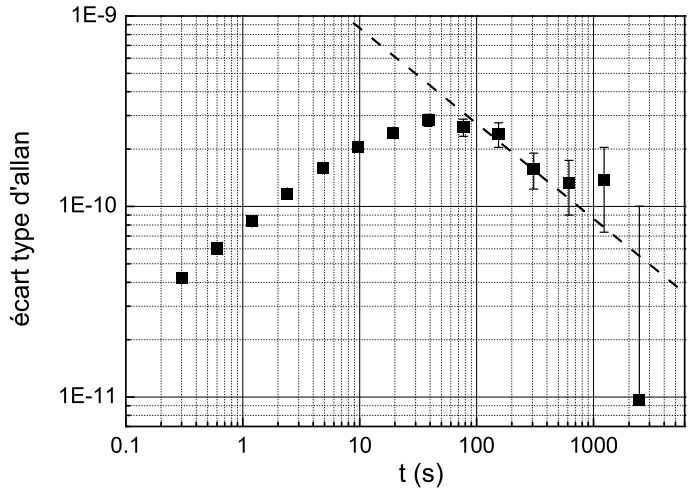


FIG. 6.10 – Écart type d'Allan en valeur relative de la fréquence du laser asservi sur la transition $^1S_0 - {}^3P_0$. Série de 18 000 points de mesures effectués à la fréquence de 3 Hz.

de la série de mesure de la figure 6.10 est de 429 228 004 235 kHz. La résolution en fréquence correspond à la valeur de l'écart type d'Allan extrapolé au temps total de mesure (5 500 s). On obtient 3.7×10^{-11} en valeur relative, soit 15 kHz.

Déplacements de fréquence

Nous allons montrer qu'à ce niveau de résolution, le seul déplacement de fréquence significatif est celui correspondant à l'effet du recul.

- **Effet du recul** : Le profil Doppler est décalé par rapport à la fréquence propre ν_0 de la résonance atomique d'une quantité égale à la fréquence de recul [120] : $\nu_r = h\,\nu_0^2/(2mc^2) = 4.7\,\text{kHz}$. Par conséquent, la fréquence de la résonance atomique mesurée en sondant à mi-hauteur ce profil doit être corrigée de cette quantité.
- **Effet Doppler :** Les atomes sont interrogés en configuration d'onde stationnaire. Une distribution de vitesse non centrée sur zéro combinée à un déséquilibre de puissance entre les faisceaux incident et rétroréfléchi, ou à un angle résiduel entre ces faisceaux, induit un décalage de fréquence par effet Doppler. Pour estimer cet effet, considérons un cas où la distribution de vitesse serait décentrée de 10% de v_{rms}, soit $v_0 = 5\,\text{cm/s}$, dans la direction de propagation des faisceaux. Le profil Doppler mesuré par un faisceau est alors décalé de 70 kHz par rapport

à la fréquence propre de la résonance atomique. Le déséquilibre de puissance entre les faisceaux est de l'ordre de 1%. Le décalage de fréquence mesuré en onde stationnaire est alors de 0.7 kHz. Par ailleurs, le faisceau rétro-réfléchi est aligné sur le faisceau incident avec une résolution angulaire inférieure à 10^{-3} radians. Avec la valeur de v_0 considérée, le déplacement de fréquence mesuré en onde stationnaire est inférieur à 35 Hz. Tous les déplacements de fréquence par effet Doppler sont donc inférieurs à 1 kHz.

- **Effet Zeeman :** Les transitions $^1S_0, m_F = \pm\frac{9}{2} - {}^3P_0, m_F = \pm\frac{7}{2}$ sont les plus sensibles au champ magnétique. En utilisant les facteurs de Landé calculés au paragraphe précédent, le déplacement de fréquence de ces transitions par effet Zeeman est égal à 5.4 kHz/mT. Le gradient de champ magnétique du PMO est de 1.7 mT/cm. Compte tenu de la distance moyenne parcourue par les atomes pendant la phase d'interrogation, le déplacement de fréquence de la transition d'horloge par effet Zeeman est donc inférieur à 500 Hz pour toutes les transitions Zeeman.
- **Déplacement lumineux** : Les faisceaux lasers sont allumés et éteints en contrôlant la puissance RF de modulateurs acousto-optiques placés sur la trajet de chaque faisceau. Le taux d'extinction des faisceaux est alors supérieur à 60 dB. Mais les faisceaux bleus et le faisceau à 698 nm sont allumés et éteints en même temps (et réciproquement). Ils peuvent alors interagir simultanément avec les atomes pendant un temps égal au maximum au temps de coupure (1 μs), ce qui induit un déplacement lumineux sur la fréquence de l'horloge. Pour estimer cet effet, la fréquence de la transition a été mesurée en envoyant en continu tous les faisceaux lasers sur le piège. Nous avons alors observé un déplacement de fréquence de 400 kHz. Compte tenu de la séquence temporelle utilisée, on peut en conclure que le déplacement lumineux induit par les faisceaux à 461 nm est au maximum égal à 200 Hz. Par ailleurs, le déplacement lumineux de l'état $^3P_0$ lié à la présence de la transition $^3P_0 - {}^3S_1$ à 679 nm est également négligeable : dans nos conditions expérimentales, il est de 90 Hz.

6.2.5 Conclusion

La transition d'horloge $^1S_0 - {}^3P_0$ du ^{87}Sr, de largeur naturelle 1 mHz, a pu être détectée en tirant profit de la dynamique du piège. Les pertes induites dans le PMO ont été amplifiées de près d'un ordre de grandeur par rapport au simple élargissement de raie par saturation. A notre connaissance, il s'agit de la transition optique la plus interdite observée par excitation directe avec

des atomes neutres.

La fréquence de cette transition est égale à la fréquence centrale de la résonance corrigée de la fréquence du recul, soit :

$$\boxed{\nu(^1S_0 - {}^3P_0) = 429\,228\,004\,230\,(15)\ \text{kHz.}} \tag{6.39}$$

L'incertitude de 15 kHz correspond à l'incertitude statistique. A ce niveau de résolution, nous avons montré que les déplacements de fréquence autres que celui du recul sont négligeables. La valeur obtenue avec la mesure indirecte (429 228 004 340 (70) kHz) est à $1.4\,\sigma$ de cette valeur.

La technique mise en oeuvre peut être appliquée pour observer d'autres transitions fortement interdites comme par exemple la transition $^1S_0 - {}^3P_0$ de l'ytterbium. Cet atome possède une structure atomique analogue à celle des alcalino-terreux. L'isotope ^{171}Yb semble être également un bon candidat pour réaliser une horloge optique à atomes piégés. La largeur de raie de la transition $^1S_0 - {}^3P_0$ du ^{171}Yb est estimée à environ 10 mHz [2], 10 fois supérieure à celle du ^{87}Sr. Par ailleurs, la durée de vie des atomes d'ytterbium dans un piège fonctionnant sur la transition $^1S_0 - {}^3P_1$ est typiquement de 3 s [157], deux ordres de grandeur plus élevée que celle des atomes de strontium piégés avec la transition $^1S_0 - {}^1P_1$. Par conséquent, en transférant des atomes piégés vers l'état $^3P_0$ par excitation directe, la résonance $^1S_0 - {}^3P_0$ de ^{171}Yb devrait être observée avec un contraste proche de 100%.

La mesure de fréquence de la transition $^1S_0 - {}^3P_0$ du ^{87}Sr constitue la première étape vers la réalisation d'une nouvelle génération d'horloge : les horloges optiques à atomes piégés. Le principe de fonctionnement de cette horloge, ainsi que les perspectives en terme de stabilité et d'exactitude sont décrits au paragraphe suivant.

6.3 Perspectives : une horloge optique à atomes piégés

A la limite de projection quantique, la stabilité d'un étalon de fréquence est inversement proportionnelle au nombre de références quantiques contribuant au signal [19]. L'avantage majeur des horloges à atomes neutres repose sur l'utilisation d'un grand nombre d'atomes, typiquement 10^6. En revanche, à cause de l'interaction coulombienne, les horloges à ions fonctionnent généralement avec un ion unique. Cependant, ces dispositifs permettent d'effectuer

[2] La durée de vie de l'état $^3P_0$ de ^{171}Yb a été estimée indépendamment par A. Derevianko *et al* et T. H. Yoon *et al.* Les valeurs respectivement obtenues sont : 21 s et 67 s (Second workshop on "Cold Alkaline-Earth Atoms", Copenhagen, 2003).

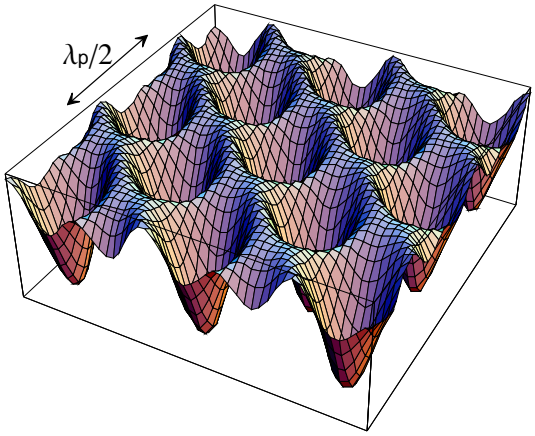


FIG. 6.11 – Réseau optique à 3 dimensions. λ_p est la longueur d'onde des faisceaux du piège.

l'interrogation d'horloge dans un piège où l'ion est confiné à mieux que la longueur d'onde (régime de Lamb-Dicke [51]). Ainsi, la fréquence de la transition n'est pas déplacée par effet Doppler ou par effet du recul contrairement au cas des atomes neutres, interrogés en chute libre.

Les atomes peuvent aussi être piégés dans le régime de Lamb-Dicke en utilisant des réseaux optiques [93, 158, 159]. Ces réseaux sont formés à l'intersection de plusieurs faisceaux laser. Les atomes sont piégés dans des puits de potentiel espacés avec une période égale à $\lambda_p/2$, la demi-longueur d'onde des faisceaux du piège (fig 6.11). La variation du potentiel résulte de la modulation du déplacement lumineux liée au gradient de polarisation. Avec des faisceaux pièges ayant une fréquence décalée de toute résonance atomique, les atomes peuvent être maintenus dans le piège pendant plusieurs secondes.

Jusqu'à présent ces pièges n'ont pas été utilisés pour réaliser un étalon de fréquence atomique car par principe, ils déplacent les niveaux d'énergie de l'atome. Cependant, H. Katori a montré que pour la transition $^1S_0 - {}^3P_0$ du ^{87}Sr, il existe une longueur d'onde des faisceaux du piège telle que le déplacement de fréquence au premier ordre est identique pour le niveau fondamental et le niveau excité [64, 65].

6.3.1 Un piège optique sans déplacement de fréquence de la transition d'horloge au premier ordre

En présence du champ électrique E des faisceaux du piège, la fréquence propre ν_0 de la transition atomique est déplacée par déplacement lumineux (ou effet Stark). Au premier ordre, ce déplacement est proportionnel à

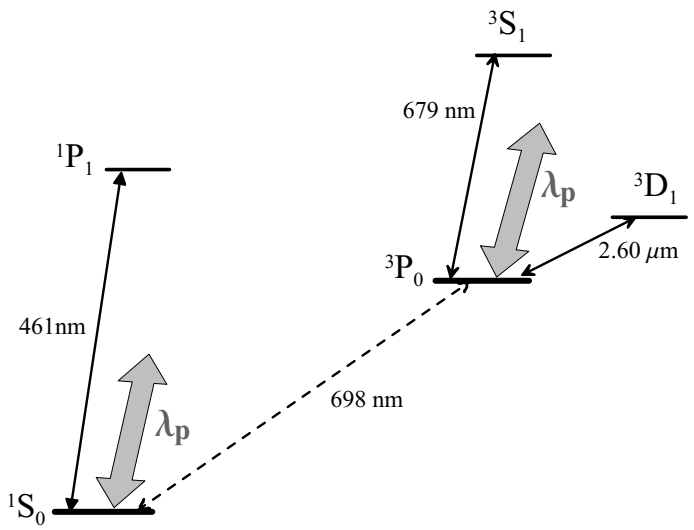


FIG. 6.12 – Traits pleins : principales transitions impliquées dans le calcul du déplacement lumineux des états $^1S_0$ et $^3P_0$ dans un piège optique fonctionnant à une longueur d'onde $\lambda_p \sim 800\,\text{nm}$.

$\Delta\alpha\,(\mathbf{e}, \nu_p)$, la différence entre la polarisabilité du niveau excité et du niveau fondamental. Elle dépend généralement de la polarisation $\mathbf{e}$ des faisceaux du piège et de leur fréquence ν_p. Le terme dominant est lié à la polarisabilité dipolaire électrique α_{E1}. La fréquence ν de la transition atomique s'écrit alors en première approximation :

$$\nu = \nu_0 - \frac{1}{4}\,\Delta\alpha_{E1}\,(\mathbf{e}, \nu_p)\,E^2 \tag{6.40}$$

Dans un premier temps, on néglige la structure hyperfine. Il est alors important de noter que les états $^1S_0$ et $^3P_0$ ayant des moments cinétiques $J = 0$, le déplacement lumineux est indépendant de la polarisation (tous les coefficients de Clebsch-Gordan sont égaux à 1). Pour une longueur d'onde λ_p des faisceaux du piège de l'ordre de 800 nm, ces déplacements lumineux sont majoritairement induits par les couplages avec les niveaux représentés sur la figure 6.12. Le couplage de l'état $^1S_0$ avec le $^1P_1$ induit un déplacement lumineux toujours négatif (tant que $\lambda_p > 461\,\text{nm}$). Le niveau $^3P_0$ est d'une part couplé à l'état $^3S_1$, ce qui induit un décalage de fréquence négatif ($\lambda_p > 679\,\text{nm}$) ; d'autre part, le couplage au niveau $^3D_1$ engendre un déplacement lumineux positif ($\lambda_p < 2.6\,\mu\text{m}$). Par conséquent, il existe une valeur particulière λ_p^0 telle que les décalages de fréquence des états $^1S_0$ et $^3P_0$ soient identiques. Le déplacement de fréquence de la transition d'horloge est alors

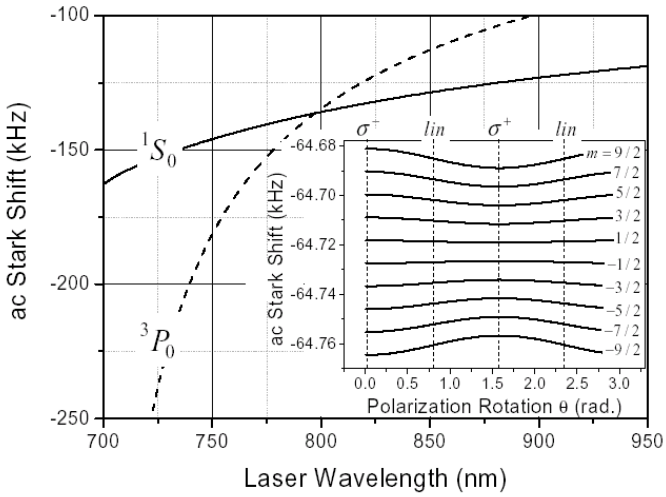


FIG. 6.13 – Courbes extraites de la référence [65]. Déplacements lumineux théoriques en fonction de la longueur d'onde des faisceaux du piège pour une intensité $I = 10\,\mathrm{kW/cm^2}$. L'insert représente les déplacements lumineux des sous-niveaux de l'état $^3P_0, F = 9/2$ avec une polarisation du laser piège $\mathbf{e} = \cos\theta\mathbf{e}_- + i\sin\theta\mathbf{e}_+$, en présence d'un champ magnétique de 3 mT.

nul (au premier ordre). Cette longueur d'onde particulière existe également pour d'autres atomes qui possèdent une structure atomique analogue à celle du strontium et un isotope ayant un spin nucléaire non nul. C'est par exemple le cas du calcium, de l'ytterbium ou du mercure (tab. 2, p. 16).

Un calcul théorique des déplacements lumineux des états $^1S_0$ et $^3P_0$ du ^{87}Sr a été effectué par H. Katori, V.G. Pal'chikov *et al* [65]. Ces calculs indiquent que le croisement des déplacements lumineux a lieu pour $\lambda_p \simeq 800\,\mathrm{nm}$ (fig. 6.13). Cette valeur théorique est approximative car les calculs ont été effectués en tenant compte du couplage avec les états électroniques jusqu'à $n = 11$ mais les forces d'oscillateur sont mal connues. Récemment, H. Katori *et al* [68] ont déterminé expérimentalement que ce croisement a lieu pour $\lambda_p^0 = 813.5\ (9)\,\mathrm{nm}$.

Cette longueur d'onde a l'avantage d'être loin de toute résonance atomique. Ainsi, le taux d'émission spontanée dans le piège [160] ne constituera pas une limite au temps d'interrogation des atomes. Par exemple, pour un piège fonctionnant à λ_p^0 avec une intensité de $10\,\mathrm{kW/cm^2}$, ce taux est de $1.4 \times 10^{-3}\,\mathrm{s^{-1}} \simeq 1/(730\,\mathrm{s})$. Il est limité par le couplage avec l'état $^1P_1$. En outre, on peut souligner qu'il existe des lasers simple d'utilisation qui délivrent plusieurs centaines de milliWatt à 813.5 nm (lasers Ti :Sa).

6.3.2 Estimation des déplacements de fréquence

La réalisation d'une horloge optique à atomes de strontium piégés en est à ses débuts. Plusieurs paramètres devront être déterminés expérimentalement pour caractériser précisément les déplacements de fréquence qui limiteront l'exactitude de l'horloge. On peut cependant estimer théoriquement les principaux effets attendus.

Déplacement lumineux induit par les faisceaux du piège

Le déplacement lumineux résiduel induit par les faisceaux du piège est estimé dans la référence [65].

Il dépend d'une part, de la variation des déplacements lumineux des niveaux $^1S_0$ et $^3P_0$, respectivement Δ^S_{lum} et Δ^P_{lum}, en fonction de la fréquence ν_p des faisceaux du piège autour de la valeur correspondant à λ^0_p. D'après les courbes théoriques de la figure 6.13 : $\mathrm{d}\Delta^S_{lum}/\mathrm{d}\nu_p = -3.6 \times 10^{-10}$ et $\mathrm{d}\Delta^P_{lum}/\mathrm{d}\nu_p = -1.3 \times 10^{-9}$. Par conséquent, il suffit de contrôler la fréquence des faisceaux du piège au MHz près pour que ce déplacement lumineux soit inférieur au mHz.

D'autre part, en raison de la structure hyperfine du ^{87}Sr, le déplacement lumineux dépend de la polarisation des faisceaux du piège. L'insert de la figure 6.13 représente les déplacements lumineux des sous-niveaux de l'état $^3P_0, F = 9/2$ calculés pour une polarisation du laser piège $\mathbf{e} = \cos\theta\mathbf{e}_- + i\sin\theta\mathbf{e}_+$, en présence d'un champ magnétique de 3 mT. $e_\pm$ représentent les polarisations $\sigma^\pm$. Le calcul a été effectué en tenant compte des couplages dipolaires avec les états $^3S_1$ et $^3D_1$ qui représentent les termes prépondérants. Pour une horloge fonctionnant avec les sous-niveaux $m_F = \pm 1/2$, un contrôle de l'angle de polarisation θ au niveau de 1 mrad limiterait le déplacement lumineux résiduel à 1 mHz. On peut par ailleurs remarquer que le déplacement de fréquence est symétrique par rapport à la valeur moyenne pour les sous-niveaux $+m_F$ et $-m_F$. Ceci est vrai lorsque la polarisation du laser n'a pas de composante π. Cette propriété est directement lié à la symétrie des coefficients de Clebsch-Gordan. Par conséquent, il est possible de s'affranchir expérimentalement de la dépendance en polarisation en interrogeant alternativement les sous-niveaux $m_F = \pm\frac{1}{2}$.

Au voisinage de λ^0_p, les valeurs des polarisabilités dipolaire magnétique et quadrupolaire électrique sont estimées à $10^{-7} \times \alpha_{E1}$. Leur effet est donc négligeable. En revanche, pour des déplacements de fréquence de l'ordre du mHz, le terme d'ordre supérieur du déplacement lumineux lié à l'hyperpolarisabilté, doit être pris en compte. Pour un piège fonctionnant avec une intensité de 10 kW/cm^2, ce terme induit un déplacement lumineux résiduel

de 2 mHz.

On peut donc estimer que la fréquence de la transition d'horloge sera déplacée de quelques mHz en raison de la présence des faisceaux du piège.

Effet Zeeman

En raison de la différence entre les facteurs de Landé des états $^1S_0$ et $^3P_0$ la fréquence de la transition d'horloge est déplacée par effet Zeeman du premier ordre quelque soit la polarisation du laser d'interrogation (cf § 6.1.3). Cependant, il faut souligner que le déplacement de fréquence est à nouveau symétrique pour les sous-niveaux $+m_F$ et $-m_F$. Ainsi, la valeur moyenne des fréquences des transitions $^1S_0, m_F = +\frac{1}{2} - {}^3P_0, m_F = +\frac{1}{2}$ et $^1S_0, m_F = -\frac{1}{2} - {}^3P_0, m_F = -\frac{1}{2}$ est indépendante de l'effet Zeeman. On peut donc s'affranchir simultanément de cet effet et de l'effet de la polarisation des faisceaux du piège en excitant alternativement les sous niveaux $^1S_0, m_F = \pm\frac{1}{2}$: il faut utiliser un laser d'interrogation à 698 nm en polarisation π et des faisceaux pièges n'ayant pas de composante π.

La différence entre les facteurs de Landé des états $^1S_0$ et $^3P_0$ provient du couplage hyperfin du niveau $^3P_0$ avec les états $^3P_1$ et $^1P_1$. On peut remarquer que les faisceaux du piège couplent le $^3P_0$ avec d'autres états, principalement le $^3S_1$ et le $^3D_1$. Un calcul de perturbation au premier ordre permet par exemple de calculer ε la contamination de l'état $^3P_0$ par l'état $^3S_1$. Pour un piège fonctionnant à 813 nm avec une intensité laser de 10 kW/cm^2, $\varepsilon = 3 \times 10^{-5}$. Ce coefficient n'est pas négligeable par rapport aux coefficients de couplages hyperfins (tab 6.1). Les déplacements de fréquence des transitions $^1S_0, m_F = \pm\frac{1}{2} - {}^3P_0, m_F = \pm\frac{1}{2}$ sont donc significativement modifiés par la présence des faisceaux du piège.

La méthode d'interrogation proposée, permet de s'affranchir de l'effet Zeeman du premier ordre. En revanche l'effet Zeeman du second ordre devra être estimé en tenant compte du couplage de l'état $^3P_0$ avec les autres niveaux.

Rayonnement du corps noir

Le champ électrique du rayonnement thermique émis par l'enceinte à vide entourant les atomes déplace la transition d'horloge. On suppose généralement que ce rayonnement est un rayonnement de corps noir. La densité spectrale d'énergie volumique à la température T est alors donnée par :

$$\rho(\nu) = \frac{h\nu}{e^{h\nu/k_BT} - 1} \times \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \tag{6.41}$$

Sur la figure 6.14 est tracée cette densité spectrale à température ambiante, en fonction de ν la fréquence du rayonnement.

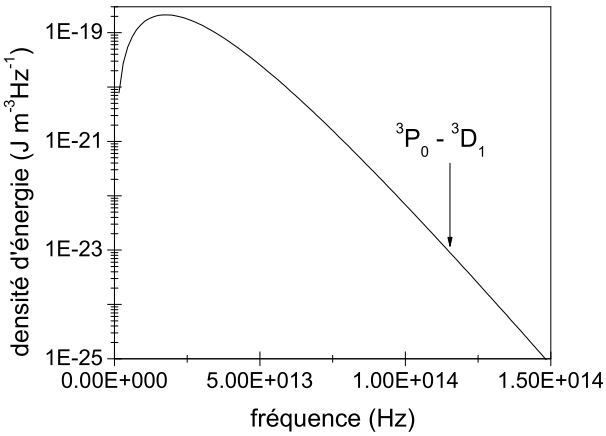


FIG. 6.14 – Densité spectrale d'énergie volumique du rayonnement du corps noir à 300 K. On a indiqué la fréquence de la transition $^3P_0 - {}^3D_1$ (115 THz).

La densité moyenne d'énergie rayonnée est donnée par ([14], p. 797) :

$$\int \rho(\nu)\,\mathrm{d}\nu = \varepsilon_0 \langle E^2(t)\rangle \tag{6.42}$$

$$\text{avec :} \qquad \langle E^2(t)\rangle = \left[831.9 \times \frac{T}{300}\right]^2 (\mathrm{V.m^{-1}})^2 \tag{6.43}$$

A 293 K, le déplacement de fréquence de l'état fondamental lié à la polarisabilité statique de cet état (3×10^{-39} C.m^2/V [161]) vaut alors -1.5 Hz. Pour calculer le déplacement de fréquence de la transition d'horloge par effet du rayonnement du corps noir, le déplacement de l'état $^3P_0$ doit être retranché. Il faut par ailleurs tenir compte des couplages avec les autres transitions atomiques, principalement la transition $^3P_0 - {}^3D_1$ à 115 THz (fig 6.14).

Un calcul complet a été effectué par H. Katori, V.G. Pal'chikov *et al*[65]. Le déplacement de fréquence obtenu est de -2.4 Hz à 293 K. Pour estimer ce déplacement à mieux que 10 mHz, il faudrait donc contrôler la température au niveau de 0.3 K. Le rayonnement du corps noir apparaît alors comme un des effets les plus difficiles à maîtriser. On peut cependant remarquer que cette valeur théorique appelle une vérification expérimentale.

Déplacement lumineux induit par le laser d'interrogation

Une impulsion π sur la transition $^1S_0 - {}^3P_0$ effectuée pendant une durée $\tau_{int} = 1$ s correspond à une pulsation de Rabi : $\Omega_{698} = \pi/\tau_{int}$. L'intensité du

laser à 698 nm est alors :

$$I_{698} = \frac{2\pi^2}{\tau_{int}^2 \times \Gamma_{698}^2} I_{698}^{sat} \simeq 200\,\mathrm{pW/cm^2}$$

On peut remarquer que l'intensité requise est inversement proportionnel à τ_{int}^2. Ainsi, augmenter le temps d'interrogation permet de réduire considérablement cette intensité. Par ailleurs, l'intensité de saturation est proportionnelle à la largeur de raie. Cette relation indique alors que pour une une durée d'interrogation fixée, l'intensité laser requise pour exciter les atomes est inversement proportionnelle à la largeur de la résonance.

Le laser d'interrogation induit un déplacement lumineux sur les niveaux de la transition d'horloge par couplage avec les états $^1P_1$, $^3S_1$ et $^3D_1$ principalement (fig.6.12). Dans le tableau 6.2, sont rapportés les déplacement lumineux pour chacun de ces couplages. Ces résultats montrent que pour un temps d'interrogation de 1 s les déplacements de fréquence induit par le laser d'interrogation sont complètement négligeables.

résonance	$^1S_0 - {}^1P_1$	$^3P_0 - {}^3S_1$	$^3P_0 - {}^3D_1$
déplacement lumineux	3 μHz	-9 μHz	3 μHz

TAB. 6.2 – Principaux déplacements lumineux de la transition d'horloge induit par le laser d'interrogation par couplage avec d'autres résonances atomiques. Calcul effectué avec I_{698}=200 pW/cm^2.

Autres effets

D'autres effets liés à des limitations techniques pourront apparaître. Mentionnons par exemple la difficulté de contrôler la phase du faisceau laser au début et à la fin d'une impulsion. Nous avons souligné précédemment, qu'un des avantages majeures d'une horloge fonctionnant avec des atomes piégés dans le régime Lamb-Dicke est de pouvoir s'affranchir de l'effet Doppler et de l'effet du recul. On peut ajouter que pour une température des atomes de l'ordre de 100 μK dans le piège dipolaire, le déplacement collisionnel pour une horloge fonctionnant avec un fermion devrait être très faible en raison du principe d'exclusion de Pauli [63]. De plus, il pourra être minimisé en chargeant le réseau optique avec un seul atome par site.

Conclusion

Ces estimations montrent que les déplacements de fréquence devraient pouvoir être contrôlés à mieux que 10 mHz, soit 2×10^{-17} en valeur relative.

Pour mesurer expérimentalement des effets de cet ordre de grandeur, la stabilité de l'horloge doit permettre d'atteindre ce niveau de résolution en un temps de mesure raisonnable. Nous allons maintenant montrer que les perspectives pour la stabilité de l'horloge sont compatibles avec cette exigence.

6.3.3 Estimation de la stabilité de fréquence

Pour détecter la transition d'horloge, on peut utiliser une technique similaire à celle mise en oeuvre pour les fontaines atomiques. A l'issue de l'interrogation, les populations des états $^1S_0$ et $^3P_0$ sont mesurées pour calculer la probabilité de transition normalisée. La résonance $^1S_0 - {}^1P_1$ fortement cyclante permet de mesurer le nombre d'atomes dans l'état $^1S_0$ avec un rapport signal à bruit élevé. Les atomes de l'état $^3P_0$ pourront être transférés vers le niveau fondamental pour être détectés également sur cette résonance. Plusieurs techniques sont envisageables. On peut par exemple utiliser des faisceaux laser à 679 nm et 707 nm pour pomper optiquement tous les atomes vers l'état $^3P_1$ à partir duquel ils se désexcitent vers le niveau fondamental (fig. 6.1). On peut également utiliser la transition $^1S_0 - {}^3P_0$ en effectuant une impulsion π ou un transfert adiabatique. Il semble réaliste d'effectuer l'interrogation d'horloge avec 10^6 atomes. Avec ce nombre d'atomes détectés, la stabilité de fréquence des fontaines atomiques est limitée par le bruit de projection quantique, limite ultime de la stabilité. L'écart type d'Allan des fluctuations relatives de fréquence s'écrit dans ce cas [19] :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\pi Q \sqrt{N_{at}}} \times \sqrt{\frac{T_c}{\tau}} \tag{6.44}$$

Des paramètres typiques pour l'horloge à atomes de strontium sont : $N_{at} = 10^5$ atomes et un temps de cycle $T_c = 100$ ms, permettant d'obtenir un facteur de qualité atomique de l'ordre de $Q = 1 \times 10^{14}$. Le bruit de projection quantique est alors : $\sigma_y(\tau) \simeq 3 \times 10^{-18} \tau^{-1/2}$. Pour atteindre cette valeur, il faudrait disposer d'un laser dont la stabilité de fréquence surpasserait l'état de l'art de plusieurs ordres de grandeur. La stabilité ultime de l'horloge ne sera donc pas limitée par le bruit de projection quantique mais par celui du laser d'interrogation.

Pour caractériser le bruit de ce laser asservi sur la transition atomique, il faut considérer l'effet Dick [59, 162]. Cet effet dépend du spectre du bruit de fréquence en détails et pas seulement de la largeur de raie du laser. Ceci peut s'illustrer simplement dans le cas d'une horloge fonctionnant de manière cyclique : les composantes spectrales du bruit de l'oscillateur aux harmoniques de la fréquence cyclique sont converties à basse fréquence par un phénomène

de recouvrement du spectre. Pour optimiser la stabilité de l'horloge, il faut choisir judicieusement le temps de cycle et le rapport cyclique [3] de l'horloge selon le bruit de l'oscillateur d'interrogation. Prenons par exemple le cas du laser ultra-stable dont la densité spectrale des fluctuations de fréquence est rapportée sur la figure 4.5. Pour que la réponse atomique ne dépende que du bruit blanc de fréquence, il faut utiliser une fréquence cyclique supérieure à 100 Hz. En effectuant une interrogation de type Ramsey-Bordé [153] avec 4 impulsions $\pi/2$ d'une durée de 0.1 ms, un rapport cyclique égal à 0.5 et un temps de cycle de 5 ms, on peut montrer que la stabilité de fréquence limitée par effet Dick est de $1.3 \times 10^{-16}\tau^{-1/2}$ [54].

Les caractéristiques expérimentales données ci-dessus sont probablement un peu optimistes mais elles permettent d'illustrer la stratégie à développer pour optimiser la stabilité de l'horloge. Il faut souligner que le bruit du laser ultra-stable rapporté figure 4.5 constitue un résultat encore préliminaire. Des améliorations sont attendues, notamment sur l'isolation mécanique de la table optique. Il semble donc réaliste d'envisager une stabilité de fréquence de l'ordre de $1 \times 10^{-16}\tau^{-1/2}$ pour l'horloge. Une résolution en fréquence de 1 mHz, serait alors obtenue pour un temps de mesure de 30 mn.

On peut mentionner que l'optimisation de la stabilité de fréquence des horloges à ions est différente. Ces horloges fonctionnant généralement avec un ion unique, le rapport signal à bruit de la détection de la résonance est toujours égal à 1 sur une mesure. Pour optimiser la stabilité de fréquence de ce type d'horloge il faut alors maximiser le facteur de qualité atomique en augmentant le temps d'interaction jusqu'à la limite imposée par le temps de cohérence du laser. Dans le cas du laser précédemment mentionné, le temps de cohérence est de l'ordre de 5 ms (largeur de raie de 35 Hz). En considérant un cas idéal sans temps mort de mesure, une horloge à ion fonctionnant à une fréquence de 400 THz pourrait atteindre une stabilité de fréquence de $6 \times 10^{-15}\tau^{-1/2}$ au mieux.

Remarquons enfin que le temps de cycle optimum pour la stabilité de l'horloge est court, 5 ms pour l'exemple utilisé. Ce temps ne sera pas suffisant pour charger le piège dipolaire qui permettra de réaliser l'interrogation des atomes dans le régime de Lamb-Dicke. Par conséquent, il serait intéressant d'effectuer la stabilisation du laser en deux étapes. Une première interaction avec les atomes pourrait avoir lieu dans un système ayant des paramètres choisis pour optimiser la stabilité de l'horloge. Un deuxième échantillon atomique pourrait être interrogé avec un temps d'interaction suffisamment long

[3] On définit le rapport cyclique comme le temps d'interrogation divisé par le temps de cycle de l'horloge. Ce dernier inclut le temps de préparation, le temps d'interrogation et le temps de détection des atomes.

pour optimiser l'exactitude de l'horloge.

Conclusion

Ce mémoire rapporte les premiers résultats d'une nouvelle expérience visant à développer une horloge optique à atomes de strontium. Il s'inscrit dans une période très active dans le domaine de recherche des étalons atomiques de fréquences. Simultanément à cette thèse est apparue la faisabilité d'un nouveau type d'horloge qui réunirait les avantages des deux approches traditionnellement utilisées, consistant à interroger des ions piégés ou des atomes en chute libre. Il s'agit d'effectuer une horloge optique fonctionnant avec des atomes neutres piégés. Pour ce faire, l'atome de strontium apparaît comme un très bon candidat. Nous avons contribué significativement à l'avancement de ce projet en réalisant la première observation directe de la transition d'horloge $^1S_0 - {}^3P_0$ du ^{87}Sr. Il s'agit à ce jour de la résonance optique la plus interdite excitée directement dans le cas des atomes neutres.

La première partie de ce mémoire décrit la conception et la réalisation des différents éléments de la source d'atomes froids de strontium. Un piège magnéto-optique fonctionnant sur la transition $^1S_0 - {}^1P_1$ à 461 nm est chargé à partir d'un jet atomique décéléré par un ralentisseur Zeeman. Pour permettre un bon fonctionnement de la future horloge, il était primordial de réaliser un piège possédant un taux de capture élevé. Cet objectif est atteint puisque nous avons piégé jusqu'à 1.3×10^9 atomes de ^{88}Sr à un taux de 4×10^{10} atomes par seconde. Ce taux est actuellement le plus élevé pour un piège fonctionnant avec des atomes de strontium. Il pourra encore être augmenté en disposant de plus de puissance pour refroidir et piéger les atomes. Dans ce but, une deuxième source laser à 461 nm est en cour de développement.

La température des atomes piégés est actuellement de l'ordre de 2 mK. Pour effectuer l'interrogation d'horloge, les atomes devront être transférés dans un piège dipolaire dont la profondeur des puits sera typiquement de 100 μK. Avec un processus de capture suffisamment performant à 461 nm, une fraction significative d'atomes peut être directement chargée dans ce piège. Ceci éviterait d'avoir à effectuer une deuxième étape de refroidissement dans un PMO fonctionnant sur la résonance $^1S_0 - {}^3P_1$ qui permet d'atteindre des

températures inférieures à 1 μK mais qui est délicate à mettre en oeuvre pour le ^{87}Sr [113]. Par ailleurs, en augmentant l'efficacité du processus de ralentissement, la température du four pourra être diminuée tout en maintenant un taux de capture élevé. Ceci permettrait de mieux contrôler le déplacement de fréquence de la transition d'horloge induit par le rayonnement du corps noir qui pourrait être un effet limitant l'exactitude de l'horloge.

Dans la deuxième partie de ce mémoire sont détaillées les étapes mises en oeuvre pour détecter la transition d'horloge du ^{87}Sr. Nous avons d'abord effectué des mesures de fréquence de résonances optiques plus largement permises qui ont permis de déterminer la fréquence de la transition recherchée avec une incertitude de 70 kHz. Chaque résonance a été détectée selon une méthode différente. Cette série de mesure à en outre permis de compléter les bases de données atomiques du strontium qui est un atome encore peu étudié en comparaison des alcalins. Nous avons ensuite mis au point une technique permettant de détecter directement la transition $^1S_0 - {}^3P_0$ du ^{87}Sr dans le PMO. Nous avons ainsi pu réaliser la première mesure de fréquence de cette transition d'horloge avec une incertitude de 15 kHz. La méthode de détection développée peut être appliquée pour observer d'autres transitions fortement interdites. En particulier, pour la transition $^1S_0 - {}^3P_0$ de l'ytterbium qui pourrait être utilisée comme transition d'horloge, cette méthode devrait permettre une détection avec un contraste proche de 100%.

Il reste encore de nombreuses étapes à définir et mettre au point pour la réalisation de l'horloge optique à atomes de strontium piégés. Mais les perspectives sont très prometteuses puisqu'il semble réaliste d'obtenir une stabilité de fréquence proche de $10^{-16} \times \tau^{-1/2}$ et de pouvoir contrôler les déplacements de fréquence à mieux que 10 mHz, soit 2×10^{-17} en valeur relative. Ces caractéristiques permettront de pousser encore plus loin les tests de physique fondamentale réalisés avec des horloges. Par ailleurs, les étalons de fréquence à atomes neutres fonctionnaient jusqu'à présent exclusivement avec des bosons. L'horloge à strontium permettra d'étendre les applications des étalons de fréquence en effectuant de la spectroscopie de très haute résolution avec des fermions. Par exemple, les interactions fermioniques à très basses températures pourront être étudiées. Celles-ci jouent un rôle important dans l'étude des gaz de Fermi [63, 163, 164].

L'horloge optique à atomes de strontium du BNM-SYRTE bénéficiera d'un environnement métrologique privilégié. Le laboratoire possède trois fontaines atomiques dont l'exactitude se situe autour de 1×10^{-15}. Des comparaisons de fréquence optique/micro-onde poussées pourront ainsi être effectuées au moyen d'une chaîne de fréquence basée sur un laser femtoseconde.

L'horloge à strontium devrait permettre de surpasser le niveau d'exactitude des fontaines. Pour être parfaitement évaluée, il faudra alors disposer d'un deuxième étalon de fréquence possédant un niveau d'exactitude comparable. Pour cela une deuxième horloge optique à atomes piégés pourrait être développée. Il serait intéressant d'utiliser un autre atome comme par exemple l'ytterbium, déjà choisi par d'autres laboratoires, ou le mercure.

Annexe A

Notations et définitions

A.1 Quelques constantes fondamentales

vitesse de la lumière	c	299 792 458 m.s^{-1} (exact)
constante de Planck	h	6.626 068 76 (52)$\times 10^{-34}$ J.s
constante de Boltzmann	k_B	1.380 650 3 (24)$\times 10^{-23}$ J.K^{-1}
magnéton de Bohr	μ_B	9.274 008 99 (37)$\times 10^{-24}$ J.T^{-1}
magnéton nucléaire	μ_N	5.050 783 17(20)$\times 10^{-27}$ J.T^{-1}
perméabilité du vide	μ_0	$4\pi \times 10^{-7}$ N.A^{-2} (exact)
constante diélectrique	ε_0	$1/\mu_0\, c^2 = 8.854\ 187\ ...$ F.m^{-1}
charge élémentaire	e	1.602 176 462(63) $\times 10^{-19}$ C

TAB. A.1 – Constantes fondamentales tirées du CODATA 1998 [5].

A.2 Définitions utilisées

A.2.1 Faisceau gaussien

L'intensité d'un faisceau gaussien est définie de manière conventionnelle selon :

$$I(r) = \frac{2\,P}{\pi\, w^2} \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2}\right) \tag{A.1}$$

P désigne la puissance totale du faisceau et w son rayon à $1/\mathrm{e}^2$.

A.2.2 Paramètre de saturation

On appelle paramètre de saturation le rapport entre l'intensité laser I et l'intensité de saturation I_{sat}. On a alors :

$$s = \frac{I}{I_{sat}} = \frac{2\,\Omega^2}{\Gamma^2} \tag{A.2}$$

avec :

$$I_{sat} = \frac{\pi\, h\, c\, \Gamma}{3\,\lambda^3} \tag{A.3}$$

$$\Gamma = \frac{8\pi^2\, d^2}{3\,\epsilon_0\,\hbar\,\lambda^3} \tag{A.4}$$

$$\hbar\,\Omega = d.E \tag{A.5}$$

Γ est le taux d'émission spontanée et Ω la pulsation de Rabi. On a noté λ la longueur d'onde dans le vide. d désigne le dipole électrique de l'atome et E l'amplitude du champ électrique.

On rappelle que : $I = \epsilon_0\, c\, E^2/2$. On peut alors obtenir une relation utile pour calculer Ω :

$$\Omega^2 = \frac{3\,\Gamma\, I\,\lambda^3}{2\pi\, h\, c} \tag{A.6}$$

Annexe B

Quelques données atomiques du strontium

B.1 Facteurs de Landé

En l'absence de spin nucléaire, un état atomique est caractérisé par les nombres quantiques L, S et J associés respectivement au moment cinétique orbital $\overrightarrow{L}$, au moment cinétique de spin électronique $\overrightarrow{S}$ et au moment cinétique total de l'électron $\overrightarrow{J} = \overrightarrow{L} + \overrightarrow{S}$. Le facteur de Landé est donné par la relation ([165],p.1046) :

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \tag{B.1}$$

Pour un spin nucléaire I non nul, on introduit F le nombre quantique associé au moment cinétique total $\overrightarrow{F} = \overrightarrow{J} + \overrightarrow{I}$. Le facteur de Landé s'écrit alors :

$$\begin{aligned} g_F &= g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} \\ &\quad - g_I \frac{\mu_N}{\mu_B} \frac{F(F+1) + I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)} \end{aligned} \tag{B.2}$$

Compte tenu du rapport μ_N/μ_B=1/1836, le deuxième terme est négligeable par rapport au premier quand celui ci n'est pas nul.

Dans le tableau B.1 sont indiqués les facteurs de Landé des états impliqués dans les mesures de fréquences des chapitres 5 et 6.

	$^1S_0$		$^3P_0$		$^1P_1$			
	^{87}Sr	^{88}Sr	^{87}Sr	^{88}Sr	^{87}Sr			^{88}Sr
F	9/2	0	9/2	0	7/2	9/2	11/2	1
g_F	-1.3×10^{-4}	0	-6×10^{-5}	0	-2/9	4/99	2/11	1

	$^3P_1$				$^3S_1$			
	^{87}Sr			^{88}Sr	^{87}Sr			^{88}Sr
F	7/2	9/2	11/2	1	7/2	9/2	11/2	1
g_F	-1/3	2/33	3/11	3/2	-4/9	8/99	4/11	2

TAB. B.1 – Facteurs de Landé. Pour les états $^1S_0$ et $^3P_0$ du ^{87}Sr, voir § 6.1.3.

B.2 Isotopes

isotope	abondance	masse atomique	spin
^{88}Sr	82.58%	1.460×10^{-25} kg	0
^{87}Sr	7.00%	1.443×10^{-25} kg	9/2
^{86}Sr	9.86%	1.427×10^{-25} kg	0
^{84}Sr	0.56%	1.393×10^{-25} kg	0

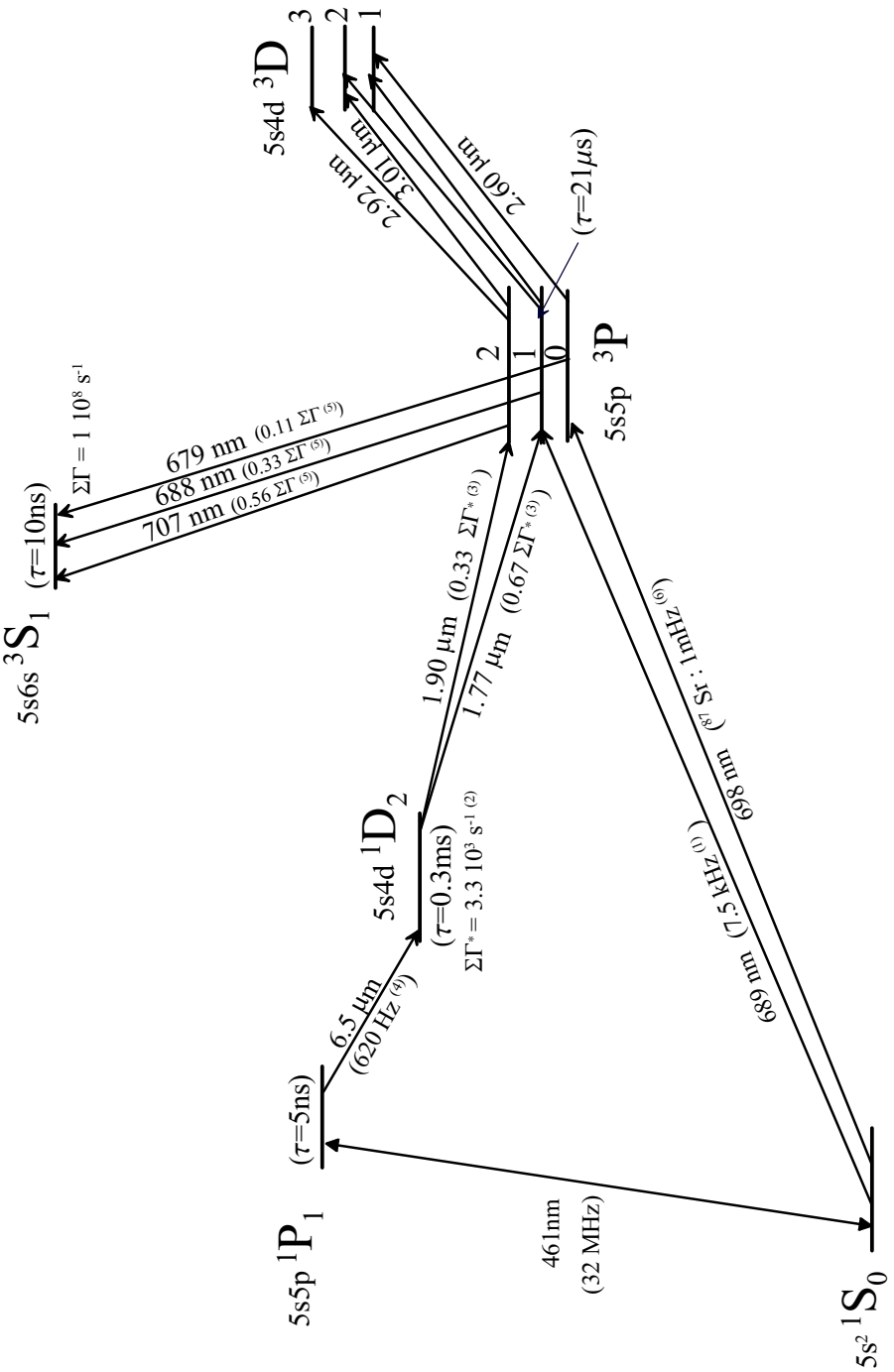
TAB. B.2 – Isotopes naturels du strontium. Valeurs extraites de [107].

B.3 Transitions atomiques

La figure de la page 209 représente les niveaux atomiques du strontium. La valeur repérée par (1) est extraite de [146], (2) de [104], (3) de [110], (4) de [166], (5) de [69], pour (6) voir § 6.1.2, p.171.

Dans le tableau suivant sont indiquées certaines durées de vie :

	durée de vie	
$^1P_1$	5.0 (0.15) ns	Réf. [145]
$^3P_0$	160 s	cf § 6.1.2, p.171
$^3P_1$	21.3 (0.5) μs	Réf. [146]


5s4d ^{3}D
3
2
1
2.92 µm
3.01 µm
2.60 µm
(τ=21µs)
2
1
0
5s5p ^{3}P
679 nm (0.11 ΣΓ (5))
688 nm (0.33 ΣΓ (5))
707 nm (0.56 ΣΓ (5))
ΣΓ = 1 10^8 s^{-1}
(τ=10ns)
5s6s ^{3}S$_1$
1.90 µm (0.33 ΣΓ* (3))
1.77 µm (0.67 ΣΓ* (3))
698 nm (^{87}Sr : 1mHz (6))
689 nm (7.5 kHz (1))
5s4d ^{1}D$_2$
(τ=0.3ms)
ΣΓ* = 3.3 10^3 s^{-1} (2)
6.5 µm
(620 Hz (4))
(τ=5ns)
5s5p ^{1}P$_1$
461nm
(32 MHz)
5s^2 ^{1}S$_0$

Caractéristiques de certaines transitions

	$^1S_0 - {}^1P_1$	$^1S_0 - {}^3P_1$	$^1S_0 - {}^3P_0$ (^{87}Sr)
λ	460.862 nm	689.449 nm	698.446 nm
ν	650 503.75 GHz	434 829.1 GHz	429 228.0 GHz
$\Gamma/2\pi$	32 MHz	7.6 kHz	1 mHz
I_{sat}	42.7 mW/cm^2	3 μW/cm^2	0.4 pW/cm^2
v_{rec}	9.85 mm/s	6.6 mm/s	6.5 mm/s
ν_{rec}	10.7 kHz	4.8 kHz	4.65 kHz

	$^3P_0 - {}^3S_1$	$^3P_1 - {}^3S_1$	$^3P_2 - {}^3S_1$
λ	679.289 nm	688.021 nm	707.20 nm [127]
ν	441 332.75 GHz	435 733.3 GHz	423 913.5 GHz
$\Gamma/2\pi$	1.75 MHz	5.2 MHz	8.9 MHz
I_{sat}	0.7 mW/cm^2	2.1 mW/cm^2	3.2 mW/cm^2

TAB. B.3 – λ désigne la longueur d'onde dans le vide, ν la fréquence, Γ la largeur naturelle, I_{sat} l'intensité de saturation, v_{rec} la vitesse de recul et ν_{rec} la fréquence de recul. Les valeurs sont données pour ^{88}Sr, à l'exception de celle de la transition $^1S_0 - {}^3P_0$. Les valeurs de λ et ν sont déduites de nos mesures (à l'aide d'un lambdamètre pour la transition $^1S_0 - {}^1P_1$), à l'exception de la transition $^3P_2 - {}^3S_1$.

Fréquences des transitions atomiques mesurées

Les tableaux B.4, B.5, B.6 et B.7 récapitulent toutes les fréquences des transitions atomiques rapportées aux chapitres 5 et 6.

$^1S_0 - {}^3P_1$		fréquence (kHz)	
^{88}Sr	J=0-J'=1	434 829 121 300 (20)	(a)
^{87}Sr	F=9/2-F'=7/2	434 830 473 270 (50)	(b)
	F=9/2-F'=9/2	434 829 343 010 (50)	(a)
	F=9/2-F'=11/2	434 827 879 860 (50)	(b)

TAB. B.4 – Fréquences des transitions $^1S_0 - {}^3P_1$ à 689 nm. (a) : fréquence mesurée directement. (b) : fréquence calculée à partir de la structure hyperfine du $^3P_1$.

$^3P_1 - {}^3S_1$		fréquence (MHz)
^{88}Sr	J= 9/2, J'=9/2	435 731 697.2 (5)
^{87}Sr	F=7/2 - F'=7/2	435 733 271.1 (6)
	F=7/2 - F'=9/2	435 730 832.3 (3)
	F=9/2 - F'=7/2	435 734 401.75 (30)
	F=9/2 - F'=9/2	435 731 962.7 (3)
	F=9/2 - F'=11/2	435 728 981.6 (3)
	F=11/2 - F'=9/2	435 733 425.8 (3)
	F=11/2 - F'=11/2	435 730 444.9 (3)

TAB. B.5 – Fréquences mesurées pour les transitions $^3P_1 - {}^3S_1$ à 688 nm.

$^3P_0 - {}^3S_1$		fréquence (MHz)	
^{88}Sr	J=0 -J'=1	441 332 751.3 (7)	(a)
^{87}Sr	F=9/2-F'=7/2	441 335 740.42 (35)	(b)
	F=9/2-F'=9/2	441 333 301.37 (35)	(b)
	F=9/2-F'=11/2	441 330 320.27 (35)	(b)

TAB. B.6 – Fréquences des transitions $^3P_0 - {}^3S_1$ à 679 nm. (a) : fréquence mesurée directement. (b) : fréquence calculée à partir des mesures des transitions $^3P_1, 9/2 - {}^3S_1, F'$ et de l'écart de structure fine $^3P_0, 9/2 - {}^3P_1, 9/2$ (5 601 338 670 (50) kHz).

$^1S_0 - {}^3P_0$	fréquence (kHz)	
^{88}Sr	429 228 067 200 (1200)	(a)
^{87}Sr	429 228 004 230 (15)	(b)

TAB. B.7 – Fréquences des transitions $^1S_0 - {}^3P_0$ à 698 nm. (a) : fréquence déduite des autres mesures. (b) : fréquence mesurée directement.

Décalages isotopiques et structures hyperfines

La différence de fréquence entre les transitions du fermion $\nu\,(^{87}Sr)$ et du boson $\nu\,(^{88}Sr)$ correspond à la somme du décalage isotopique $\Delta_{87,88}$ et du terme de structure hyperfine ΔE_{hf} :

$$\nu\,(^{87}Sr, F) - \nu\,(^{88}Sr) = \Delta_{87,88} + \Delta E_{hf}(F) \tag{B.3}$$

Le tableau B.8 indique les décalages isotopiques des états $^1P_1$, $^3P_0$, $^3P_1$ et $^3S_1$.

Le terme de structure hyperfine est relié aux constantes d'interaction dipolaire magnétique et quadrupolaire électrique, respectivement A et B, selon [133, 134] :

$$\Delta\, E_{hf}(F) = \frac{A}{2}\, K + \frac{B}{8}\, \frac{3\, K(K+1) - 4I(I+1)J(J+1)}{I(2I-1)J(2J-1)} \tag{B.4}$$

$$\text{avec :} \quad K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1) \tag{B.5}$$

Le tableau B.9 rapporte les constantes A et B des états $^1P_1$, $^3P_1$ et $^3S_1$. Sur les figures B.1 sont indiqués les écarts de fréquence entre les transitions du ^{87}Sr et du ^{88}Sr.

	$\Delta_{87,88}$ (MHz)	
$^1P_1$	-46.3 (2.0)	Réf. [105]
$^3P_0$	-62.9 (1.3)	§ 5.4.4, p.163
$^3P_1$	-62.15 (0.07)	§ 5.2.4, p.126
$^3S_1$	-54.9 (0.3)	§ 5.3.5, p.146

TAB. B.8 – Décalages isotopiques.

	A	B	extrait de :
$^1P_1$	-3.4 (4) MHz	39 (4) MHz	Réf. [106]
$^3P_1$	-260 084 (2) kHz	-35 658 (6) kHz	Réf. [135]
$^3S_1$	-542.0 (1) MHz	-0.1 (5) MHz	§ 5.3.5, p.146

TAB. B.9 – Constantes d'interaction dipolaire magnétique (A) et quadrupolaire électrique (B) du ^{87}Sr.

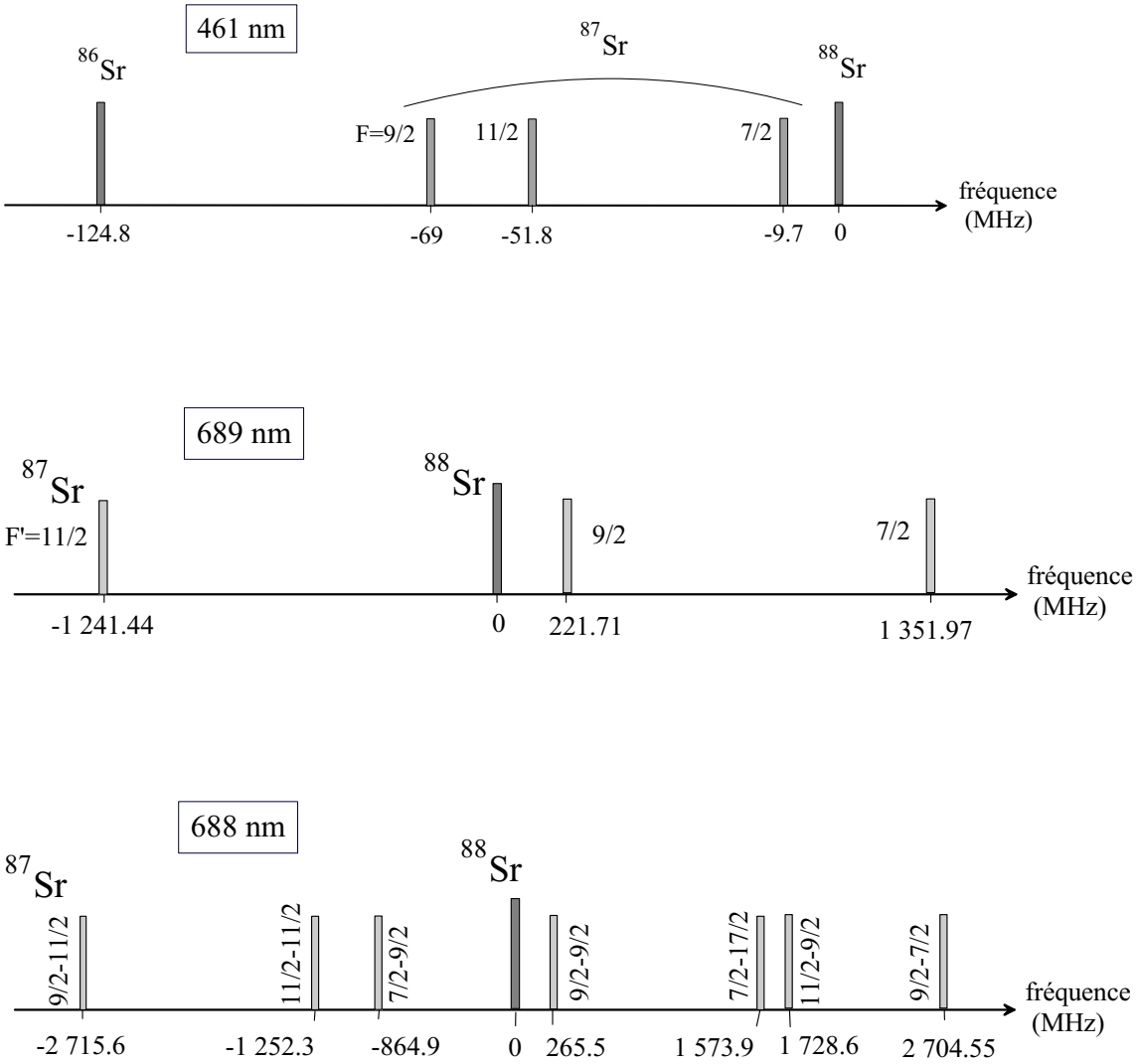


FIG. B.1 – Fréquences des transitions $^1S_0 - {}^1P_1$ (à 461 nm), $^1S_0 - {}^3P_1$ (à 689 nm) et $^1P_1 - {}^3S_1$ à 688 nm repérées par rapport à celles du ^{88}Sr.

Annexe C

Écart type d'Allan

Cette introduction à l'écart type d'Allan est extraite de la thèse d'Yvan Sortais [167].

[...]La stabilité d'une horloge est souvent caractérisée par l'écart type des fluctuations de fréquences. Malheureusement, pour les fluctuations lentes de la fréquence de l'horloge, on montre que la variance vraie de ces fluctuations n'existe pas [14]. C'est le cas par exemple lorsque la densité spectrale de puissance de bruit de fréquence est du type $S_y(f) = h_\alpha f^\alpha$ avec $\alpha \leq -1$. Ceci pose un problème puisque c'est justement le bruit basse fréquence (i.e. sur le long terme) qui nous intéresse pour caractériser une horloge.

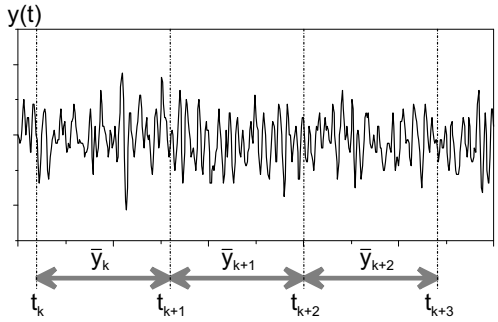


FIG. C.1 – *Calcul de la variance d'Allan d'un signal aléatoire.*

Afin de remédier à ce problème, D. Allan a introduit un autre type de variance [168] qui est calculée de la façon suivante. Notons $\bar{y}_k$ les valeurs moyennes successives des fluctuations relatives de fréquence, $y(t)$, sur des intervalles successifs $t \in [t_k, t_{k+1}]$ de durée τ (cf. figure (C.1)) :

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

La variance d'Allan $\sigma_y^2(\tau)$ est définie de la façon suivante :

$$\begin{aligned}\sigma_y^2(\tau) &= \frac{1}{2}\langle(\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2\rangle \\ &= \frac{1}{2}\lim_{n\to+\infty}\left\{\frac{1}{n}\sum_{k=1}^{n}(\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2\right\}\end{aligned} \tag{C.2}$$

c'est à dire que c'est, à un facteur 2 près, la variance vraie des fluctuations des différences entre échantillons successifs y_k et y_{k+1}. [...]

La variance d'Allan est intéressante à plusieurs titres. D'abord, elle existe, mathématiquement, pour tous les types de bruit de fréquence usuellement rencontrés quand on manipule des horloges, c'est à dire pour des combinaisons linéaires du type

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

Ensuite, la courbe $\sigma_y(\tau)$, en échelle log-log, est linéaire par morceaux, et la pente de chaque morceau est caractéristique[1] d'une puissance α (cf. figure (C.2)). On peut donc facilement déduire de la courbe $\sigma_y(\tau)$ le type de bruit dominant sur le signal d'horloge. Par exemple, dans les fontaines atomiques, pour $\tau \lesssim 10^5$ s, les fluctuations des $\bar{y}_k$ ne sont pas corrélées. Il s'agit donc de bruit blanc de fréquence, qui se traduit par une décroissance en $\tau^{-1/2}$ sur le graphe précédent. Enfin, la variance d'Allan est égale, pour du bruit blanc de fréquence, à la variance vraie de la suite $\{\bar{y}_k\}$. Ceci justifie aussi, et *a posteriori*, que l'on utilise $\sigma_y(\tau)$ comme estimateur de l'incertitude obtenue sur une mesure de fréquence de durée τ dans les fontaines atomiques.

[1] sauf pour $\alpha = 1$ et $\alpha = 2$, pour lesquels les pentes sont égales et valent -1. Mais ceci est sans importance dans le cas des fontaines puisque ce sont les bruits à basse fréquence qui nous intéressent, c'est à dire pour $\alpha \leq 0$.

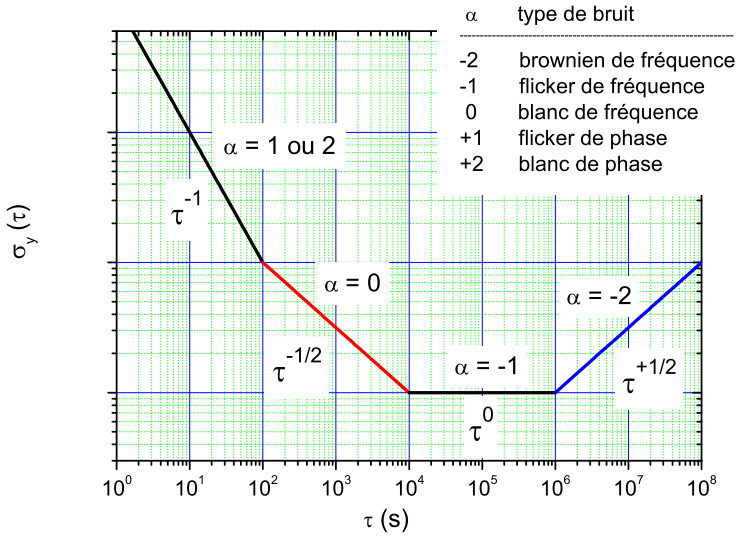


FIG. C.2 – *Variation caractéristique de l'écart type d'Allan en fonction du type de bruit.*

Annexe D

La méthode de réjection

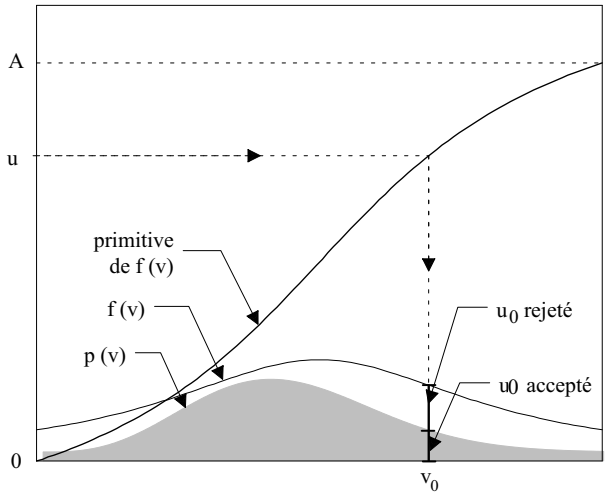


FIG. D.1 – Schéma de principe de la méthode de réjection.

Cette méthode est utilisée pour générer un tirage aléatoire selon une loi de probabilité $p(v)$ non inversible, comme par exemple la loi de distribution de la vitesse des atomes à la sortie du four (éq. 2.22). La technique consiste à utiliser une fonction de référence $f(v)$ dont la primitive $F(v)$ et son inverse sont connues de manière analytique. $f(v)$ est choisie de manière à majorer en tout point la distribution $p(v)$. Dans un premier temps on tire avec une loi de probabilité uniforme un réel u compris entre 0 et A, où A est l'aire comprise sous la courbe de $f(v)$ (fig. D.1). On calcule ensuite on antécédent par l'inverse de la fonction de comparaison : $v_0 = F^{-1}(u)$. Dans un deuxième temps on tire aléatoirement un réel u_0 compris entre 0 et $f(v_0)$. Si ce réel est supérieur à $p(v_0)$ on le rejette et on recommence jusqu'à obtenir un couple

(v_0, u_0) situé en dessous de la courbe de $p(v)$. On obtient ainsi des points répartis uniformément sous la courbe de $p(v)$, les abscisses de ces points ont donc la distribution voulue.

La fraction de points rejetés est égal au rapport des aires sous la courbe de $p(v)$ et $f(v)$. Il faut donc prendre une fonction de comparaison qui s'approche le plus possible de la distribution $p(v)$. La fonction de comparaison utilisée pour la loi de distribution de vitesse est une lorentzienne :

$$f(v) = \frac{c_0}{1 + (v - b_0)^2/a_0^2} \tag{D.1}$$

où les constantes a_0, b_0 et c_0 ont été choisies pour que la lorentzienne retenue majore la distribution de vitesse pour une température du four comprise entre 500^oC et 700^oC :

a_0	300 m/s
b_0	490 m/s
c_0	0.0022

Annexe E

Principales publications

E.1 Clock transition for a future optical frequency standard with trapped atoms

–

PHYSICAL REVIEW A **68**, 030501(R) (2003)

Clock transition for a future optical frequency standard with trapped atoms

Irène Courtillot, Audrey Quessada, Richard P. Kovacich, Anders Brusch, Dmitri Kolker, Jean-Jacques Zondy, Giovanni D. Rovera, and Pierre Lemonde*

BNM-SYRTE, Observatoire de Paris 61, Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

(Received 5 March 2003; published 9 September 2003)

We report direct excitation of the strongly forbidden $5s^2\,{}^1S_0$-$5s5p\,{}^3P_0$ transition in ^{87}Sr. Its frequency is 429 228 004 235(20) kHz. A resonant laser creates a small leak in a magneto-optical trap (MOT): atoms build up to the metastable ${}^3P_0$ state and escape the trapping process, leading to a detectable decrease in the MOT fluorescence. This line has a natural width of 10^{-3} Hz and can be used for a new generation of optical frequency standards using atoms trapped in a light-shift-free dipole trap.

DOI: 10.1103/PhysRevA.68.030501 PACS number(s): 32.30.Jc, 06.30.Ft, 32.80.−t, 39.30.+w

In addition to being at the heart of the international system of units, extreme frequency metrology finds a wide range of applications throughout physics. As an example, tests of the stability of fundamental constants are performed by comparing the frequencies of different atomic transitions [1,2]. These laboratory tests are already competitive with those performed at the cosmological scale [3,4] and improve with the accuracy of the atomic transitions frequency measurements. Microwave frequency standards such as atomic fountains now have relative accuracies better than 10^{-15} with potential improvements down to 10^{-16} [5]. Going further, however, seems extremely difficult due to the limited quality factor of the atomic resonance in these devices ($\sim 10^{10}$). Optical frequency standards exhibit much higher line-Q, up to 10^{14} as recently demonstrated in Ref. [6]. These devices reach fractional frequency instabilities below 10^{-14} over 1 s [7], almost one order of magnitude better than fountains [5]. Their current accuracy lies near 1 part in 10^{14} with anticipated large room for improvement [2,8–11].

Two different approaches are commonly used to develop optical frequency standards [12]. The first one is based on the spectroscopy of a single trapped ion, the second on the spectroscopy of a large ensemble of free falling neutral atoms. It is a commonly shared opinion that the ion approach may lead to a better ultimate frequency accuracy due to the "perfect" control of the ion motion, while the atomic approach should lead to a better frequency stability thanks to the numerous quantum references contributing to the signal. Recently Katori proposed a scheme that combines the advantages of both approaches [13]. The idea is to trap neutral atoms in the Lamb-Dicke regime in an optical lattice operating at a wavelength where the light shift of the clock transition vanishes.

Katori proposed to use ^{87}Sr probed on the $5s^2\,{}^1S_0$-$5s5p\,{}^3P_0$ line at 698 nm, which indeed seems an ideal system for the realization of this scheme. This $J=0-J=0$ resonance is only slightly allowed by hyperfine coupling and its metrological properties are exquisite. A natural linewidth of ~ 1 mHz can be derived from the hyperfine data found in Ref. [14]. It has a high insensitivity to external electromagnetic fields. The light-shift cancellation is expected to occur near 800 nm, a wavelength far from any atomic resonance and for which powerful and practical laser sources are readily available. Apart from a residual effect due to hyperfine structure, the light-shift cancellation is independent on polarization. Finally, higher-order effects due to the trapping field are expected to be extremely small on this particular line [15]. We report here the direct excitation and frequency measurement of this transition, the most forbidden optical transition of a neutral atom ever directly detected.

The experiment is performed on a sample of cold atoms collected in a magneto-optical trap (MOT). An atomic beam is decelerated in a Zeeman slower and captured at the crossing point of three retroreflected beams tuned 40 MHz to the red of the ${}^1S_0$-${}^1P_1(F=9/2)$ transition (Fig. 1). The setup is described in details in Ref. [16]. For this particular experiment 3×10^6 ^{87}Sr atoms are trapped at steady state at a temperature of 2 mK. The atomic cloud has a $1/e^2$ diameter of 2 mm. To probe the 698-nm line, a 14-mW laser beam passes four times through the atomic cloud in a standing wave configuration. The probe beam waist radius is 1.3 mm. Generally speaking, the detection of extremely forbidden transitions is an experimental challenge, and at first sight it seems a desperate task with our system: the resonance is expected to be Doppler broadened to 1.5 MHz [full width at half-maximum (FWHM)] more than three orders of magnitude higher than the Rabi frequency (0.8 kHz). Thus only 10^3 atoms are ex-

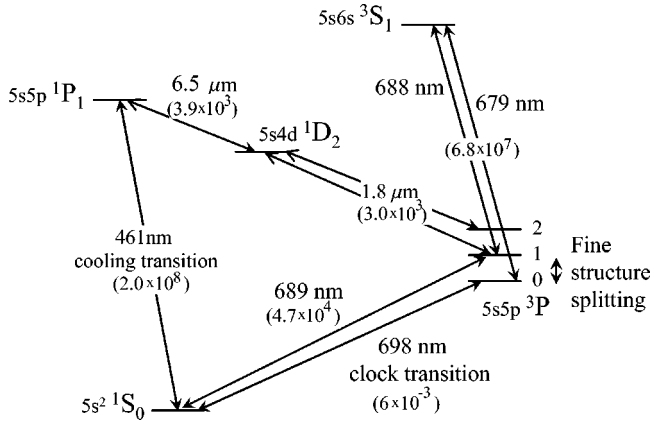


FIG. 1. Energy diagram of ^{87}Sr with wavelength and decay rate (s^{-1}) of the transitions involved in the experiment. For clarity, the hyperfine structure is not represented ($I=9/2$).

*Electronic address: pierre.lemonde@obspm.fr

 ©2003 The American Physical Society

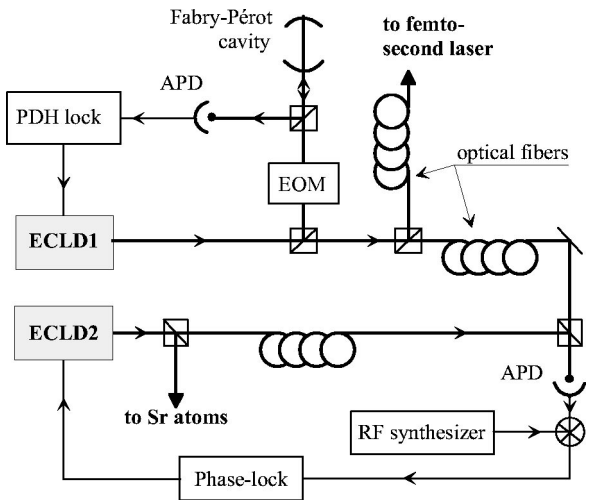


FIG. 2. Experimental setup used for frequency measurements. An extended cavity laser diode (ECLD1) is locked to a high finesse Fabry-Pérot cavity ($F=27\,000$). 100 μW are sent to a frequency chain based on a femtosecond laser for absolute frequency measurement. A second laser (ECLD2) which is used to probe the strontium atoms is offset-phase locked to ECDL1. The beat note collected by an avalanche photodiode (APD) is mixed with a radio-frequency reference. Noise and frequency offsets introduced by optical fibers are negligible in this experiment. EOM: electro-optical modulator.

pected to be resonant with the laser at a time. In addition, an efficient fluorescence detection of atoms in the $^3P_0$ state is made difficult by the absence of cycling transition from this state. Finally the energy of the $^3P_0$ state is known from databases to within a few hundred megahertz only.

To overcome these problems we have first determined the resonance frequency with an accuracy of 110 kHz by measuring the frequency of the $^1S_0$-$^3P_1$ line at 689 nm and of the frequency difference between the $^3P_1$-$^3S_1$ and $^3P_0$-$^3S_1$ transitions at 688 nm and 679 nm, respectively (see Fig. 1) [17]. Second, to amplify the fraction of cold atoms transferred to the $^3P_0$ state by direct excitation, we have taken advantage of the fact that the lifetime of the MOT is 40 times larger than the Rabi oscillation period. A laser tuned to resonance induces a leak in the MOT leading to a detectable decrease in the number of trapped atoms of 1%.

The experimental setup used for all frequency measurements is described in Fig. 2. An extended cavity laser diode (ECLD1) is locked to a high finesse cavity using the Pound-Drever-Hall method [18] with performances reported in Ref. [19]. Its frequency is continuously measured vs a hydrogen maser with a scheme based on a self-referenced femtosecond Ti:sapphire laser [20,21]. The relative resolution of this measurement is typically 3×10^{-13} for a 1-s averaging time. A second laser (ECLD2) is offset-phase locked to ECLD1. The beat note between both lasers is mixed with the output of a radio-frequency synthesizer to generate the offset-phase lock error signal. The bandwidth of the servo control is 2 MHz. With this scheme the light of ECLD2, which is sent to the atoms, can be tuned to any frequency between two modes of the cavity of free spectral range 1.5 GHz by actuating the rf synthesizer. Two sets of lasers are used. One can be tuned from 675 to 685 nm, the other from 685 to 698 nm.

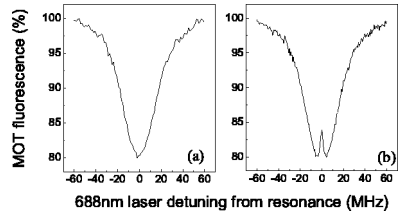


FIG. 3. Relative MOT fluorescence signals obtained when a 688-nm laser is swept around the $^3P_1,F=9/2$-$^3S_1,F=11/2$ transition. (a) 688-nm laser only; (b) with an additional 679-nm laser tuned to the $^3P_0,F=9/2$-$^3S_1,F=11/2$ resonance. In this case the CPT dip is observed. Intensities of the 688-nm and 679-nm lasers are 5 μW/mm^2 and 2 mW/mm^2, respectively.

The frequency of the $^1S_0$-$^3P_1(F=9/2)$ transition is measured with an atomic beam, which appeared to be simpler than with the cold atom setup. The obtained frequency is 434 829 342 950(100) kHz, with an uncertainty mainly dominated by statistical noise and imperfect knowledge of the magnetic field.

The determination of the fine-structure splitting between $^3P_0$ and $^3P_1$ is performed with the cold atoms. While trapped and cycling on the $^1S_0$-$^1P_1$ transition, atoms eventually emit a spontaneous photon which brings them to the $^1D_2$ state (Fig. 1). This state has two main decay channels: to the $^3P_1$ and $^3P_2$ states. Atoms in the $^3P_1$ state decay back to the ground state and are kept in the trap while atoms in the metastable $^3P_2$ state are lost. This process limits the lifetime of the MOT to some 50 ms. We make the fine-structure measurement by modifying this escape process. If a laser resonant to one of the hyperfine components of the $^3P_1$-$^3S_1$ transition is added to the trap, atoms in the corresponding $^3P_1$ state are pumped to the $^3P_2$ and $^3P_0$ metastable states. They escape the trap instead of decaying back to the ground state. This decreases the trapped atom number. Figure 3(a) shows the fluorescence of the MOT as a function of the 688-nm laser detuning from the $^3P_1,F=9/2-{}^3S_1,F=11/2$ resonance.

A direct detection of the $^3P_0$-$^3S_1$ transition by the same technique is not possible because $^3P_0$ is not populated in the MOT. Instead, a first signal is obtained by detecting the light shift of the $^3P_1$-$^3S_1$ transition induced by a 679-nm laser close to the $^3P_0$-$^3S_1$ resonance. With an intensity of 1.8 mW/mm^2, a shift of 100 kHz is observed for a detuning of 100 MHz. For a 679-nm detuning smaller than the width of the 688-nm resonance, a dip appears in the resonance profile due to coherent population trapping (CPT): when the frequency difference between both lasers matches the atomic fine structure, there exists a coherent superposition of $^3P_1$ and $^3P_0$ states which is not coupled to $^3S_1$ [22]. Atoms in this dark state are not pumped to $^3P_2$ but decay back to the ground state in a few 10 μs due to the $^3P_1$ instability. They are kept in the MOT. When the CPT dip is centered on the 688-nm resonance, the 679-nm laser is tuned to resonance. The observed signal in this configuration is shown in Fig. 3(b). The fine-structure measurement is performed light-shift-free with both lasers locked on resonance. We measured a frequency of 5 601 338 650(50) kHz with an uncertainty mainly due to the magnetic field gradient of the MOT. Ac-

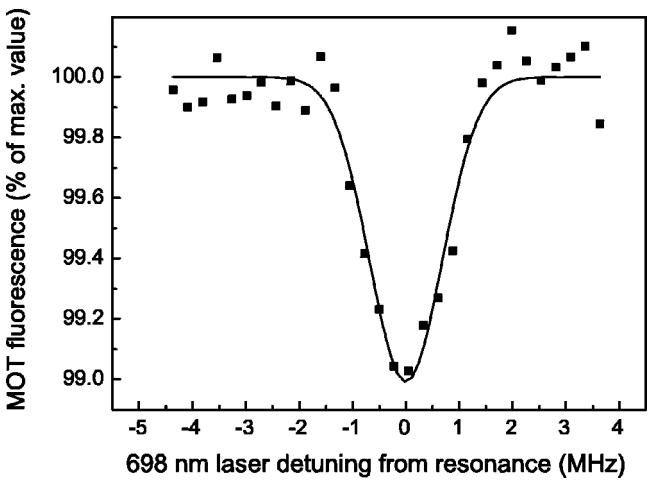


FIG. 4. Direct observation of $^1S_0$-$^3P_0$ transition. The line is broadened by the Doppler effect due to the finite temperature of the atoms to 1.4 MHz (FWHM).

cording to these measurements, the $^1S_0$-$^3P_0$ transition is expected to have a frequency of 429 228 004 300(110) kHz.

For the direct observation, we induce in the MOT a leak to the $^3P_0$ state with a laser tuned to resonance. The lifetime of the trap is two orders of magnitude longer than the duration of a π pulse on the forbidden transition with the laser parameters given above. This leads to a buildup by the same factor of the fraction of atoms escaping the MOT if the transfer rate to $^3P_0$ is constant and if the atoms, once in the $^3P_0$ state, actually escape the trapping process. The trapped atom number should then decrease by several perecent. One way to fulfill the transfer rate condition could consist in using the MOT to rethermalize atoms to fill the dip in the velocity distribution created by excitation to $^3P_0$. For the escape condition, one could think of optical pumping to $^3P_2$ with a laser tuned to $^3P_0$-$^3S_1$. In our experiment however, the Doppler effect induced by gravity is sufficient to fulfill both conditions. The experiment is operated sequentially: by means of acousto-optic modulators we alternate a capture and cooling phase with the blue lasers and a probe phase with the 698-nm laser. During the probe phases atoms are free falling both in the ground and exciting states. The frequency sweep caused by acceleration amounts to several times the Rabi frequency per millisecond with the 45° angle formed by the 698-nm probe beam and vertical. Atoms transferred to the $^3P_0$ state and the corresponding dip in the velocity distribution of the ground state are then rapidly detuned from the excitation laser. The pulsed operation also avoids any light shift of the forbidden transition by the trap beams. The optimization of the time sequence results from a trade-off between the capture efficiency of the MOT, the ballistic expansion of the atomic cloud during probe phases, and the efficiency of excitation to $^3P_0$. With phases of capture of 3 ms duration and probe phases of 1 ms duration, we have 1×10^6 atoms at steady state in the MOT and the contrast of the resonance is 1%. In Fig. 4 is shown the fluorescence of the trapped atoms vs the 698-nm laser detuning from resonance. A narrow sub-Doppler structure is expected at the center of the resonance due to the standing-wave configuration. With the present signal-to-noise ratio, we are not able to detect it.

TABLE I. Measured frequencies of ^{87}Sr transitions ($F=9/2$ for all atomic states).

Transition	Frequency (kHz)
$5s^2\,^1S_0$-$5s5p\,^3P_1$	434829342950 ± 100
$5s5p\,^3P_0$-$5s5p\,^3P_1$	5601338650 ± 50
$5s^2\,^1S_0$-$5s5p\,^3P_0$	
Indirect measurement	429228004300 ± 110
Direct measurement	429228004235 ± 20

We have locked the laser to the $^1S_0$-$^3P_0$ resonance for the determination of its frequency. Measurements on both sides of the resonance are alternated with a 140 ms duration. The resulting error signal is integrated and fed back to the synthesizer driving the offset-phase lock of ECLD2. The average frequency is 429 228 004 235 kHz with a residual statistical uncertainty of 20 kHz after 2 h of integration. At that level, the systematic effects are negligible. The first-order Doppler effect vanishes due to the standing-wave configuration. The Zeeman effect induced by the MOT field gradient is less than 1 kHz, since the Landé factors of the $^1S_0$ and $^3P_0$ levels are of the order of 10^{-4}. The light shift which would result from imperfect extinction of the blue light is also estimated below 1 kHz. Table I summarizes the indirect and direct measurements and confirms the good agreement between both methods.

The technique used for the direct detection of this line can be extended to other atomic species. As an example, Yb has the same level scheme as Sr with several isotopes having nonzero nuclear spin. With Yb atoms trapped on the $^1S_0$-$^3P_1$ transition of natural width 200 kHz, the lifetime of the MOT can be much longer than the blue Sr MOT, up to several seconds in Ref. [24]. The contrast of the forbidden line would then be close to 100%.

The observation of the $^1S_0$-$^3P_0$ transition is a first step towards the realization of an optical frequency standard using trapped neutral atoms. Clearly the next step is the measurement of the wavelength of the dipole trap beam where light-shift cancellation occurs. This measurement requires better frequency resolution than achieved here, i.e., higher laser intensity at 698 nm and/or colder atoms.

In this type of optical frequency standards a line-Q as high as 10^{15} is achievable if the spontaneous emission rate in the optical trap is less than one per second. With a laser intensity of 8×10^7 W/m^2, the trap oscillation frequency can be 50 kHz and the spontaneous emission rate 0.4 s^{-1}. With a line-Q of 10^{15} and a reasonable trapped atom number of the order of 10^6, ultimate performances are orders of magnitude better than existing devices. The frequency noise of the laser used to probe the atoms will then be of decisive importance [19]. State-of-the-art ultrastable lasers use macroscopic resonators as a reference and exhibit $1/f$ frequency noise at Fourier frequencies below a few Hertz [23]. We propose to circumvent this problem with a first stage servo control to the atomic transition with a separate setup fully optimized for frequency stability: large number of atoms, favorable duty

cycle, etc. At the price of an increase of the experimental width of the atomic resonance the response time of the servocontrol can be as fast as desired. With this additional degree of freedom, the optimization of ultrastable lasers should lead to a large improvement of their performances. One could then approach the demanding requirements of the optical standard using trapped neutral atoms.

We thank Ouali Acef, André Clairon, Michel Lours, and Giorgio Santarelli for helpful discussions, and the optoelectronic group of the University of Bath (UK) for providing the photonic crystal fiber of the frequency chain. A.B. acknowledges a grant from the European Research Training Network CAUAC. BNM-SYRTE is Unité Associée au CNRS (UMR 8630).

[1] H. Marion *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 150801 (2003).
[2] S. Bize *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 150802 (2003).
[3] T. Damour and F. Dyson, Nucl. Phys. B **480**, 37 (1996).
[4] J. Webb *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 091301 (2001).
[5] S. Bize *et al.*, in *Sixth Symposium on Frequency Standards and Metrology*, edited by P. Gill (World Scientific, Singapore, 2002).
[6] R.J. Rafac *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2462 (2000).
[7] S.A. Diddams *et al.*, Science **293**, 825 (2001).
[8] M. Niering *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 5496 (2000).
[9] F. Riehle, G. Wilpers, T. Binnewies, and J. Helmcke, in *Sixth Symposium on Frequency Standards and Metrology* (Ref. [5]).
[10] E. A. Curtis *et al.*, in *Sixth Symposium on Frequency Standards and Metrology* (Ref. [5]).
[11] J. Stenger *et al.*, Opt. Lett. **26**, 1589 (2001).
[12] See *Sixth Symposium on Frequency Standards and Metrology* (Ref. [5]).
[13] H. Katori, in *Sixth Symposium on Frequency Standards and Metrology* (Ref. [5]).
[14] H.-J. Kluge and H. Sauter, Z. Phys. **270**, 295 (1974).
[15] V.G. Pal'chikov, J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt. **5**, S131 (2003).
[16] I. Courtillot *et al.*, Opt. Lett. **28**, 468 (2003).
[17] We also performed absolute frequency measurements of $^1S_0$-$^3P_1$, $^3P_0$-$^3S_1$, and $^3P_1$-$^3S_1$ transitions for all hyperfine sublevels of ^{87}Sr and ^{88}Sr. These measurements will be reported subsequently.
[18] R.W.P. Drever *et al.*, Appl. Phys. B: Photophys. Laser Chem. **B31**, 97 (1983).
[19] A. Quessada *et al.*, J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt. **5**, S150 (2003).
[20] R. Holzwarth *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2264 (2000).
[21] D.J. Jones *et al.*, Science **288**, 635 (2000).
[22] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, and G. Orriols, Nuovo Cimento B **36**, 5 (1976).
[23] B. Young, F. Cruz, W. Itano, and J.C. Bergquist, Phys. Rev. Lett. **82**, 3799 (1999).
[24] T. Kuwamoto, K. Honda, Y. Takahashi, and T. Yubuzaki, Phys. Rev. A **60**, R745 (1999).

E.2 Efficient cooling and trapping of strontium atoms

Efficient cooling and trapping of strontium atoms

I. Courtillot, A. Quessada, R. P. Kovacich, J-J. Zondy, A. Landragin, A. Clairon, and P. Lemonde

Bureau National de Métrologie–Systèmes de Référence Temps Espace, Centre National de la Recherche Scientifique, Unité Mixte de Recherche 8630, Observatoire de Paris, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

Received September 3, 2002

We report the capture of cold strontium atoms in a magneto-optical trap (MOT) at a rate of 4×10^{10} atoms/s. The MOT is loaded from an atomic beam decelerated by a Zeeman slower operating with a focused laser beam. The 461-nm laser, used for both cooling and trapping, was generated by sum-frequency mixing in a KTP crystal with diode lasers at 813 nm and a Nd:YAG laser at 1064 nm. As much as 115 mW of blue light was obtained. © 2003 Optical Society of America

OCIS codes: 020.7010, 140.3320, 190.2620.

Laser-cooled alkaline-earth atoms are stimulating a growing interest in the field of atom physics. Because these atoms have a $J = 0$ ground state, studies of cold collisions[1,2] or of coherent light transport in a cold atomic sample[3] are vastly simplified compared with similar studies of alkaline atoms. For optical frequency metrology the existence of several narrow transitions has already yielded outstanding results with Mg (Ref. 4) and Ca,[5,6] with still large room for improvement. The possibility of probing ^{87}Sr in the $^1S_0 \rightarrow {}^3P_0$ transition in the Lamb–Dicke regime in a light-shift-free dipole trap appears promising[7] and will combine the advantages of trapped ion and neutral frequency standards. Quantum degeneracy has not been achieved so far and appears as a motivating goal for experiments with Mg, Ca, and Sr.[8] For most of these experiments trapping a large number of atoms and (or) having a high capture rate is of primary importance.

In this Letter we report the high-efficiency trapping of ^{88}Sr in the $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ cycling transition at 460.733 nm. An optimized design for a Zeeman slower and a high-power blue laser enabled us to trap 1.3×10^9 atoms at a high rate of 4×10^{10} atoms/s.

The experimental setup is shown in Fig. 1. Before entering the magneto-optical trap (MOT) region, atoms from an atomic beam are decelerated by a Zeeman slower. This process uses the radiation pressure of a counterpropagating beam kept on resonance by an inhomogeneous magnetic field. The 461-nm laser required for slowing and trapping is obtained by sum-frequency mixing. A second atomic beam is used as a reference to lock the laser to the atomic line. Both ovens consist of a strontium reservoir and 200 tubes of 8-mm length and 200-μm diameter for transverse velocity selection. At a reservoir temperature of 630 °C we measured a flux of 2×10^{12} atoms/s. This corresponds to a vapor pressure of 7×10^{-2} Pa in the oven, in agreement with the experimental value reported by Dinneen *et al.*[9] but 2 orders of magnitude lower than the value found in some handbooks.[10]

Slowed atoms are trapped in the MOT formed by three retroreflected laser beams propagating along orthogonal axes and by a magnetic field gradient of 1.9 mT/cm induced by anti-Helmholtz coils. The MOT beams are provided by 17 mW of blue light split into three beams of 1-cm waist radius. For optimum trapping the laser is detuned −41 MHz from resonance. The MOT capture velocity is estimated to be approximately 30 m/s.

Figure 2 shows the fluorescence of the atoms loaded into the MOT. To carefully calibrate the number of atoms we performed two independent measurements. We measured the fluorescence induced either by the MOT beams or by a weak probe beam sent to the atoms after the MOT was switched off. The probe was tuned 103 MHz to the red side of the atomic resonance to minimize absorption by cold atoms. The two methods were in agreement to within a ratio of 1.4 when as many as a few times 10^7 atoms were trapped. At higher atom numbers there was an increasing discrepancy caused by absorption by cold atoms of the MOT beams, whereas the absorption in the probe remained lower than 10%. From the probe fluorescence signal [Fig. 2(a), inset] we deduced that 8×10^8 atoms were

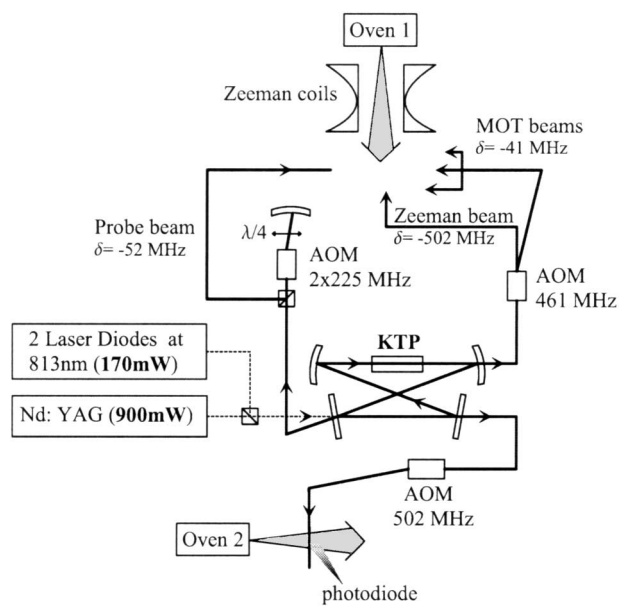


Fig. 1. Experimental setup. Dashed lines represent the pump laser for sum-frequency mixing. By means of several acousto-optic modulators (AOMs), four different frequencies are generated near 461 nm. A weak beam probes atoms from Oven 2 to lock the laser on the atomic line.

0146-9592/03/060468-03$15.00/0 © 2003 Optical Society of America

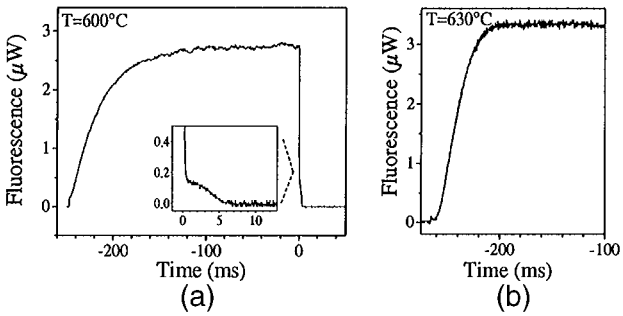


Fig. 2. Fluorescence of the trapped atoms: 8×10^8 and 1.3×10^9 atoms are trapped for oven temperatures of 600 and 630 °C, respectively. The inset in (a) is a zoom of the fluorescence induced by the probe beam sent to the atoms after the MOT beams are switched off at $t = 0$.

trapped when the oven was heated to 600 °C. The corresponding loading rate was 1.4×10^{10} atoms/s, obtained from the MOT fluorescence data rescaled to account for the absorption. The lifetime of the trapped atoms was 42 ms, in agreement with the loss rate that was due to optical pumping to the metastable $^3P_2$ state via the $^1D_2$ state.

When the oven was heated to 630 °C [Fig. 2(b)] the loading rate increased to 4×10^{10} atoms trapped per second. To our knowledge this is 1 order of magnitude higher than previously achieved with strontium.[11] At this temperature 1.3×10^9 atoms were collected in the MOT, but the loading curve deviated from an exponential: The number of trapped atoms was limited by a loss mechanism that depended on the atom number and was induced by absorption in the MOT beams or by cold collisions.[9]

By detuning both the Zeeman and the MOT laser beams by the isotopic shifts we observed the ^{87}Sr and ^{86}Sr MOTs. At an oven temperature below 600 °C the lifetime of the MOT was unchanged and the number of trapped atoms was consistent to within 10% with the natural abundance (7% for ^{87}Sr and 10% for ^{86}Sr). The hyperfine structure of ^{87}Sr then had a negligible effect on the slowing and capture processes.

The Zeeman slower was designed according to the results of a numerical model. It was used to maximize the number of slowed atoms reaching the MOT capture region by optimizing the value of the beam deceleration, the slowing laser power and geometry, the magnetic field gradient, and the slower length. The slower was much shorter than for alkali atoms because of the large width of the atomic transition (32 MHz). The laser could then be tightly focused to minimize the effect of spreading caused by transverse velocity. Zeeman slowers commonly use a collimated laser and create a constant deceleration $a = \eta a_{\max}$, where η is a constant that is smaller than 1 (Refs. 12 and 13) and $a_{\max}$ is the resonant deceleration at the beam center. In our case, the saturation of the transition induced by the laser was not constant as the atoms progressed into the slower because of focusing. The slower was designed to keep η constant on the propagation axis.[14] To obtain the optimal magnetic field gradient we computed the field that fulfilled this condition for a first value of η and a given laser configuration: geometry, detuning, and power. The numerical model simulates the velocity and spatial evolutions of the atoms (in both transverse and longitudinal directions) as they exit the oven described above, are decelerated in the slower, and free fly to the capture region situated 14 cm from the slower exit. By varying the laser parameters we maximized the number of slowed atoms reaching the capture region. The process was repeated for different magnetic fields computed with other values of η and different laser configurations. The laser power was limited to 30 mW, corresponding to the available power for the slower. The optimal field obtained with this procedure is plotted in Fig. 3(a). It varied from -30 to $+30$ mT in a 30-cm-long slower, with $\eta = 0.4$. The model shows that a 23-mrad laser beam convergence enhances efficiency by a factor of 3 compared with the use of a collimated beam. The magnetic field coils were placed inside a three-layer magnetic shield, which induced a rapid variation of the field seen by the atoms as they exited the slower. The field dropped to below 0.1 mT over 3 cm, which ensured rapid detuning of the atoms with respect to the slowing beam. In addition, the shield minimized the perturbation in the MOT region. The slowing laser beam had a power of 30 mW and was red detuned by 502 MHz of the $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ transition.

Independently of the MOT capture rate, the flux of slowed atoms in the capture region could be estimated with the probe laser sent at 45° to the atomic beam. Figure 3(b) shows the fluorescence collected as a function of the probe detuning. We obtained 1×10^{10} and 2×10^{10} slowed atoms/s when the oven was operated at 600 and 630 °C, respectively. The accuracy of this measurement was limited to a factor of 2 for two reasons: transverse velocity and atomic spatial distributions are not known well enough and furthermore atoms experience a velocity shift of more than 15 m/s in the probe. The ratio of slowed atoms in the capture region to atoms exiting the oven was 1–2%, which is compatible with the numerical simulations. For

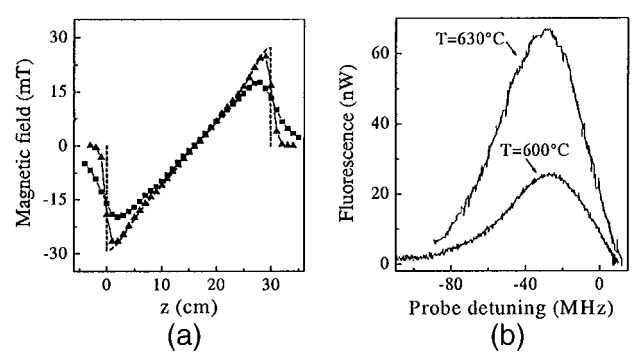


Fig. 3. (a) Longitudinal magnetic field in the Zeeman slower versus distance from the entrance (z). The dashed curve is the optimal computed field. The actual field was measured with the magnetic shield around the coils (triangles) and without (squares), with a probe of spatial resolution ~1 cm. (b) Fluorescence of the Zeeman-slowed atoms (see text). Several times 10^{10} atoms/s are slowed to a mean velocity of 25 m/s ($\delta = -30$ MHz) within a velocity spread of 25(5) m/s (50 MHz FWHM).

the laser power available, efficiency is limited by the transverse velocity spreading. Atoms too far from the beam center are not decelerated enough and are lost. The transverse velocity distribution and the limited laser beam size also lead to a longitudinal atomic velocity spread at the exit of the slower. From the fluorescence signal we estimate a dispersion of 25(5) m/s about a mean velocity of 25 m/s.

To generate the 461-nm laser we used sum-frequency mixing of a Nd:YAG laser at 1064 nm and laser diodes at 813 nm in a KTP crystal. Both laser wavelengths are readily available with high power as standard commercial products, whereas KTP is much less sensitive to thermal effects and still rather efficient as a nonlinear crystal. A similar system in a monolithic resonator was demonstrated previously and yielded 4 mW of 462-nm light.[15]

A 20-mm-long crystal was placed inside a ring cavity resonant for both pump lasers. It was type II (*eoe*) critically phase matched in the XY plane ($\theta = 90°$, $\phi = 81.3°$). The nonlinear coefficient involved in the process was measured in a single-pass configuration without the cavity. We obtained $d_{15} = 1.7$ pm/V. This corresponds to an optimum computed conversion efficiency (γ) of 5×10^{-3} W/W^2 with beam waists of 23 and 26 μm, respectively, at 813 and 1064 nm. To limit the effect of walk-off (1.7 mrad), we increased the waists to ~50 μm, achieving an actual efficiency of $\gamma = 2.7 \times 10^{-3}$ W/W^2, in good agreement with the theory.[16] The coupling mirror had transmission of 14% and 7% at 813 and 1064 nm, respectively, close to the optimum values deduced from the solution of the coupled nonlinear equations[17] (11% and 5%). All other mirrors were high-reflection coated for both pump wavelengths, and we measured finesses of 35 at 813 nm and 75 at 1064 nm.

The Nd:YAG laser is a commercial high-power device. The 813-nm pump is the sum power of two diodes injected by the same master laser. They were combined in a 50-50 beam splitter with active phase control. The corresponding intracavity power was doubled compared with the value obtained with a single diode. With pump powers of 170 mW at 813 nm and 900 mW at 1064 nm the respective coupling efficiencies were 70% and 35%. These efficiencies yielded intracavity powers of 1.5 W at 813 nm and 29 W at 1064 nm, which generated a total of 115 mW of blue light. The power conversion efficiency of the nonlinear process was 27%.

The high natural width of the 461-nm line constitutes an advantage for efficient slowing and trapping. However, the corresponding saturation intensity is large (43 mW/cm^2), and to take full advantage of this feature one requires high laser power. With more power in the MOT we could use six independent beams with higher saturation parameters and minimize the effect of absorption by cold atoms. This would also increase the capture velocity. The Zeeman slower's efficiency could also be enhanced by use of more blue power in the slowing laser beam. Another possibility would be to collimate the atomic beam with transverse optical molasses at the exit of the oven. If the transverse velocity were reduced by 1 order of magnitude, our model shows that almost all the atoms entering the slower with a velocity below 450 m/s could be decelerated to the MOT capture velocity. The flux of slowed atoms could then reach 10^{12} atoms/s.

We are grateful to Annie Gérard, Michel Lours, and Giorgio Santarelli for useful advice and technical help with the experiment. R. P. Kovacich acknowledges a grant from Ministère de la Recherche. P. Lemonde's e-mail address is pierre.lemonde@obspm.fr.

References

1. G. Zinner, T. Binnewies, F. Riehle, and E. Tiemann, Phys. Rev. Lett. **85,** 2292 (2000).
2. M. Machholm, P. S. Julienne, and K.-A. Suominen, Phys. Rev. A **65,** 023401 (2002).
3. Y. Bidel, B. Klappauf, J. Bernard, D. Delande, G. Labeyrie, C. Miniatura, D. Wilkowski, and R. Kaiser, Phys. Rev. Lett. **88,** 203902 (2002).
4. U. Sterr, K. Sengstock, W. Ertmer, F. Riehle, and J. Helmcke, in *Atom Interferometry*, P. R. Berman, ed. (Academic, San Diego, Calif., 1997), pp. 293–362.
5. T. Udem, S. Diddams, K. Vogel, C. Oates, E. Curtis, W. Lee, W. Itano, R. Drullinger, J. Bergquist, and L. Hollberg, Phys. Rev. Lett. **86,** 4996 (2001).
6. J. Stenger, T. Binnewies, G. Wilpers, F. Riehle, H. Telle, J. Ranka, R. Windeler, and A. Stentz, Phys. Rev. A **63,** 021802 (2001).
7. H. Katori, in *Proceedings of the 6th Symposium on Frequency Standards and Metrology*, P. Gill, ed. (World Scientific, Singapore, 2002), pp. 323–330.
8. T. Ido, Y. Isoya, and H. Katori, Phys. Rev. A **61,** 061403 (2000).
9. T. P. Dinneen, K. R. Vogel, E. Arimondo, J. L. Hall, and A. Gallagher, IEEE Trans. Instrum. Meas. **42,** 115 (1993).
10. See, e.g., D. Lide, ed., *Handbook of Chemistry and Physics* (CRC, Boca Raton, Fla., 1995–1996).
11. H. Katori, T. Ido, Y. Isoya, and M. Kuwata-Gonokami, Phys. Rev. Lett. **82,** 1116 (1999).
12. P. A. Molenaar, P. van der Straten, and H. G. M. Heideman, Phys. Rev. A **55,** 605 (1997).
13. F. Lison, P. Schuh, D. Haubrich, and D. Meschede, Phys. Rev. A **61,** 013405 (1999).
14. One way for further optimization would be to allow a variable η along this axis.
15. W. P. Risk and W. J. Kozlovsky, Opt. Lett. **17,** 707 (1992).
16. J.-J. Zondy, Opt. Commun. **81,** 427 (1991).
17. J. D. Vance, C.-Y. She, and H. Moosmüller, Appl. Opt. **37,** 4891 (1998).

Bibliographie

[1] 13e Conférence Générale des Poids et Mesures 1967-1968, "Résolution 1 ; CR, 103", et Metrologia **4,** 43 (1968).

[2] H. Marion *et al.*, "Search for variations of fundamental constants using Atomic fountain clocks," Phys. Rev. Lett. **82,** 150801 (2003).

[3] *Etalons et unités de mesure*, B. national de métrologie (www.bnm.fr), ed., (1996).

[4] B. P. Kibble, I. A. Robinson, and J. H. Bellis, "A realization of the SI Watt by the NPL moving-coil balance," Metrologia **27,** 173 (1990).

[5] P. J. Mohr and B. N. Taylor, "CODATA recommended values of the fundamental physical constants : 1998," J. Phys. Chem. Ref. Data **28,** 1713 (1999).

[6] C. Schwob, L. Jozefowski, B. de Bauvoir, L. Hilico, F. Nez, L. Julien, F. Biraben, O. Acef, and A. Clairon, "Optical frequency measurement of the 2S-12D in Hydrogen and deuterium : Rydberg constant and Lamb shift determination," Phys. Rev. Lett. **82,** 4960–4963 (1999).

[7] D. L. Farnham, J. R. S. Van Dyck, and P. B. Schwinberg, "Determination of the Electron's Atomic Mass and the Proton/Electron Mass Ratio via Penning Trap Mass Spectroscopy," Phys. Rev. Lett. **75,** 3598 (1995).

[8] A. Wicht, J. M. Hensley, E. Sarajlic, and S. Chu, "A preliminary measurement of h/M_{Cs} with atom interferometry," In *Sixth Symposium on frequency standards and metrology*, P. Gill, ed., (World Scientific, Singapore, 2002).

[9] R. Battesti, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, C. Schwob, B. Grémaud, F. Nez, L. Julien, and F. Biraben, "Acceleration of ultracold atoms : towards a measurement of h/M_{Rb}," J. Opt. B : Quantum Semiclassical Opt. **5,** S178 (2003).

[10] R. F. C. Vessot *et al.*, "Test of relativistic gravitation with a space-borne hydrogen maser," Phys. Rev. Lett. **45,** 2081 (1980).

[11] T. Damour and A. Polyakov, "The string dilaton and a least coupling principle," Nucl. Phys. B **423,** 532 (1994).

[12] X. Calmet and H. Fritzsch, "The Cosmological Evolution of the Nucleon Mass and the Electroweak Coupling Constants," Eur. Phys. Jour. C **24,** 639 (2002).

[13] S. Bize *et al.*, "Testing the stability of fundamental constants with the $^{199}Hg^{+}$ single-ion optical clock," Phys. Rev. Lett. **82,** 150802 (2003).

[14] J. Vanier and C. Audoin, *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards* (Adam Hilger, 1989).

[15] A. Bauch and H. R. Telle, "Frequency standards and frequency measurement," Rep. Prog. Phys. **65,** 789 (2002).

[16] A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati, and W. Phillips, "Ramsey resonance in a Zacharias fountain," Europhys. Lett. **16,** 165–170 (1991).

[17] S. Bize *et al.*, "Cs and Rb fountains : recent results," In *Sixth Symposium on frequency standards and metrology*, P. Gill, ed., (World Scientific, Singapore, 2002).

[18] C. Cohen-Tannoudj, S. Chu, and W. Phillips, "Nobel Lectures," Rev. Mod. Phys. **70,** 685–741 (1998).

[19] G. Santarelli, P. Laurent, P. Lemonde, A. Clairon, A. G. Mann, S. Chang, A. N. Luiten, and C. Salomon, "Quantum Projection Noise in an Atomic Fountain : A High Stability Cesium Frequency Standard," Phys. Rev. Lett. **82,** 4619–4622 (1999).

[20] S. Bize *et al.*, "Testing the stability of fundamental constants using atomic fountains," In *16th international conference on laser spectroscopy*, (Palm Cove, Australia, 2003).

[21] A. Luiten, A. Mann, M. Costa, and D. Blair, "Power stabilized cryogenic sapphire oscillator," IEEE Trans. Instr. Meas. **44,** 132–135 (1995).

[22] F. P. D. Santos, H. Marion, S. Bize, Y. Sortais, A. Clairon, and C. Salomon, "Controlling the Cold Collision Shift in High Precision Atomic Interferometry," Phys. Rev. Lett. **89,** 233004 (2002).

[23] Y. Sortais, S. Bize, C. Nicolas, A. Clairon, C. Salomon, and C. Williams, "Cold Collision Frequency Shifts in a ^{87}Rb Fountain," Phys. Rev. Lett. **85,** 3117 (2000).

[24] P. Laurent *et al.*, "The space clock PHARAO : Functioning and expected performances," In *2003 Proc. of IEEE International Frequency Control Symposium*, (Tampa, 2003).

[25] E. A. Curtis, "Quenched narrow-line laser cooling of ^{40}Ca with application to an optical clock based on ultracold neutral Ca atoms", *Thesis at University of Colorado*, 2003.

[26] F. Riehle, G. Wilpers, U. Sterr, T. Binnewies, and J. Helmcke, "Calcium optical frequency standard," In *Sixth Symposium on frequency standards and metrology*, P. Gill, ed., (World Scientific, Singapore, 2002).

[27] T. Schneider, C. Tamm, and E. Peik, "Comparison of two signle-ion optical frequency standards at the hertz level," In *2003 Proc. of IEEE International Frequency Control Symposium*, (Tampa, 2003).

[28] C. W. Oates, E. A. Curtis, and L. Hollberg, "Imporoved short-term stability of optical frequency standards : approaching 1 Hz in 1 s with the Ca standard at 657 nm," Opt. Lett. **25,** 1603 (2000).

[29] S. A. Diddams, T. Udem, J. C. Bergquist, E. A. Curtis, R. E. Drullinger, W. M. I. L. Hollberg, W. D. Lee, C. W. Oates, K. R. Vogel, and D. J. Wineland, "An optical clock based on a single trapped ^{199}Hg$^+$ ion," Science **293,** 825 (2001).

[30] H. Schnatz, B. Lipphardt, J. Helmcke, F. Riehle, and G. Zinner, "First phase-coherent measurement of visible radiation," Phys. Rev. Lett. **76,** 18 (1996).

[31] D. Touahri, O. Acef, A. Clairon, J.-J. Zondy, R. Felder, L. Hilico, B. de Beauvoir, F. Nez, and F. Biraben, "Frequency measurement of the $5S_{1/2}(F=3)-5D_{5/2}(F=5)$ two-photon transition in rubidium," Opt. Comm. **133,** 471 (1997).

[32] R. Holzwarth, T. Udem, T. W. Hänsch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. S. J. Russel, "Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy," Phys. Rev. Lett. **85,** 2264 (2000).

[33] D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, and S. T. Cundiff, "Carrier-Envelope Phase Control of Femtosecond Mode-Locked Lasers and Direct Optical Frequency Synthetis," Science **288,** 635 (2000).

[34] T. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, , and T. W. Hänsch, "Absolute optical frequency measurement of the cesium D1 line with a mode locked laser," Phys. Rev. Lett. **82,** 3568 (1999).

[35] T. Udem, S. Diddams, K. R. Vogel, C. W. Oates, E. A. Curtis, W. D. Lee, W. M. Itano, R. E. Drullinger, J. C. Bergquist, and L. Hollberg, "Absolute Frequency Measurements of the Hg$^+$ and Ca Optical Clock Transitions with a Femtosecond Laser," Phys. Rev. Lett. **86,** 4996–4999 (2001).

[36] J. Stenger, T. Binnewies, G. Wilpers, F. Riehle, H. R. Telle, J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, "Phase-coherent measurement of the Ca intercombination line at 657 nm with a Kerr-Lens mode-locked femtosecond laser," Phys. Rev. A **63,** 021802 (2001).

[37] P. V. Pokasov *et al.*, "Absolute frequency measurements of a methane-stabilized transportable He-Ne laser at 3.39 μm," In *Sixth Symposium on frequency standards and metrology*, P. Gill, ed., (World Scientific, Singapore, 2002).

[38] M. Niering *et al.*, "Measurement of the Hydrogen 1S -2S Transition Frequency by Phase Coherent Comparison with a Microwave Cesium Fountain Clock," Phys. Rev. Lett. **84,** 5496 (2000).

[39] S. Diddams, D. Jones, J. Ye, S. Cundiff, J. Hall, J. Ranka, R. Windeler, R. Holtzwarth, T. Udem, and T. W. Hänsch, "Direct link between microwave and optical frequencies with a 300 THz femtosecond laser comb," Phys. Rev. Lett. **84,** 5102 (2000).

[40] G. Rovera, F. Ducos, J.-J. Zondy, O. Acef, J.-P. Wallerand, J. C. Knight, and P. S. J. Russel, "Absolute frequency measurement of an I_2 stabilized Nd :YAG optical frequency standard," Meas. Sci. Technol. **13,** 918 (2002).

[41] S. N. Lea *et al.*, "Femtosecond optical frequency comb measurements of lasers stabilised to transitions in $^{88}Sr^+$, $^{171}Yb^+$ and I_2 at NPL," In *Sixth Symposium on frequency standards and metrology*, P. Gill, ed., (World Scientific, Singapore, 2002).

[42] J. von Zanthier *et al.*, "Absolute frequency measurement of the In^+ clock transition with a mode-locked laser," Opt. Lett. **25,** 1729 (2000).

[43] J. Stenger, H. Schnatz, C. Tamm, and H. R. Telle, "Ultraprecise measurement of optical frequency ratio," Phys. Rev. Lett. **88,** 073601 (2002).

[44] T. M. Ramond, A. Bartels, S. A. Diddams, L. Hollberg, and H. Kurz, "Low instability, low phase-noise femtosecond optical frequency comb microwave synthesizer," In *2003 Proc. of IEEE International Frequency Control Symposium*, (Tampa, 2003).

[45] J. Hall, M. Zhu, and P. Buch, "Prospects for using laser-prepared atomic fountains for optical frequency standards applications," J. Opt. Soc. Am. B **6,** 2194–2205 (1989).

[46] S. A. Webster, P. Taylor, M. Roberts, G. P. Barwood, P. Blythe, and P. Gill, "A frequency standard using the $^2S_{1/2} - {}^2F_{7/2}$ octupole transition in $^{171}Yb^+$," In *Sixth Symposium on frequency standards and metrology*, P. Gill, ed., (World Scientific, Singapore, 2002).

[47] T. Becker, J. V. Zanthier, A. Y. Nevsky, C. Schwedes, M. N. Skvortsov, H. Walther, and E. Peik, "High-resolution spectroscopy of a single In^+ ion : Progress towards an optical frequency standard," Phys. Rev. A **63,** R051802 (2001).

[48] P. Dubé, L. Marmet, J. E. Bernard, K. J. Siemsen, and A. A. Madej, "Progress towards an improved $^{88}Sr^+$ signle ion optical frequency standard," In *Sixth Symposium on frequency standards and metrology*, P. Gill, ed., (World Scientific, Singapore, 2002).

[49] G. P. Barwood, P. Gill, G. Huang, and H. A. Klein, "Stability and reproducitibility of an optical frequency standard based upon the $^2S_{1/2} - {}^2D_{5/2}$ transition in $^{88}Sr^+$," In *Sixth Symposium on frequency standards and metrology*, P. Gill, ed., (World Scientific, Singapore, 2002).

[50] M. Knoop, C. Champenois, P. Courteille, M. Herbane, M. Houssin, M. Vedel, and F. Vedel, "Single Ca^+ions in a Paul-Straubel trap," In *Sixth Symposium on frequency standards and metrology*, P. Gill, ed., (World Scientific, Singapore, 2002).

[51] R. H. Dicke, "The Effect of Collisions upon the Doppler Width of Spectral Lines," Phys. Rev. **89,** 472 (1953).

[52] R. J. Rafac, B. C. Young, J. A. Beall, W. M. Itano, D. J. Wineland, and J. C. Bergquist, "Sub-decahertz Ultraviolet Spectroscopy of $^{199}Hg^+$," Phy. Rev. Lett. **85,** 2462 (2000).

[53] B. Young, F. Cruz, W. Itano, and J. C. Bergquist, "Visible Lasers with Subhertz Linewidths," Phys. Rev. Lett. **82,** 3799–3802 (1999).

[54] A. Quessada, R. P. Kovacich, I. Courtillot, A. Clairon, G. Santarelli, and P. Lemonde, "The Dick effect for an optical frequency standard," J. Opt. B : Quantum Semiclassical Opt. **5,** S150 (2003).

[55] F. Ruschewitz, J. Peng, H. Hindertür, N. Schaffrath, K. Sengstock, and W. Ertmer, "Sub-Kilohertz optical spectroscopy with a time domain atom interferometer," Phys. Rev. Lett. **80,** 3173 (1998).

[56] K. Vogel, T. Dinneen, A. Gallagher, and J. Hall, "Narrow-line Doppler cooling of strontium to the recoil limit," IEEE Trans. Inst. Meas. **48,** 618–621 (1999).

[57] T. Badr, S. Guérandel, M. D. Plimmer, P. Juncar, and M. E. Himbert, "Improved frequency measurement and isotope shift of the $4d^9\ 5s^2\ {}^2D_{5/2} - 4d^{10}\ 6p\ {}^2P_{3/2}$ transition in silver by laser heterodyne spectroscopy," Eur. Phys. Jour. D **14,** 39 (2001).

[58] G. Uhlenberg, J. Dirscherl, and H. Walther, "Magneto-opical trapping of silver atoms," Phys. Rev. A **62,** 063404 (2000).

[59] G. Dick, "Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards," In *Proc. of Precise Time and Time Interval*, pp. 133–147 (Redendo Beach, 1987).

[60] T. Binnewies, G. Wilpers, U. Sterr, F. Riehle, , J. Helmcke, T. E. Mehlstäubler, E. M. Rasel, and W. Ertmer, "Doppler cooling and trapping on forbidden transitions," Phys. Rev. Lett. **87,** 123002 (2001).

[61] E. A. Curtis, C. W. Oates, and L. Hollberg, "Quenched narrow line laser cooling of ^{40}Ca to near the photon recoil limit," Phys. Rev. A **64,** 031403 (2001).

[62] H. Katori, T. Ido, Y. Isoya, and M. Kuwata-Gonokami, "Magneto-Optical Trapping and Cooling of Strontium Atoms down to the Photon Recoil Temperature," Phys. Rev. Lett. **82,** 1116–1119 (1999).

[63] S. Gupta, Z. Hadzibabic, M. W. Zwierlein, C. A. Stan, K. Dieckmann, C. H. Schunck, E. G. M. van Kempen, B. J. Verhaar, and W. Ketterle, "Radio-Frequency spectroscopy of ultracold fermions," Science **300,** 1723 (2003).

[64] H. Katori, "Spectroscopy of strontium atoms in the Lamb-Dicke confinement," In *Sixth Symposium on frequency standards and metrology*, P. Gill, ed., (World Scientific, Singapore, 2002).

[65] H. Katori, M. Takamoto, V. G. Pal'chikov, and V. D. Ovsiannikov, "Ultrastable optical clock with neutral atoms in an Engineered ligth shift Trap," Phys. Rev. Lett. **91,** 173005 (2003).

[66] T. Yoon and C. Y. Park, "^{171}Yb optical lattice clock : proposal," In *Abstract of the 2nd workshop on cold alkaline-earth atoms*, (Copenhagen, Danemark, 2003).

[67] M. C. Bigeon, "Probabilité de transition de la raie $6\,^1S_0$-$6\,^3P_0$ du mercure," Le Journal de Physique **28,** 51 (1967).

[68] M. Takamoto and H. Katori, "Spectroscopy of the $^1S_0 - {}^3P_0$ clock transition of ^{87}Sr in an optical lattice," Phys. Rev. Lett. **91,** 223001 (2003).

[69] Y.Bidel, "Piégeage et refroidissement laser du strontium. Etude de l'effet des interférences en diffusion multiple.", *Thèse de doctorat de l'université de Nice-Sophia Antipolis*, 2002.

[70] S. B. Nagel, C. E. Simien, S. Laha, P. Gupta, V. Ashoka, and T. C. Killian, "Magnetic trapping of metastable $^3P_2$ atomic strontium," Phys. Rev. A **67,** 011401(R) (2003).

[71] W. P. Risk and W. J. Kozlovsky, "Efficient generation of blue light by doubly resonant sum-frequency mixing in a monolithic KTP resonator," Opt. Lett. **17,** 707–709 (1992).

[72] A. Yariv and P. Yeh, *Optical waves in crystals* (J. Wiley, New York, 1984).

[73] R. W. Boyd, *Nonlinear optics* (Academic Press, Boston, 1992).

[74] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, and D. N. Nikogosyan, *Handbook of Nonlinear Optical Crystals* (Springer-Verlag, berlin, 1991), Vol. 64.

[75] K. Liu and M. G. Littman, "Novel geometry for single-mode scanning of tunable lasers," Opt. Lett. **6,** 117 (1981).

[76] B. Dahmani, L. Hollberg, and R. E. Drullinger, "Frequency stabilization of semiconductor laser by resonant optical feedback," Opt. Lett. **12,** 876 (1987).

[77] G. Rovera, A. D. Marchi, and G. Santarelli, "A simple temperature control for semiconductor lasers," In *Proc. of 5th European Frequency and Time Forum*, (Besançon, France, 1991).

[78] K. Kato, "Temperature insensitive SHG at 0.5321 μm in KTP," IEEE J. Quantum Electron. **28,** 1974–1976 (1992).

[79] J.-C. Baumert, F. M. Schellenberg, W. Lenth, W. P. Risk, and G. C. Bjorklund, "Generation of blue cw coherent radiation by sum frequency mixing in $KTiOPO_4$," Appl.Phys. Lett. **51,** 2192 (1987).

[80] G. D. Boyd and D. Kleinman, J. Appl. Phys. **39,** 3597 (1968).

[81] J. J. Zondy, *Thèse d'habilitation à diriger des recherches*, Univerité d'Orsay, à paraître.

[82] B. Boulanger, J.-P. Fève, G. Marnier, C. Bonnin, P. Villeval, and J.-J. Zondy, "Absolute measurement of quadratic nonlinearities from phase-matched second-harmonic generation in a single KTP crystal cut as a sphere," J. Opt. Soc. Am. B **14,** 1380 (1997).

[83] V. D. Volosov, A. G. Kalinstsev, and V. N. Krylov, "Phase effects in a double-pass frequency doubler," Sov. Tech. Phys. Lett **5,** 5 (1979).

[84] H. Kogelnik and T. Li, "Laser beams and resonators," Proceedings of the IEEE **54,** 1312 (1966).

[85] A. Ashkin, G. D. Boyd, and J. M. Dziedzic, "Resonant Optical Second Harmonic Generation and Mixing," IEEE Journal of Quantum Electronics **QE-2,** 109 (1966).

[86] J. D. Vance, C.-Y. She, and H. Moosmüller, "Continuous-wave, all-solid-state, single-frequency 400-mW source at 589 nm based on doubly resonant sum-frequency mixing in a monolithic lithium niobate resonator," Appl. Opt. **37,** 4891–4896 (1998).

[87] C. Schwedes, E. Peik, J. V. Zanthier, A. Y. Nevsky, and H. Walther, "Narrow-Bandwidth diode-laser-based blue and ultraviolet light source," Appl. Phys. B **76,** 143–147 (2003).

[88] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall, and M. Zhu, "Laser Manipulation of Atomic beam velocities : Demonstration of Stopped Atoms and Velocity reversal," Phys. Rev. Lett. **54,** 996 (1985).

[89] W. Phillips and H. Metcalf, "Laser Deceleration of an Atomic Beam," Phys. Rev. Lett. **48,** 598 (1982).

[90] F. Lison, P. Schuh, D. Haubrich, and D. Meschede, "High-brilliance Zeeman-slowed cesium atomic beam," Phys. Rev. A **61,** 013405 (1999).

[91] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg, *Processus d'interaction entre photons et atomes* (InterEditions/Editions du CNRS, 1988).

[92] P. A. Molenaar, P. van der Straten, and H. G. M. Heideman, "Diagnostic technique for Zeeman-compensated atomic beam slowing : Technique and results," Phys. Rev. A **55,** 605–614 (1997).

[93] H. J. Metcalf and P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping* (Springer, New-York, 1999).

[94] B. Diu, C. Guthmann, D. Lederer, and B. Roulet, *Physique Statistique* (Hermann, 1989).

[95] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, *Numerical Recipes in C, The Art of Scientific Computing* (Cambridge University Press, 1992).

[96] E. Durand, *Magnétostatique* (Masson, 1968).

[97] T. Kurozu and F. Shimizu, "Laser cooling and Trapping of Calcium and Strontium," Jpn. J. Appl. Phys. **29,** L2127 (1990).

[98] T. P. Dinneen, K. R. Vogel, E. Arimondo, J. L. Hall, and A. Gallagher, "Cold collisions of Sr*-Sr in a magneto-optical trap," Phys. Rev. A **59,** 1216 (1999).

[99] Y. Bidel, B. Klappauf, J. Bernard, D. Delande, G. Labeyrie, C. Miniatura, D. Wilkowski, and R. Kaiser, "Coeherent Light Transport in a Cold Strontium Cloud," Phys. Rev. Lett. **88,** 203902 (2002).

[100] G. Zinner, T. Binnewies, F. Riehle, and E. Tiemann, "Photoassociation of Cold Ca Atoms," Phys. Rev. Lett. **85,** 2292 (2000).

[101] M. Machholm, P. S. Julienne, and K.-A. Suominen, "Subthermal linewidths in photoassociation spectra of cold alkaline-earth-metal atoms," Phys. Rev. A **65,** 023401 (2002).

[102] X. Xu, T. H. Loftus, M. J. Smith, J. H. Hall, A. Gallagher, and J. Ye, "Dynamics in a two-level atom magneto-optical trap," Phys. Rev. A **66,** 011401(R) (2002).

[103] Y. Takasu, K. Maki, T. Takano, K. Honda, and M. Kumakura, "Spin-singlet Bose-Einstein condensation of two-electron atoms," Phys. Rev. Lett. **91,** 040404 (2003).

[104] K. R. Vogel, "Laser cooling on a narrow atomic transition and measurement of the two-body cold collision loss rate in a strontium magneto-optical trap", *Thesis at University of Colorado*, 1999.

[105] E. Eliel, W. Hogervost, T. Olsson, and L. R. Pendrill, "High Resolution Laser Spectroscopy of Low-Lying p-States in Sr I and Ba I," Z. Phys. A **311,** 1–6 (1983).

[106] H.-J. Kluge and H. Sauter, "Levelcrossing Experiments in the First Exited $^1P_1$ States of the Alkaline Earths," Z. Phys. **270,** 295–309 (1974).

[107] D. Lide, *Handbook of chemistry and physics* (CRC Press, 1995-1996).

[108] S. Bize, "Tests fondamentaux à l'aide d'horloges à atomes froids de rubidium et de césium", *Thèse de doctorat de l'université Paris VI*, 2001.

[109] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, "Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure," Phy. Rev. Lett. **59,** 2631–2634 (1987).

[110] C. W. Bauschlicher, S. R. Langhoff, and H. Patridge, "The radiative lifetime of the $^1D_2$ state of Ca and Sr : a core valence treatment," J. Phys. B **18,** 1523–1532 (1985).

[111] X. Xu, T. H. Loftus, J. H. Hall, A. Gallagher, and J. Ye, "Cooling and trapping of atomic strontium," J. Opt. Soc. Am. B **20,** 968 (2003).

[112] A. M. Steane, M. Chowdhury, and C. J. Foot, "Radiation force in the magneto-optical trap," J. Opt. Soc. Am. B **9,** 2142 (1992).

[113] T. Mukaiyama, H. Katori, T. Ido, Y. Li, and M. Kuwata-Gonokami, "Recoil-limited laser cooling of ^{87}Sr atoms near the Fermi temperature," Phys. Rev. Lett. **90,** 113002 (2003).

[114] T. Ido, Y.Isoya, and H. Katori, "Optical-dipole trapping of Sr atoms at high phase-space density," Phys. Rev. A **61,** 061403 (2000).

[115] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward, "Laser Phase and Frequency Stabilisation Using an Optical Resonator," App. Phys. B **31,** 97–105 (1983).

[116] In *Proceedings of the Sixth Symposium on frequency standards and metrology*, P. Gill, ed., (World Scientific, Singapore, 2001).

[117] R. Pound, "Electronic frequency Stabilization of Microwave Oscillators," Rev. Sci. Instrum. **17,** 490 (1946).

[118] E. D. Black, "An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization," Am. J. Phys. **69,** 79–87 (2000).

[119] D. Halford, "Infrared microwave frequency synthesis design, some relevant conceptual noise aspects," In *Frequency Standrads Metrology Seminar*, pp. 431–466 (Laval, Quebec, 1971).

[120] W. Demtröder, *Laser Spectroscopy* (Springer, New York, 1981).

[121] A. E. Siegman, *Lasers* (University science books, Mill Valley, 1986).

[122] T. A. Birks, J. C. Knight, and P. S. Russel, "Endlessly single-mode photonic crystal fiber," Opt. Lett. **22,** 961 (1997).

[123] R. S. W. J. K. Ranka and A. J. Stentz, "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm," Opt. Lett. **25,** 25 (2000).

[124] G. Rovera, G. Santarelli, and A. Clairon, "Frequency synthesis chain for the atomic fountain primary frequency standard," IEEE Trans. on Ultr., Ferr. and Freq. Contr. **43,** 354 (1996).

[125] A. Apolonski, A. Poppe, G. Tempea, C. Spielmann, T. Udem, R. Holzwarth, T. W. Hänsch, and F. Krausz, Phys. Rev. Lett. **85,** 740 (2000).

[126] G. Santarelli, "Contribution à la Réalisation d'une Fontaine atomique", *Thèse de doctorat de l'université Paris VI*, 1996.

[127] J. R. Rubbmark and S. A. Borgström, "Rydberg Series in Strontium Found in Absorption by Selectively Laser-Excited atoms," Physica Scripta **18,** 196–208 (1978).

[128] http ://cfa-www.harvard.edu/amdata/ampdata/kurucz23/sekur.html.

[129] G. Ferrari, P. Cancio, R. Drullinger, G. Giusfredi, N. Poli, M. Prevedelli, C. Toninelli, and G. M. Tino, "Precision frequency measurement of visible intercombination lines of strontium," submitted to Phys. Rev. Lett. (2003).

[130] P. Lemonde, G. Santarelli, P. Laurent, F. Pereira Dos Santos, A. Clairon, and C. Salomon, "The sensitivity function : a new tool for the evaluation of frequency shifts in atomic spectroscopy," In *Proc. of Frequency Control Symposium*, (Pasadena, 1998).

[131] P. Lemonde, "PHARAO : Etude d'une horloge spatiale utilisant des atomes refroidis par laser ; réalisation d'un prototype", *Thèse de doctorat de l'université Paris VI*, 1997.

[132] V. S. Letokhov and V. P. Chebotayev, *Nonlinear laser spectroscopy* (Springer-Verlag, Berlin, 1977).

[133] C. Schwartz, "Theory on Hyperfine Structure," Phys. Rev. **97,** 380 (1955).

[134] S. Svanberg, in *Atomic Molecular Spectroscopy*, Springer-Verlag, ed., (1991).

[135] G. zu Putlitz, "Bestimmung des elektrischen Kerquadrupolmomentes des ungeraden stabilen Strontium-87-Kerns," Z. Physik **175,** 543 (1963).

[136] F. Buchinger, R. Corriveau, and E. B. Ramsay, "Influence of the N=50 shell closure on mean square charge radii of strontium," Phys. Rev. C **32,** 2058 (1985).

[137] I. I. Sobelman, *Atomic spectra and radiative transitions* (Springer-Verlag, 1979).

[138] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, and G. Orriols, "An Experimental Method for the Observation of R. F. Transitions and Laser Beat Resonances in Oriented Na Vapour," Nuovo Cimento **36 B,** 5–20 (1976).

[139] G. Orriols, "Nonabsorption Resonances by Nonlinear Coherent Effects in a Three-Level System," Nuevo Cimento **53 B,** 1–23 (1979).

[140] E. Arimondo, "Coherent Population Trapping in Laser Spectroscopy," Progress in Optics XXXV pp. 257–353 (1996).

[141] C. Cohen-Tannoudji. Etude générale de la configuration Lambda. Cours de physique atomique et molèculaire au collège de France. http ://www.phys.ens.fr/cours/college-de-france.

[142] T. Zanon, S. Guérandel, E. D. Clercq, N. Dimarcq, and A. Clairon, "Coherent population trapping with cold atoms," In *Proc. of joint meeting, 17th European Frequency and Time Forum and 2003 IEEE International Frequency Control Symposium*, (Tampa, USA, 2003).

[143] F. J. Sullivan , *PhD thesis, Univ. of Pittsburgh, Pennsylvania, U.S.A.*, 1938.

[144] R. H. Garstang, "Hyperfine Structure and Intercombination Line Intensities in the Spectra of Magnesium, Zinc, Cadmium, and Mercury," Opt. Soc. Am. **52,** 845 (1962).

[145] H. G. C. Werij, C. H. Greene, C. E. Theodosiou, and A. Gallagher, "Oscillator strengths and radiative branching ratios in atomic Sr," Phys. Rev. A 46 (1992).

[146] R. Drozdowski, M. Ignaciuk, J.Kwela, and J. Heldt, "Radiative lifetimes of the lowest $^3P_1$ metastable states of Ca and Sr," Z. Phys. D **41,** 125 (1997).

[147] A. Lurio, M. Mandel, and R. Novick, "Second-Order Hyperfine and Zeeman Corrections for an (sl) Configuration," Phys. Rev. **126,** 1758 (1962).

[148] E. Peik, G. Hollemann, and H. Walther, "Laser cooling and quantum jumps of a single indium ion," Phys. Rev. A **49,** 402–408 (1994).

[149] V. G. Pal'chikov, "Spectroscopic characteristics of alkaline-earth atoms for atomic frequency standards," In *Proceedings of 16th European Frequency and Time Forum*, pp. E–002 (St. Petersburg, 2002).

[150] M. Yasuda and H. Katori, "Lifetime measurement of the $^3P_2$ metastable state of strontium," In *Abstract of the 16th international conference on laser spectroscopy*, (Palm Cove, Australia, 2003).

[151] A. Derevianko, "Feasibility of cooling and trapping metastable alkaline-earth atoms," Phys. Rev. Lett. **87,** 023002 (2001).

[152] http ://www.webelements.com/webelements/elements/text/Sr/nucl.html.

[153] C. J. Bordé, in *Atom Interferometry*, P. R. Berman, ed., (Academic Press, 1997), p. 257.

[154] H. Perrin, "Refroidissement d'atomes de césium confinés dans un piège dipolaire très désaccordé", *Thèse de doctorat de l'université Paris VI*, 1998.

[155] F. Y. L. et al., submitted to J. Phys. B (2003).

[156] T. Kisters, Z. Zeiske, F. Riehle, and J. Helmcke, "High-resolution spectroscopy with laser-cooled and trapped calcium atoms," Appl. Phys. B **59,** 89 (1994).

[157] T. Kuwamoto, K. Honda, Y. Takahashi, and T. Yabuzaki, "Magneto-optical trapping of Yb atoms using an intercombination transition," Phys. Rev. A **60,** R745 (1999).

[158] P. S. Jenssen, C. Gerz, P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, R. J. C. Spreeuw, and C. I. Westbrook, "Observation of quantized motion of Rb atoms in an optical field," Phys. Rev. Lett. **69,** 49 (1992).

[159] D. Boiron, A. Michaud, J. M. Fournier, L. Simard, M. Sprengera, G. Grynberg, and C. Salomon, "Cold and dense cesium clouds in far-detuned dipole traps," Phys. Rev. A. **57,** R4106 (1998).

[160] I. Bouchoule, "Refroidissement par bandes latérales d'atomes de césium et quelques applications", *Thèse de doctorat de l'université Paris VI*, 2000.

[161] A. A. Radzig and B. M. Smirnov, *Reference Data on Atoms, Molecules, and Ions* (Springer-Verlag, Berlin, 1985).

[162] G. Santarelli, C. Audoin, A. Makdissi, P. Laurent, G. J. Dick, and A. Clairon, "Frequency Stability Degradation of an Oscillator Slaved to a Periodically Interrogated Atomic Resonator," IEEE Trans. on Ultr., Ferr. and Freq. Contr. **45,** 887–894 (1998).

[163] T. Bourdel, J. Cubizolles, L. Khaykovich, K. M. F. Magalhães, S. J. J. M. F. Kokkelmans, G. V. Shlyapnikov, and C. Salomon, "Measurement of the Interaction Energy near a Feshbach Resonance in a Li Fermi Gas," Phys. Rev. Lett. **91,** 020402 (2003).

[164] K. E. Strecker, G. B. Partridge, and R. G. Hulet, "Conversion of an Atomic Fermi Gas to a Long-Lived Molecular Bose Gas," Phys. Rev. Lett. 91 (2003).

[165] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloë, *Mécanique quantique* (Hermann, 1973).

[166] L. R. Hunter, W. A. Walker, and D. S. Weiss, "Observation of an Atomic Starck-Electric-Quadrupole Interference," Phys. Rev. Lett. **56,** 823 (1986).

[167] Y. Sortais, "Construction d'une fontaine double à atomes froids de ^{87}Rb et de ^{133}Cs, Étude des effets dépendant du nombre d'atomes dans une fontaine.", *Thèse de doctorat de l'université Paris VI*, 2001.

[168] D. Allan, Proc. IEEE **54,** 221 (1966).

Résumé

Ce mémoire rapporte les premiers résultats d'une expérience visant à développer une horloge optique à atomes de strontium piégés. Ce dispositif réunit les avantages des différentes techniques utilisées jusqu'à présent pour réaliser un étalon de fréquence atomique. La première partie décrit la réalisation de la source d'atomes froids. Un piège magnéto-optique fonctionnant sur la transition $^1S_0 - {}^1P_1$ à 461 nm est chargé à partir d'un jet atomique décéléré par un ralentisseur Zeeman. La source à 461 nm est réalisée par somme de fréquence dans un cristal de KTP. Dans la deuxième partie sont détaillées les étapes mises en oeuvre pour effectuer la détection par excitation directe de la transition d'horloge $^1S_0 - {}^3P_0$ du ^{87}Sr, de 1 mHz de largeur de raie théorique. Préalablement à cette observation, une première estimation de la fréquence de la transition d'horloge a été obtenue en mesurant la fréquence absolue de plusieurs résonances optiques plus largement permises.

Mots clés : étalon de fréquence atomique, spectroscopie de très haute résolution, mesure absolue de fréquence optique, atomes froids, ralentisseur Zeeman, mélange non-linéaire de fréquence

Abstract

This thesis reports the first results towards the realization of an optical clock using trapped strontium atoms. This set up would combine advantages of the different approaches commonly used to develop an atomic frequency standard. The first part describes the cold atoms source which is implemented. A magneto-optical trap operating on the $^1S_0 - {}^1P_1$ transition at 461 nm is loaded from an atomic beam decelerated by a Zeeman slower. The 461 nm laser is obtained by sum-frequency mixing in a KTP crystal. The second part is devoted to the different stages developed to achieve the direct excitation of the $^1S_0 - {}^3P_0$ clock transition in ^{87}Sr. This line has a theoretical natural width of 10^{-3} Hz. Before this detection, we obtained an estimate of the resonance frequency by measuring absolute frequencies of several allowed optical transitions.

Key words : atomic frequency standard, very high resolution spectroscopy, absolute optical frequency measurement, cold atoms, Zeeman slower, sum-frequency mixing