



HAL
open science

PHARAO: ÉTUDE D'UNE HORLOGE SPATIALE UTILISANT DES ATOMES REFROIDIS PAR LASER; RÉALISATION D'UN PROTOTYPE

Pierre Lemonde

► **To cite this version:**

Pierre Lemonde. PHARAO: ÉTUDE D'UNE HORLOGE SPATIALE UTILISANT DES ATOMES REFROIDIS PAR LASER; RÉALISATION D'UN PROTOTYPE. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1997. Français. NNT: . tel-00003883

HAL Id: tel-00003883

<https://theses.hal.science/tel-00003883>

Submitted on 2 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.

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE

LABORATOIRE KASTLER BROSSEL



THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI
spécialité : Physique Quantique

présentée par
Pierre LEMONDE

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

Sujet de la thèse :

PHARAO : ÉTUDE D'UNE HORLOGE SPATIALE UTILISANT
DES ATOMES REFROIDIS PAR LASER ; RÉALISATION D'UN
PROTOTYPE

Soutenue le 19 novembre 1997 devant le jury composé de :

MM. C. COHEN-TANNOUJDI	Président du jury
J. DUPONT-ROC	Rapporteur
R. VESSOT	Rapporteur
A. ASPECT	Examineur
R. BONNEVILLE	Examineur
B. CAGNAC	Examineur
P. LAURENT	Examineur
C. SALOMON	Directeur de thèse

Table des matières

Remerciements	5
Introduction	9
1 Caractéristiques des horloges atomiques	13
1.1 Introduction	13
1.2 Les horloges à jet thermique, la fontaine atomique	15
1.2.1 Les horloges à jet thermique	15
1.2.2 La fontaine atomique	16
1.3 Stabilité de fréquence	18
1.4 Exactitude	20
1.4.1 Différence de phase entre les deux cavités de Ramsey	20
1.4.2 Effet du champ magnétique statique	21
1.4.3 Effet Doppler du second ordre	23
1.4.4 Rayonnement de corps noir	23
1.4.5 Déplacement collisionnel	24
1.4.6 Autres sources d'erreur	25
1.4.7 Résumé	26
2 Atomes froids en micro-gravité	27
2.1 Fonctionnement de l'horloge spatiale	28
2.2 Intérêt du refroidissement laser en micro-gravité	29
2.3 Compromis stabilité-exactitude, performances ultimes.	32
2.4 Intérêt de multiplier le nombre de nuages atomiques	34
2.4.1 Introduction	34
2.4.2 Discussion de principe	35
2.4.3 Limitations, ordres de grandeur	38
2.4.4 Conclusion	41
2.5 Fluctuations de gravité résiduelle	41
2.5.1 Densité spectrale de δz_k	42
2.5.2 Effet des fluctuations longitudinales sur la stabilité	44

2.5.3	Effet des fluctuations transverses	47
2.5.4	Ordres de grandeurs	48
3	Méthode d'interrogation des atomes en micro-gravité	57
3.1	Fonction de sensibilité atomique	58
3.2	Symétries de la fonction de sensibilité	62
3.2.1	Cas où l'interrogation micro-onde est (anti-)symétrique	62
3.2.2	Parité par rapport au désaccord micro-onde	63
3.3	Application	64
3.4	Comparaison de différentes méthodes d'interrogation	65
3.4.1	Méthode de calcul	66
3.4.2	Interrogation de Ramsey.	67
3.4.3	Cavité TE_{011}	72
3.4.4	Cavité TE_{013}	76
3.4.5	Effet des collisions sur la fréquence de l'horloge	86
3.5	Conclusion	88
4	Le Prototype Avion	91
4.1	Introduction	91
4.2	Description du prototype	92
4.2.1	Description générale	92
4.2.2	Manipulation des atomes	93
4.3	Le banc optique	96
4.3.1	Structure mécanique	96
4.3.2	Montage optique	98
4.3.3	Le laser maître	100
4.3.4	Choix des composants optiques	103
4.3.5	Vers un banc spatial	105
4.4	Le tube horloge	106
4.4.1	Description générale	106
4.4.2	Contrôle du champ magnétique	106
4.4.3	La zone de manipulation des atomes	109
4.4.4	La cavité micro-onde	112
4.4.5	La zone de détection	113
4.4.6	Vers un tube horloge spatial	115
4.5	La chaîne de synthèse micro-onde	115
4.6	Électronique et informatique de commande	117
5	Résultats expérimentaux	121
5.1	Introduction	121
5.2	Résultats terrestres	122

5.2.1	Capture des atomes froids	122
5.2.2	Lancement des atomes	123
5.2.3	Distribution de position et de vitesse des atomes	126
5.2.4	Frange de résonance	130
5.2.5	Sélection du sous-niveau magnétique $ m = 0\rangle$	132
5.3	Dans l'avion zéro-g	133
5.3.1	Description de l'environnement	133
5.3.2	Adaptation de l'expérience à l'utilisation à bord de l'avion	134
5.3.3	Résultats de la campagne de vols paraboliques	138
5.4	Perspectives	143
	Conclusion	145
	A Le TROOP	147
	B Le POE	155
	C Les mélasses grises	163
	D Sigles	169
	Bibliographie	171

Remerciements

Ce travail a débuté au Laboratoire Kastler-Brossel. Je voudrais remercier pour leur accueil ses deux directeurs successifs, Jacques Dupont-Roc et Michèle Leduc.

Claude Cohen-Tannoudji m'a accueilli dans son équipe "atomes froids" et a accepté la présidence du jury de soutenance à une période extrêmement chargée. Je lui témoigne ici toute ma reconnaissance. Je le remercie également pour ses cours au Collège de France ; y assister est un véritable privilège.

Christophe Salomon m'a proposé ce sujet de recherche puis a dirigé mes travaux avec un enthousiasme et une énergie hors du commun. Ses conseils et le spectre très large de ces compétences furent extrêmement précieux tout au long de ces années. J'ai particulièrement apprécié l'autonomie qu'il m'a laissé développer et la confiance qu'il m'a toujours témoignée. Son optimisme proverbial, enfin, fut une réelle source de motivation, en particulier dans les périodes difficiles.

Je ne pourrai oublier les moments agréables passés avec mes collègues de manip de la rue Lhomond. J'ai collaboré à la réalisation du TROOP avec Philippe Bouyer, guide de mes premiers pas au laboratoire, Alain Michaud et Maxime Ben-Dahan ; à celle du piège opto-électrique avec Olivier Morice, Ekkehard Peik, Jakob Reichel, Hélène Perrin et Wolfgang Hänsel.

Les permanents, visiteurs, thésards et stagiaires de la rue Lhomond contribuent chacun à sa façon au niveau scientifique et à la bonne ambiance du laboratoire. Merci à ceux que j'ai eu le plaisir de côtoyer : Jean Dalibard et Yvan Castin, Markus Arndt, François Bardou, Denis Boiron, Isabelle Bouchoule, Pierre Desbiolles, David Guéry-Odelin, Simone Kulin, John Lawall, Bruno Saubaméa, Andrew Steane, Pascal Szriftgizer (p'tit blond) et Guglielmo Tino.

Les services techniques du LKB m'ont fourni une aide précieuse dans une atmosphère très chaleureuse et sympathique. Merci aux mécaniciens, Claude Guillaume, Jean Lagadec et Jeannot Outrequin et aux électroniciens, André Clouqueur, Patrick Giron, Lionel Perennes. Merci également à Catherine Emo et Irène Brodschi, ainsi qu'à Didier Courtiade et Jean-François Point.

J'ai effectué mon service national et ma dernière année de thèse dans les locaux du BNM-LPTF. Je remercie Michel Granveaud, son directeur, pour son accueil.

André Clairon m'a initié à la métrologie des fréquences. Son expérience et son sens physique très pointu ont grandement contribué à l'avancement de ces travaux. Je le remercie très chaleureusement.

Philippe Laurent (le *chef*) est une pièce maîtresse du projet PHARAO. Ses compétences et ses facéties inénarrables en font un collègue de travail très agréable. Je le remercie sincèrement.

Je remercie les membres de l'équipe PHARAO, en particulier François Jamin-Changeart et François Gonzalez (entre autres pour avoir pensé à apporter à Bordeaux un instrument indispensable au bon déroulement des vols paraboliques), Pierre Petit, et Eric Simon sans lequel jamais le prototype avion n'aurait fonctionné dans des conditions d'équilibre thermique satisfaisantes. Merci également à Claude Audoin, Noël Dimarcq et Philippe Guillemot.

Les calculs numériques du chapitre 3 auraient été incomplets sans la contribution de Michel Aubourg; j'ai beaucoup apprécié notre collaboration.

Je remercie vivement Catherine Boulland et Michel Lours pour leur aide précieuse et amicale en toutes circonstances.

J'ai eu le grand plaisir de participer à des discussions scientifico-philosophico-délirantes avec Sébastien Bize, Laurent Cognet, Franck Pereira dos Santos et Giorgio Santarelli, plus politico-humoristiques avec Pierre Uhrich.

Merci à Pascal Blondé, Michel Dequin, Annie Gérard, et Laurent Volodimer pour leur aide et à tous les membres du laboratoire pour leur accueil et leur présence au quotidien.

Je suis très reconnaissant à Alain Aspect, Richard Bonneville et Bernard Cagnac de l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail en acceptant de faire partie du jury de soutenance; plus encore à Jacques Dupont-Roc et Robert Vessot d'avoir accepté la charge de rapporteur.

Je remercie enfin le CNES et le CNRS d'avoir co-financé cette thèse.

La place laissée à Virginie, à mes amis et à ma famille est injustement atrophiée dans ces remerciements. Ce travail n'aurait pas vu le jour sans eux.

"La loi de la pesanteur est dure...mais c'est la loi"
G. Brassens

Introduction

La mesure de la fréquence de la transition hyperfine de l'état fondamental du césium s'est affinée de façon spectaculaire au cours du dernier demi-siècle comme le montre la figure 1 ; si bien que l'unité de temps, la seconde, est définie depuis 1967 par cette transition atomique. Sa fréquence est par définition égale à 9 192 631 770 Hz. Les horloges « conventionnelles » utilisent des jets thermiques. Si elles ont permis une amélioration de près de deux ordres de grandeur de la réalisation de la seconde dans les vingt ans qui ont suivi l'adoption de sa définition (fig. 1), leur exactitude semble à présent buter sur une limite voisine de 10^{-14} .

Il a fallu attendre les progrès récents et très spectaculaires dans le domaine de la manipulation, le refroidissement et le piégeage des atomes par laser [1] pour franchir cette limite. Leur application aux horloges atomiques a commencé en 1989 [2, 3, 4]. La première horloge utilisant les atomes refroidis par laser à avoir été complètement évaluée est la fontaine atomique du BNM-LPTF [5]. Elle est aujourd'hui l'horloge la plus exacte au monde, avec une exactitude de 2×10^{-15} [6]. Elle est également l'horloge à césium la plus stable, avec une stabilité à court terme de $1,3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ [7] où τ est le temps d'intégration en seconde. Cette valeur doit pouvoir être améliorée d'un facteur 4 par l'utilisation d'un oscillateur local plus stable. Au delà de trois heures d'intégration, la mesure de sa stabilité est limitée à 1×10^{-15} par le maser à hydrogène utilisé comme oscillateur de référence. Cela limite également la résolution de mesure de la plupart des effets systématiques déplaçant la fréquence d'horloge. Au cours des prochaines années, atteindre une exactitude et une stabilité à un jour de 10^{-16} semble un objectif raisonnable pour les horloges à atomes froids. Cette gamme de performances est encore totalement inexplorée.

Les performances de la fontaine atomique s'expliquent par la diminution considérable de la vitesse des atomes que permettent les techniques de refroidissement laser. Il est possible d'observer les atomes lents plus longtemps, ce qui conduit à une diminution de la largeur de la résonance atomique. La plupart des effets systématiques qui déplacent la fréquence atomique peuvent

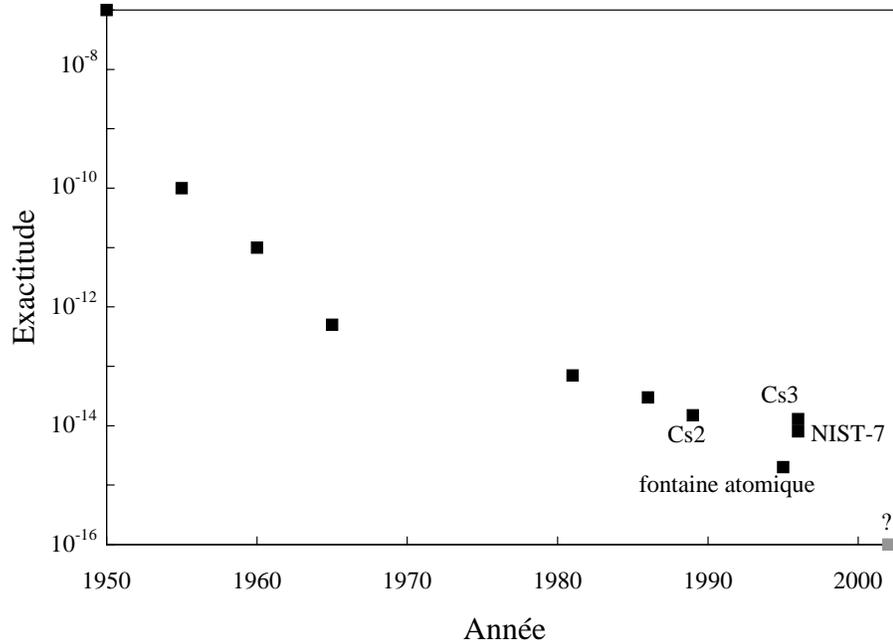


FIG. 1: *Exactitude des horloges à césium depuis 1949* [6, 8, 9, 10]. *Cs2, Cs3 et NIST-7 sont les horloges à jet thermique les plus exactes à ce jour, la fontaine atomique est l'horloge à atomes froids du BNM-LPTF (voir le paragraphe 1.2).*

être réduits soit directement avec la vitesse des atomes soit indirectement via l'augmentation du facteur de qualité atomique. Parallèlement, la stabilité de l'horloge peut être améliorée avec le facteur de qualité atomique.

Dans les horloges à jet thermique, la vitesse des atomes est de plusieurs centaines de ms^{-1} . Le temps d'interaction entre les atomes et le champ électromagnétique utilisé pour sonder la transition d'horloge est alors limité à quelques ms. A une température de l'ordre du μK , température qu'il est possible d'atteindre avec un dispositif expérimental très simple [11, 12], la vitesse d'agitation thermique est voisine de 1 cm/s pour l'atome de césium. Dans la fontaine atomique, le temps d'interaction entre les atomes et le champ approche une seconde, soit une augmentation du facteur de qualité atomique de près de deux ordres de grandeur. Dans le chapitre 1, nous détaillerons les conséquences de ces différences fondamentales entre les deux types d'horloges. En particulier, nous verrons pourquoi tous les effets limitant l'exactitude des horloges conventionnelles (différence de phase entre les deux impulsions de Ramsey, effet du champ magnétique statique, effet Doppler du second

ordre...) deviennent négligeables lorsque l'on utilise des atomes froids. Les limites nouvelles rencontrées par la fontaine atomique, l'effet des collisions entre atomes froids et l'effet du rayonnement de corps noir, seront également mentionnées.

Les domaines d'application de ces horloges stables et exactes s'étendent bien au delà de la métrologie du temps et des fréquences. Avec la fontaine atomique, la mesure de l'effet sur la fréquence de la transition d'horloge des collisions entre atomes de césium ultra-froids est possible [4, 13] ; dans la compréhension des interactions entre atomes de césium, ces mesures sont complémentaires des mesures directes de sections efficaces de collision [14, 15]. En physique atomique toujours, la fontaine a permis l'amélioration d'un facteur 10 de la mesure de l'effet Stark de la transition d'horloge du césium [16, 17] ; le même facteur devrait être gagné sur l'évaluation de l'effet du rayonnement de corps noir [18, 17]. Des résultats sont également attendus, qui intéressent la physique fondamentale. Certaines théories prévoient une variation de la constante de structure fine α [19] avec le temps. En comparant la fréquence de deux horloges à atomes froids utilisant des espèces différentes [20], le césium et le rubidium, cette assertion sera testée prochainement au niveau de 10^{-16} /an.

Le champ d'application des horloges atomiques prend une autre dimension si l'on a la possibilité de les utiliser dans l'espace. La spatialisation d'un maser à hydrogène lors de la mission GPA [21] a permis d'améliorer de près de deux ordres de grandeurs la mesure du déplacement de fréquence gravitationnel par rapport aux expériences tirant parti de l'effet Mössbauer [22, 23]. Dans un tout autre domaine, les systèmes de positionnement par satellite (GPS et GLONASS) reposent sur le fonctionnement d'horloges spatiales à césium ou à rubidium. Elles ont une stabilité de quelques 10^{-14} à un jour et une exactitude dans la gamme des 10^{-13} . Avec une horloge ayant une exactitude et une stabilité à un jour de 10^{-16} , et bien entendu avec une technique de transfert de temps (fréquence) adaptée à ces performances, ces mesures pourraient être considérablement améliorées. Les utilisations potentielles d'une telle horloge sont très variées [24] : comparaison d'horloges distantes, géodésie, navigation et positionnement, interférométrie à très longue ligne de base (VLBI), tests de relativité, tests du principe d'équivalence...

L'intérêt de développer une horloge spatiale utilisant de atomes refroidis par laser à ce niveau de performances ne se limite pas aux applications potentielles. L'absence de gravité conduit à un fonctionnement très différent de l'horloge elle-même et peut entraîner une amélioration de ses performances. Sur terre, il s'avère difficile d'allonger de façon significative le temps d'interaction entre les atomes et le champ dans la fontaine atomique. Du fait de la gravité, ce temps ne croît que comme la racine carrée de la hauteur de

lancement et l'augmenter jusqu'à 10 s nécessiterait un dispositif d'au moins 100 m de hauteur... Il est impensable de contrôler suffisamment bien les perturbations affectant les atomes sur une telle distance. En micro-gravité, un temps d'interaction de plusieurs secondes est envisageable dans un volume réduit [25].

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre de PHARAO, Projet d'Horloge Atomique par Refroidissement d'Atomes en Orbite. L'objectif est de développer une horloge spatiale pour tirer pleinement parti de la faible vitesse des atomes refroidis par laser à bord d'un satellite. Les performances visées en terme d'exactitude et de stabilité à un jour sont de l'ordre de 1×10^{-16} . Dans le chapitre 2, nous étudions ce que l'on peut attendre et craindre de l'utilisation des atomes froids en micro-gravité et montrons que ces performances sont tout à fait réalistes. L'apesanteur présente plusieurs avantages, en particulier la possibilité unique de varier le temps d'interaction sur près de deux ordres de grandeurs avec le même dispositif expérimental. Parmi les limitations aux performances de l'horloge, nous étudions particulièrement en détail l'effet des fluctuations de gravité (micro-vibrations) à bord du satellite.

L'apesanteur entraîne un mode de fonctionnement de l'horloge très différent de celui de la fontaine atomique. Cela oblige à reconsidérer le problème de la méthode d'interrogation des atomes. Pour aborder cette étude, nous généralisons l'utilisation de la fonction de sensibilité atomique introduite pour modéliser l'effet du bruit de phase de l'oscillateur local sur la stabilité d'un étalon de fréquence atomique. Cette généralisation permet de prendre en compte les perturbations sur la fréquence atomique quelque soit la méthode d'interrogation envisagée. Elle est présentée dans le chapitre 3. Nous l'utilisons ensuite pour comparer l'interrogation de Ramsey et une interrogation dans une cavité cylindrique utilisée dans le mode TE_{011} puis TE_{013} .

La deuxième partie de ce mémoire présente la réalisation et l'étude d'un prototype de l'horloge spatiale. Il s'agit d'une horloge à atomes froids compacte et transportable conçue comme une première étape avant la version spatiale. Il a été testé en apesanteur à bord de l'avion zéro g du CNES. Le chapitre 4 est une description détaillée de ce prototype. Les résultats expérimentaux obtenus au laboratoire et dans l'avion sont présentés dans le chapitre 5.

Enfin, les annexes A, B et C rendent compte de trois expériences de refroidissement et de piégeage auxquelles j'ai participé au début de ma thèse.

Chapitre 1

Caractéristiques des horloges atomiques

1.1 Introduction

Les étalons de fréquence atomiques passifs fonctionnent sur le principe suivant : la fréquence ν d'un oscillateur local est asservie sur la fréquence de référence ν_0 d'une transition entre deux niveaux d'énergie de l'atome. Dans le cas des horloges à césium, il s'agit de la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental $6S_{1/2}$ (voir la figure 1.1) :

$$|F = 3, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 4, m_F = 0\rangle.$$

Par définition, la fréquence de cette transition est $\nu_0 = 9,192631770$ GHz. Dans la pratique, les atomes, initialement préparés dans l'état E_1 , interagissent avec un champ électromagnétique à la fréquence ν pendant un temps t_0 . Après l'interaction, le taux de transition est mesuré. Si l'on reporte la dépendance du taux de transition en fonction de ν (non asservie), on observe un pic (ou frange) de résonance autour de $\nu_0(1 + \varepsilon)$ où ε est le déplacement relatif de fréquence dû aux perturbations sur l'atome. La largeur à mi-hauteur $\Delta\nu$ de ce pic est inversement proportionnelle à t_0 :

$$\Delta\nu = \frac{\eta}{t_0}. \quad (1.1)$$

η est un nombre de l'ordre de 1 qui dépend de la méthode d'interrogation, c'est à dire de la dépendance temporelle du champ électromagnétique vu par les atomes. Dans une interrogation de Ramsey ([26] et 3.4.2), $\eta = 1/2$.

Le signal de résonance sert de discriminateur de fréquence et permet l'asservissement de ν . La fréquence asservie peut s'écrire :

$$\nu(t) = \nu_0(1 + \varepsilon + y(t)). \quad (1.2)$$

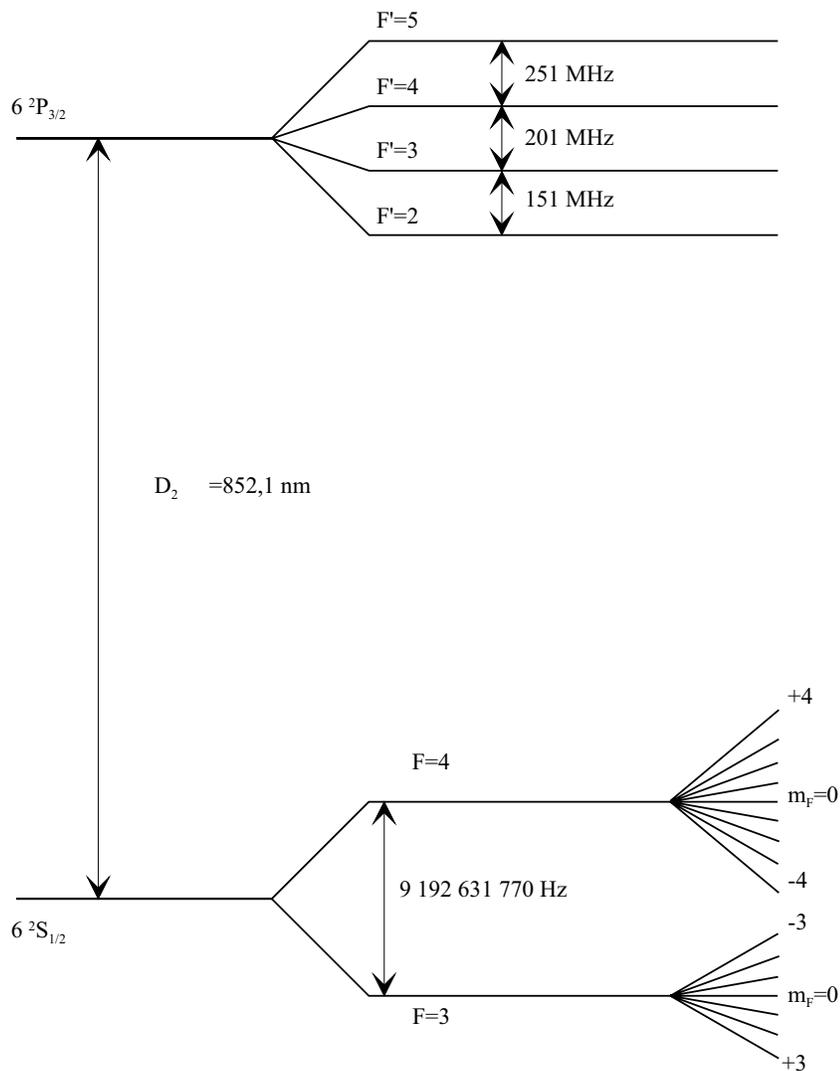


FIG. 1.1: *Structure hyperfine de la raie D_2 du césium.*

L'incertitude sur ε est l'exactitude de l'horloge. Dans le cas du césium, elle représente la capacité de l'horloge à réaliser l'unité de fréquence (donc de temps). $y(t)$ représente les fluctuations relatives de fréquence de l'horloge et détermine sa stabilité. Nous allons maintenant nous intéresser à ces performances. Pour illustrer cette présentation, nous allons commencer par décrire brièvement le fonctionnement des deux types d'horloges à césium : les horloges conventionnelles à jet thermique et la fontaine atomique, nouveau type d'horloge utilisant des atomes refroidis par laser.

1.2 Les horloges à jet thermique, la fontaine atomique

1.2.1 Les horloges à jet thermique

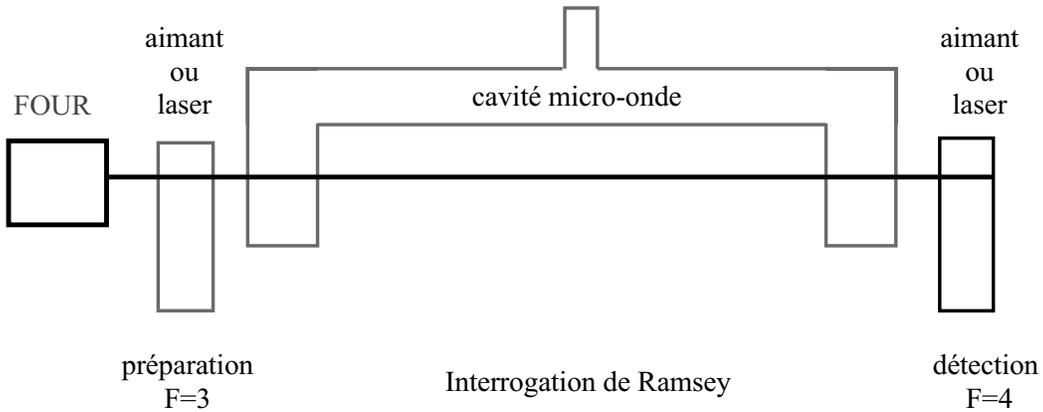


FIG. 1.2: *Schéma de principe d'une horloge à jet thermique.*

Depuis la première comparaison entre le temps atomique et le temps des éphémérides [27], des dizaines de jets thermiques de conceptions différentes et sans cesse améliorées ont été réalisés [8, 28]. Le schéma de principe d'une horloge à jet est représenté sur la figure 1.2. Les atomes de césium, issus de manière continue d'un four à une température voisine de 400 K, sont préparés dans l'état $|F = 3\rangle$. Deux méthodes de préparation sont utilisées, la sélection par déflexion magnétique et le pompage optique. Les atomes interagissent ensuite en deux fois avec le champ électromagnétique à la fréquence d'horloge dans une interrogation de Ramsey. Enfin, les atomes ayant effectué la transition sont détectés par déflexion magnétique et ionisation ou par une

méthode optique. La fréquence de la micro-onde est modulée autour de la résonance et asservie par détection synchrone.

Dans ce type d'horloge, la vitesse moyenne des atomes est de l'ordre de 100 m/s. La dispersion des vitesses autour de la valeur moyenne est du même ordre de grandeur que la valeur moyenne elle-même ; elle est par ailleurs difficile à mesurer avec précision. Les effets parasites qui déplacent la fréquence d'horloge sont d'autant plus difficiles à contrôler que les dimensions de l'horloge augmentent. En pratique, des dimensions très supérieures au mètre sont peu réalistes, ce qui limite le temps d'interaction à une dizaine de millisecondes. Comme nous le verrons par la suite, ces caractéristiques limitent les performances des horloges à jet.

Nous allons nous intéresser aux performances des meilleures des horloges de ce type :

- Cs2 [29] et Cs3 [30] ont été réalisées par la PTB¹. La sélection et la détection des atomes est opérée par déflexion magnétique et ionisation. Un avantage de la déflexion magnétique est de permettre la sélection des atomes les plus lents parmi ceux sortis du four (voir le tableau ci-dessous) ;
- JPO [31] est le jet à pompage optique du BNM-LPTF ;
- NIST-7 [32], le jet à pompage optique du NIST.

La distribution de vitesse des atomes dans les jets à pompage optique est plus large que dans les jets à déflexion magnétique. En revanche, le nombre d'atomes qui contribuent au signal est plus grand. Le tableau ci-dessous présente quelques unes des caractéristiques de ces horloges : la longueur séparant les deux cavités de Ramsey L , la vitesse moyenne des atomes v , la largeur de la distribution de vitesse δv .

	Cs2	Cs3	JPO	NIST-7
L [m]	0,8	0,8	1	1,5
\bar{v} [m/s]	93	72	200	200
δv [m/s]		12		100

1.2.2 La fontaine atomique

La fontaine atomique est apparue suite au développement récent des techniques de manipulation des atomes par laser [1]. Après plusieurs expériences

1. voir la signification des sigles en annexe D.

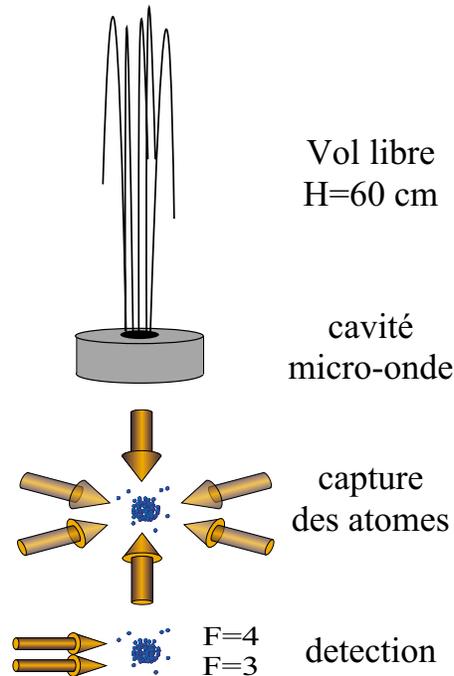


FIG. 1.3: *Schéma de principe de la fontaine atomique.*

de démonstration [2, 3, 4], il a été possible de développer la première véritable horloge à atomes froids [33]. Elle est fondamentalement différente des jets thermiques. Son principe de fonctionnement est représenté sur la figure 1.3. Elle fonctionne de manière cyclique. A chaque cycle, un nuage de N atomes ultra-froids est préparé dans une mélasse optique [11] : à l'intersection de six faisceaux lasers, les atomes d'une vapeur de césium sont capturés et refroidis à une température de quelques μK . Ils sont lancés verticalement, passent à travers la cavité micro-onde, rebroussement chemin sous l'effet de la gravité et passent une deuxième fois à travers la cavité. Ils subissent ainsi une interrogation de Ramsey en passant deux fois à travers la même cavité. Les populations des deux niveaux de la transition d'horloge sont ensuite mesurées. L'asservissement de la fréquence micro-onde est réalisé en sondant alternativement les deux flancs de la résonance. La différence entre deux mesures successives constitue le signal d'erreur.

Dans la fontaine atomique, la vitesse des atomes est très bien contrôlée. La vitesse moyenne du nuage atomique peut être ajustée jusqu'à plusieurs m/s avec une résolution de l'ordre du mm/s. En fonctionnement normal, elle est voisine de 3 m/s au premier passage dans la cavité. Le temps d'interaction approche une seconde. La dispersion des vitesses est de plus extrêmement

faible, de l'ordre du cm/s. Elle est mesurée à chaque cycle de l'horloge. Ces deux éléments constituent un avantage décisif de la fontaine atomique sur les jets thermiques. A ce jour, plus d'une dizaine de laboratoires dans le monde développent des fontaines atomiques. Actuellement, la seule en fonctionnement est FO1, la fontaine du BNM-LPTF [33, 5].

1.3 Stabilité de fréquence

La stabilité de l'horloge caractérise sa capacité à reproduire la même fréquence moyenne au cours du temps. Pour la décrire, on définit un ensemble de P instants successifs t_p séparés de τ et la valeur moyenne des fluctuations relatives de fréquence de l'horloge entre ces instants :

$$t_{p+1} - t_p = \tau \quad y_p = \frac{1}{\tau} \int_{t_p}^{t_{p+1}} y(t) dt$$

ce qui permet d'exprimer la stabilité sur le temps τ en terme de variance d'Allan [34] :

$$\sigma_y^2(\tau) = \lim_{P \rightarrow \infty} \frac{1}{2(P-1)} \sum_{p=1}^{P-1} (y_{p+1} - y_p)^2. \quad (1.3)$$

Le bruit sur la frange de résonance limite la stabilité de la fréquence asservie. Si ce bruit est blanc, ce qui est le cas sur des temps courts pour les horloges à césium, l'équation 1.3 devient [9, 35] :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\alpha Q_{at}} \frac{B}{S} \sqrt{\frac{t_c}{\tau}}, \quad (1.4)$$

où $\frac{S}{B}$ est le rapport signal sur bruit pour un temps d'intégration t_c . $Q_{at} = \frac{\nu_0}{\Delta\nu}$ est le facteur de qualité atomique² et α un nombre de l'ordre de 1 qui dépend de la forme de la résonance. Dans le cas d'une interrogation de Ramsey, $\alpha = \pi$. L'équation 1.4 montre l'intérêt d'accroître le facteur de qualité atomique, c'est à dire le temps d'interaction. Dans la fontaine atomique le facteur de qualité est voisin de 10^{10} . Il est près de deux ordres de grandeur supérieur à celui des jets thermiques pour lesquels ce nombre est proche de 10^8 .

Dans les jets thermiques, une première source de bruit provient des fluctuations dues au comptage des atomes dans le jet, le bruit de grenaille atomique (« atomic shot noise »), proportionnel à la racine carrée du nombre

². ν_0 et $\Delta\nu$ sont respectivement la fréquence de la transition atomique et la pleine largeur à mi-hauteur du signal de résonance

d'atomes détectés [28]. Plusieurs autres sources de bruit viennent détériorer la stabilité : le bruit des détecteurs, le bruit de l'oscillateur local aux harmoniques de la fréquence de modulation [36, 37] et dans le cas des jets à pompage optique, les fluctuations de l'efficacité du pompage optique [38] et la largeur de raie des lasers de l'expérience [38].

Dans la fontaine atomique, la source de bruit ultime est le bruit de projection quantique [39]. L'asservissement de la fréquence de l'horloge s'opère à flanc de frange ; les atomes sont dans une superposition des deux niveaux de la transition d'horloge à la détection. La mesure de leur état quantique est donc une expérience binomiale. On montre alors [35] que le terme S/B dans l'équation 1.4 vaut $N^{1/2}$ si t_c est la durée du cycle de la fontaine et N le nombre d'atomes contribuant au signal par cycle. L'équation 1.4 devient alors :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\alpha Q_{at} \sqrt{N}} \sqrt{\frac{t_c}{\tau}} \quad (1.5)$$

Pour $\Delta\nu = 0,7$ Hz, $t_c = 1$ s et $N = 4 \times 10^5$ atomes, on attend³ :

$$\sigma_y(\tau) = 3 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}.$$

L'écart type d'Allan mesuré sur la fontaine atomique est $1,3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$. Cette dégradation de la stabilité s'explique par l'effet Dick [35, 40, 41, 42]. Elle est liée au bruit de phase de l'oscillateur local employé pour interroger les atomes. En raison du fonctionnement périodique de la fontaine, un phénomène de repliement de spectre des composantes du bruit de l'oscillateur local aux fréquences multiples de la fréquence de cycle $1/t_c$ dégrade le rapport signal sur bruit.

Le tableau ci-dessous compare les largeurs de raie et la stabilité des horloges à césium présentées plus haut. Les valeurs sont tirées de [7, 43, 44, 10, 45].

	FO1	JPO	Cs2	Cs3	NIST 7
$\Delta\nu$ [Hz]	0,7	100	60	43,5	80
$\sigma_y(\tau)\tau^{1/2} \times 10^{13}$	1,2	3,8	36	90	7

Ce tableau montre le gain important réalisé avec la fontaine atomique : pour atteindre le même niveau de stabilité avec le plus stable des jets thermiques, il faut un temps d'intégration dix fois plus grand.

Sur des temps longs, de un à plusieurs jours selon l'horloge, l'écart type d'Allan des horloges à césium cesse de descendre en $1/\sqrt{\tau}$ et atteint un palier

3. Dans cette équation et les suivantes, τ est exprimé en secondes.

de scintillation de fréquence (bruit *flicker*), provoqué par des changements non contrôlés de l'environnement de l'horloge. Le niveau de ce palier est donc intimement lié à l'exactitude de l'horloge. Pour les horloges à jets, il se situe au niveau de quelques 10^{-15} . Il n'a pas encore été observé sur la fontaine atomique : à ce jour, les mesures de stabilité sont limitées à 1×10^{-15} sur un temps de quelques heures par le maser à hydrogène utilisé comme oscillateur de référence. Une deuxième fontaine est nécessaire pour espérer l'atteindre. Le niveau du palier flicker est très important pour les applications : outre le lien avec l'exactitude, c'est sur des temps de l'ordre de la journée et plus que les horloges à césium sont les plus stables des étalons de fréquence et trouvent toute leur utilité.

1.4 Exactitude

Plusieurs effets physiques déplacent la fréquence de la transition atomique dans les horloges à césium [28]. Leur contrôle est important à deux titres. D'une part il s'agit de réaliser l'unité de temps, dont la définition suppose implicitement que les atomes soient au repos et non perturbés. D'autre part ce contrôle conditionne le niveau de la stabilité long terme de l'horloge. La plupart de ces effets sont considérablement réduits avec la vitesse atomique, soit directement, soit indirectement via l'augmentation du facteur de qualité atomique que permettent des atomes lents. Ainsi, tous les effets qui limitent l'exactitude des horloges à jet sont négligeables dans la fontaine atomique.

Les limites pour ces deux types d'horloge sont fondamentalement différentes. Dans un premier temps, nous allons discuter les causes principales d'incertitude sur la fréquence des horloges à jet : différence de phase du champ micro-onde entre les deux interrogations de Ramsey, effet du champ magnétique statique, effet Doppler du second ordre. Les problèmes nouveaux posés par la fontaine atomique, le déplacement de fréquence induit par les collisions entre atomes froids et l'effet du rayonnement de corps noir, seront étudiés ensuite. Les autres effets, plus faibles seront mentionnés pour mémoire. Les valeurs numériques sont regroupées à la fin de la discussion.

1.4.1 Différence de phase entre les deux cavités de Ramsey

Un petit déphasage ϕ du champ électromagnétique peut exister entre les deux interrogations de Ramsey. Pour les atomes, l'effet est équivalent à un

effet Doppler résiduel qui déplacerait la fréquence du champ d'une quantité :

$$\delta\nu = \frac{\phi}{2\pi t_0}.$$

Dans les jets thermiques, le déphasage résulte de l'asymétrie de la double cavité et de la distribution de phase dans chaque zone d'interaction. On le mesure en inversant le sens de propagation du jet, mais cette mesure est limitée par l'incertitude sur la symétrie des trajectoires atomiques lors de l'inversion. Dans la fontaine atomique, l'effet est considérablement réduit par l'augmentation du temps d'interaction t_0 d'une part, par le fait que les atomes passent deux fois dans la même cavité d'autre part. Le double passage dans la cavité n'assure pas son annulation complète : les atomes peuvent voir un déphasage du champ micro-onde entre l'aller et le retour si la phase dans la cavité n'est pas parfaitement homogène et si les atomes ne passent pas au même endroit lors de leurs deux passages.

1.4.2 Effet du champ magnétique statique

La structure Zeeman (voir la figure 1.1) des deux niveaux $|F = 3\rangle$ et $|F = 4\rangle$ impose de soumettre les atomes à un champ magnétique statique, le champ C, pendant l'interaction micro-onde. Cela permet d'isoler les deux niveaux de la transition d'horloge, dont l'énergie ne dépend que quadratiquement du champ magnétique. Le champ C doit être suffisamment intense et homogène pour rendre négligeable l'effet des couplages qui peuvent apparaître entre les deux niveaux de la transition d'horloges et les autres sous-niveaux Zeeman, dont l'énergie dépend linéairement de l'intensité du champ. Ces couplages ont différentes origines physiques :

- les inhomogénéités du champ C peuvent induire des transitions non adiabatiques $\Delta F = 0, \Delta m \neq 0$ (transitions de Majorana) ;
- si la direction du champ C n'est pas parfaitement parallèle à la direction du champ micro-onde, les transitions $\Delta F = \pm 1, \Delta m = \pm 1$ peuvent être excitées ;
- à la fréquence d'horloge, la probabilité d'exciter les transitions $\Delta F = 1, \Delta m = 0$ voisines de la transition d'horloge est non nulle.

Ces couplages rendent possibles différents chemins dans l'espace des états pour passer d'un niveau à un autre au cours de l'interaction micro-onde, chemins qui interfèrent entre eux. Leur effet sur la fréquence de l'horloge peut en principe être calculé [46, 47]. Le résultat ne peut s'écrire simplement.

Notons toutefois que dans le cas où, au début de l'interaction, les populations de niveaux $|+m\rangle$ et $| -m\rangle$ sont égales, le déplacement de fréquence résultant est nul. Cette condition est presque réalisée dans les jets à pompage optique et dans la fontaine atomique où l'on peut préparer la quasi-totalité des atomes dans $|m = 0\rangle$. Ce n'est pas le cas dans les jets à sélection magnétique [46]. Par ailleurs, les trois types de couplage considérés ici sont intrinsèquement beaucoup plus faibles dans la fontaine atomique que dans les jets thermiques : la condition d'adiabaticité qui permet d'éviter les transitions de Majorana impose que ω_B , la vitesse angulaire de rotation du champ magnétique vu par les atomes soit faible devant ω_z , la pulsation des transitions Zeeman. ω_B est proportionnelle à la vitesse atomique, ω_z , au champ C. La valeur du champ C nécessaire pour satisfaire cette condition est donc proportionnelle à la vitesse atomique. Les deux autres types de couplage mettent en jeu les ailes des différents profils d'excitation micro-onde. Le champ C peut être d'autant plus faible que Q_{at} est élevé.

Si le champ C est parfaitement homogène, la fréquence d'horloge mesurée dépend du carré de la valeur B_c de ce champ [28] :

$$\delta\nu = 4,2745 \times 10^{10} B_c^2.$$

où $\delta\nu$ est en Hz et B en Tesla. Pour une incertitude σ_{B_c} sur le champ donnée, l'incertitude sur le déplacement Zeeman est d'autant plus faible que le champ lui-même est faible :

$$\sigma_\nu \sim 8.5 \times 10^{10} B_C \sigma_{B_c}. \quad (1.6)$$

On a donc tout intérêt de minimiser la valeur du champ C.

Un déplacement de fréquence supplémentaire provient des inhomogénéités du champ C. La grandeur qui détermine le déplacement de fréquence est :

$$\delta\nu \propto \int_{\text{interaction}} g(t) B_c^2(t) dt.$$

$g(t)$, la fonction de sensibilité atomique, sera introduite et étudiée en détail dans le chapitre 3. Dans le cas d'une interrogation de Ramsey, elle est constante entre les deux impulsions micro-onde. Entre les deux zones de Ramsey (ou au dessus de la cavité dans le cas de la fontaine atomique), il suffit donc de connaître la valeur moyenne $\overline{B_t^2}$ du carré du champ magnétique. En toute rigueur, il faudrait également connaître en tout point la valeur $B_r^2(z)$ de ce champ dans les zones de Ramsey où la fonction de sensibilité n'est pas constante. En pratique, ses variations sont suffisamment faibles sur la longueur des zones de Ramsey pour que l'on se contente du carré de la valeur moyenne $\overline{B_r}$ de $B_r(z)$.

Dans les jets thermiques, le champ C est de l'ordre de 10^{-5} Tesla. Sa valeur moyenne sur le trajet des atomes est mesurée par les atomes eux-mêmes en sondant les transitions dépendant linéairement du champ magnétique. Cette mesure donne \overline{B}_l et \overline{B}_z , mais pas \overline{B}_l^2 . L'homogénéité est mesurée lors de l'assemblage de l'horloge, ce qui ne garantit pas sa stabilité sur le long terme.

Là encore, la fontaine atomique présente un double avantage sur les jets thermiques. La faible vitesse atomique permet de diminuer le champ à quelques 10^{-7} Tesla. B_c est de plus cartographié in-situ par les atomes eux-mêmes en les lançant à une hauteur variable.

1.4.3 Effet Doppler du second ordre

L'effet Doppler du second ordre traduit la dilatation du temps dans un référentiel en mouvement prévu par la relativité restreinte. Si l'on observe un atome à une vitesse v , le déplacement relatif de la fréquence mesurée est :

$$\frac{\delta\nu}{\nu_0} \sim -\frac{v^2}{2c^2},$$

où c est la vitesse de la lumière.

Dans les jets thermiques, la situation est compliquée par la largeur de la distribution de vitesse des atomes contribuant au signal : le déplacement de fréquence apparent dépend alors de la distribution de vitesse bien sûr, mais aussi de la puissance micro-onde et de la manière dont on réalise la modulation de fréquence de l'oscillateur local nécessaire à son asservissement sur la résonance atomique [28]. Ces paramètres doivent être connus avec précision, et seules des méthodes indirectes permettent de déterminer la puissance micro-onde et la distribution de vitesse [48, 49].

L'effet Doppler du second ordre est très faible (quelques 10^{-17}) dans la fontaine atomique du fait de la faible vitesse des atomes. Cette vitesse et son évolution au cours de l'interaction micro-onde sont très bien connues, aussi l'effet peut-il être modélisé au niveau de 10^{-19} .

1.4.4 Rayonnement de corps noir

Le champ électrique du rayonnement thermique émis par l'enceinte à vide entourant le trajet des atomes déplace la transition d'horloge. En supposant que ce rayonnement est un rayonnement de corps noir, le déplacement de fréquence est donné, en Hertz, par [50, 17] :

$$\frac{\delta\nu}{\nu_0} = -1,71 \times 10^{-14} \left(\frac{\Theta}{300} \right)^4 \times \left(1 + \varepsilon \left(\frac{\Theta}{300} \right)^2 \right). \quad (1.7)$$

Θ est la température de l'enceinte exprimée en Kelvin. Le terme en Θ^4 est proportionnel à la valeur moyenne du carré du champ électrique rayonné. La correction en Θ^6 traduit la distribution spectrale du rayonnement ($\varepsilon = 1,4 \times 10^{-2}$). D'après les auteurs de [50], la formule 1.7 est correcte à quelques % près. Elle n'a été vérifiée expérimentalement qu'à 10 % près [18].

Dans les jets thermiques, le problème ne se pose pas, l'incertitude sur les autres déplacements de fréquences étant nettement supérieure à l'incertitude sur l'effet du rayonnement de corps noir. Si toutefois l'exactitude de ce type d'horloges venait à s'améliorer, le problème du rayonnement thermique des fours situés aux extrémités du tube horloge serait très sérieux. Leur température est de l'ordre de 100°C . Dans le cas des jets à déflexion magnétique, l'effet est pire encore. Le comptage des atomes ayant effectué la transition micro-onde est réalisé au moyen d'un fil chaud. Sa température ($\sim 3000^\circ\text{C}$) est telle qu'on ne peut plus négliger les effets résonnants.

Des mesures sont en cours dans la fontaine atomique pour connaître cet effet au niveau du % [17]. Pour que l'incertitude soit inférieure à 10^{-16} , il faut déterminer, stabiliser et homogénéiser la température de l'enceinte à vide à quelques centaines de mK près.

1.4.5 Déplacement collisionnel

Les collisions entre atomes contribuant au signal est un problème spécifique à l'utilisation des atomes froids. A une température de l'ordre du μK , la longueur d'onde de de Broglie des atomes est beaucoup plus grande que la portée du potentiel d'interaction entre atomes. Les collisions doivent être décrites de manière quantique. A cette température, seule les collisions dans l'onde s jouent un rôle important et l'on peut montrer que la section efficace de collision est alors de l'ordre de λ_{dB}^2/π [51]. λ_{dB} varie comme $1/\sqrt{T}$. En conséquence, l'effet des collisions froides sur la fréquence de la transition d'horloge tend vers une limite non nulle quand $T \rightarrow 0$. Il a été évalué expérimentalement [4, 13, 52]. Si les niveaux $|m \neq 0\rangle$ ne sont pas peuplés, le déplacement de la transition d'horloge du césium est donné en Hertz par :

$$\frac{\delta\nu}{\nu_0} = -2 \times 10^{-21} \bar{n} \quad (1.8)$$

où \bar{n} est la densité atomique moyenne au cours de l'interaction exprimée en at/cm^3 . Dans la fontaine atomique, la densité des atomes froids est de quelques $10^5 \text{at}/\text{cm}^3$; la valeur du déplacement de fréquence, de l'ordre de 1×10^{-15} , est à évaluer soigneusement si l'on vise une exactitude de 10^{-16} . L'effet est d'autant plus problématique que la densité atomique est difficile à mesurer et à stabiliser en valeur relative à mieux que 10% près. A terme, cet

effet pourrait limiter sérieusement les performances des horloges à césium au niveau de 10^{-16} .

L'observation de la condensation de Bose sur le rubidium, le sodium et le lithium [53, 54, 55] a permis d'améliorer considérablement la connaissance des potentiels inter-atomiques de ces espèces. Parallèlement, la mise en évidence expérimentale d'une résonance de diffusion dans l'onde s pour les collisions entre atomes de césium polarisés [15] montre la caractère particulier de cet atome. Avec le rubidium, les données expérimentales maintenant disponibles permettent de prédire que le déplacement collisionnel devrait être 15 fois plus faible qu'avec le césium à densité atomique égale [56]. Une fontaine à deux atomes, le césium et le rubidium, est en cours de construction au BNM-LPTF dans le but, entre autres, de vérifier cette prédiction.

1.4.6 Autres sources d'erreur

De nombreux autres effets déplacent la transition atomique [28]. Ils doivent être pris en considération lors de la conception de l'horloge mais, en général, ne constituent une limite ni pour les jets thermiques ni pour la fontaine atomique. Citons les principaux d'entre eux :

- les fuites micro-ondes sont dangereuses dans la mesure où elles sont vues par les atomes déplacées de l'effet Doppler. L'effet est proportionnel à v ;
- le désaccord de la cavité dissymétrise la puissance micro-onde vue par les atomes de part et d'autre de la résonance (cavity pulling, proportionnel à $(Q_{cav}/Q_{at})^2$ pour un petit nombre d'atomes) ;
- un gradient de phase longitudinal dissymétrique dans la cavité entraîne un effet Doppler résiduel, proportionnel à v ;
- une différence de fréquence de la transition entre la zone de vol libre et la (les) zone(s) d'interaction déplace la résonance (voir le paragraphe 3.3). Cet effet peut être dû aux inhomogénéités du champ C ou au gradient de phase longitudinal. Indirectement, il diminue donc proportionnellement à Q_{at} (voir l'équation 1.6) ;
- le potentiel gravitationnel déplace la fréquence de l'horloge du fait de la courbure de l'espace temps prévue par la relativité générale. La seconde est définie sur le géoïde ; le déplacement relatif de fréquence est $1,1 \times 10^{-16}$ par mètre au dessus du géoïde.
- ...

1.4.7 Résumé

Le tableau ci dessous regroupe les valeurs relatives (multipliées par 10^{15}) des différents déplacements de fréquence évalués pour FO1, JPO, Cs2, Cs3 et NIST-7. Les valeurs sont tirées de [6, 31, 44, 10, 45]. Entre parenthèse figure l'incertitude (1σ) sur chacun des effets.

Effet physique (dépendance en v) $\times 10^{15}$	FO1	JPO	Cs2	Cs3	NIST-7
Différence de phase (v)	0(0,5)	1280(80)	265(10)	40(10)	733(4)
Effet Zeeman ($\sim v$)	133(0,1)	$2,4 \cdot 10^5(3)$	$3,2 \cdot 10^5(5)$	$2,7 \cdot 10^5(7)$	$10^5(1)$
Effet Doppler du second ordre (v^2)	0 ($\ll 1$)	-350(30)	-49(1)	-28(1)	-350(3)
Corps noir	-17,6(1)	–	–	-18,3(1)	–
Déplacement collisionnel	1(0,5)	?	?	?	?
Electronique (v)	0(< 1)	0(30)	0(< 2)	0(1)	0(< 3)
Autres effets (v ou v^2)	0($< 0,9$)	-70(15)	0(5)	8,7(6)	2(4)
$\sqrt{\sum \sigma_i^2}$	2	110	12	14	7

Ces valeurs ne sont pas à mettre exactement sur le même plan. En particulier, les incertitudes données pour NIST-7 résultent d'un modèle et non de mesures directes. Pour la fontaine atomique, les valeurs des incertitudes sont limitées par la résolution des mesures des différents effets : toutes sont effectuées par comparaison avec un maser à hydrogène dont la stabilité plancher est $\sim 10^{-15}$. Par comparaison avec une deuxième fontaine atomique et une fois la mesure de l'effet du corps noir effectuée, l'exactitude de la fontaine atomique devrait être dans la gamme des 10^{-16} . Cela représentera un gain de plus d'un ordre de grandeur par rapport aux meilleurs jets thermiques.

Chapitre 2

Atomes froids en micro-gravité

Avec la fontaine atomique, atteindre une stabilité par jour d'intégration et une exactitude dans la gamme des 10^{-16} est à portée de main. Sur terre, il semble difficile d'aller beaucoup plus loin avec ce type d'horloges à césium. Pour améliorer encore la stabilité à court terme, une fois résolu le problème de l'oscillateur local, il est illusoire de chercher à augmenter significativement le rapport signal sur bruit via un accroissement du nombre d'atomes. Cela entraînerait une dégradation de l'exactitude et de la stabilité long terme par le déplacement collisionnel. Pour des atomes « libres », le facteur de qualité atomique est limité par la gravité : un temps d'interaction nettement supérieur à la seconde imposerait de lancer les atomes à une hauteur h déraisonnable. Le temps d'interaction ne croît que comme \sqrt{h} . La charge électrique des atomes étant nulle, on ne sait pas les piéger sans perturber fortement leur état interne et en particulier les deux niveaux de la transition d'horloge. Le seul moyen d'améliorer encore le facteur de qualité atomique semble être de s'affranchir de la pesanteur. En micro-gravité, un temps d'interaction de plusieurs secondes est possible dans un volume réduit [25].

Cependant, accroître le facteur de qualité atomique ne conduit pas à une amélioration automatique des performances de l'horloge. Ce chapitre et le suivant ont pour objet l'étude des principaux problèmes posés. Nous commencerons par restreindre le champ d'investigation en précisant le schéma de principe de l'horloge spatiale. Nous montrerons l'intérêt du refroidissement laser en micro-gravité. Plusieurs limitations seront considérées et en particulier l'effet des micro-vibrations sur la stabilité de l'horloge. Le chapitre 3 est consacré à l'étude du problème du choix de la méthode d'interrogation des atomes.

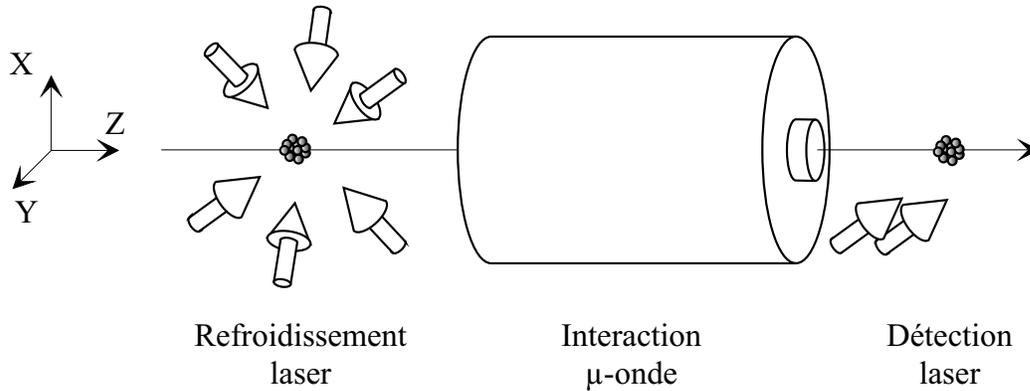


FIG. 2.1: *Schéma de principe de l'horloge spatiale à atomes froids.*

2.1 Fonctionnement de l'horloge spatiale

Le schéma de principe de l'horloge spatiale est représenté sur la figure 2.1. L'horloge fonctionne de manière cyclique. Dans un premier temps, un nuage d'atomes froids est préparé à l'aide des techniques de refroidissement laser. Il est lancé vers la zone d'interaction avec la micro-onde. Après l'interaction, l'état interne des atomes est mesuré par une méthode optique.

Ce schéma de principe laisse ouvertes un grand nombre de possibilités :

- lancer plusieurs nuages atomiques avant que le premier d'entre eux n'atteigne la zone d'interaction. Ainsi peut-on augmenter le nombre d'atomes, et donc accroître le rapport signal sur bruit, en conservant une densité atomique faible. Cette possibilité sera étudiée dans le paragraphe 2.4 ;
- le choix de la méthode d'interrogation. Ce problème sera discuté dans le chapitre 3 ;
- le choix de la (les) méthode(s) de refroidissement et de lancement.

Le fonctionnement séquentiel est essentiel. Si le dispositif fonctionnait de manière continue, le déplacement lumineux de la transition d'horloge induit par la moindre lumière parasite, mais aussi par la fluorescence des atomes en phase de refroidissement d'un côté et de détection de l'autre serait impossible à modéliser au niveau de 10^{-16} [57]. Un rapide calcul d'ordre de grandeur permet de s'en convaincre. Cette fluorescence de même que la lumière parasite est quasi-résonnante avec la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$. Un ordre de

grandeur du déplacement lumineux est donné par [58] :

$$\delta\nu \sim \Omega^2/\Gamma,$$

où Ω est la fréquence de l'oscillation de Rabi et Γ la largeur de la transition atomique. Pour la transition considérée, $\Omega = \Gamma = 5,3$ MHz pour une intensité lumineuse $I = 2,2$ mW/cm². Pour obtenir un déplacement lumineux de 10^{-16} en valeur relative, il suffit d'avoir $I \sim 10^{-13}$ mW/cm². La lumière diffusée par un atome unique situé à 10 cm de la zone d'interaction suffit à produire un déplacement de l'ordre de 10^{-16} .

La séparation spatiale des trois fonctions préparation, interrogation, détection semble nécessaire également. Il est très difficile de pulser le champ micro-onde sans induire de transitoires incontrôlables sur la phase de ce champ¹. Il faudrait de plus une cavité très «ouverte» pour laisser le passage aux faisceaux lasers et aux photons de fluorescence à la détection. Enfin, et surtout, la présence de vapeur atomique aurait des conséquences rédhibitoires : les collisions atomes chauds-atomes froids entraîneraient une diminution du nombre d'atomes contribuant au signal ce qui pratiquement limiterait le temps d'interaction ; ces mêmes collisions entraîneraient un déplacement de fréquence difficile à évaluer ; la détection serait perturbée par la fluorescence parasite de la vapeur... Bien évidemment, ces effets seraient éliminés si les atomes froids étaient produits à partir d'un jet atomique.

2.2 Intérêt du refroidissement laser en micro-gravité

La stabilité court terme de l'horloge, limitée par le bruit de projection quantique, et dans le cas d'une interrogation de Ramsey, est donnée par l'équation 1.5 :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\pi Q_{at} \sqrt{N}} \sqrt{\frac{t_c}{\tau}}, \quad (2.1)$$

Si les atomes ont une température transverse nulle, on ne fait qu'améliorer la stabilité en augmentant la durée de l'interrogation micro-onde t_0 . Dans ce cas, le nombre d'atomes N contribuant au signal ne dépend pas de t_0 , et si on

1. Dans le cas d'une interrogation de Ramsey, l'effet de ces transitoires sur la fréquence de l'horloge est inversement proportionnel à la durée de l'évolution libre séparant les deux impulsions. Pour des temps d'interaction très longs, ce problème pourrait être reconsidéré.

suppose que la durée t_c d'un cycle de fonctionnement de l'horloge est reliée à la durée de l'interrogation micro-onde par $t_c = 2t_0$, l'équation 2.1 devient :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\pi\nu_0\sqrt{2t_0N\tau}}, \quad (2.2)$$

où l'on a utilisé l'équation 1.1.

Si maintenant les atomes ont une température transverse non nulle, le nuage atomique enfle au cours de son vol libre. Il est diaphragmé par le trou de sortie de la cavité et le nombre d'atomes à la détection décroît quand t_0 augmente. Le diamètre de ce trou doit être petit devant la longueur d'onde dans le vide (en pratique, il est limité à quelques millimètres), afin d'une part d'éviter les fuites micro-ondes à l'extérieur de la cavité, d'autre part de ne pas trop perturber la phase du champ micro-onde à proximité du trou.

Si l'on suppose que la distribution initiale des atomes froids est gaussienne de rayon r_0 et que leur température est indépendante de leur position, alors la distribution spatiale du nuage atomique reste gaussienne à tout instant. A la sortie de la cavité, son rayon r.m.s. est donné par :

$$r_s^2 = r_0^2 + v_{r.m.s.}^2 t_0^2,$$

où $v_{r.m.s.}$ est reliée à la température atomique Θ par :

$$v_{r.m.s.} = \sqrt{\frac{k_B\Theta}{m}}.$$

k_B est la constante de Boltzmann et m la masse d'un atome. Si r_c est le rayon du trou de sortie de la cavité, la proportion d'atomes détectés est :

$$\frac{N}{N_0} = 1 - e^{-\frac{r_c^2}{2r_s^2}}. \quad (2.3)$$

Pour minimiser le déplacement collisionnel, r_0 doit être aussi grand que possible, c'est à dire $r_0 \sim r_c$. Si $t_c = 2t_0$, l'équation 2.1 devient :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\pi\nu_0} \left[2t_0 N_0 \tau \left(1 - \exp\left(-\frac{1}{2(1 + v_{r.m.s.}^2 \frac{t_0^2}{r_c^2})}\right) \right) \right]^{-1/2}. \quad (2.4)$$

La figure 2.2 représente la stabilité de l'horloge déduite de l'équation 2.4 pour différentes valeurs de la température transverse. Notons qu'en toute rigueur, il faudrait apporter une petite correction à ce résultat provenant du fait que le nuage atomique est également diaphragmé à l'entrée de la cavité. Pour $t_0 \ll r_c/v_{r.m.s.}$, la stabilité varie comme $t_0^{-1/2}$. Si au contraire

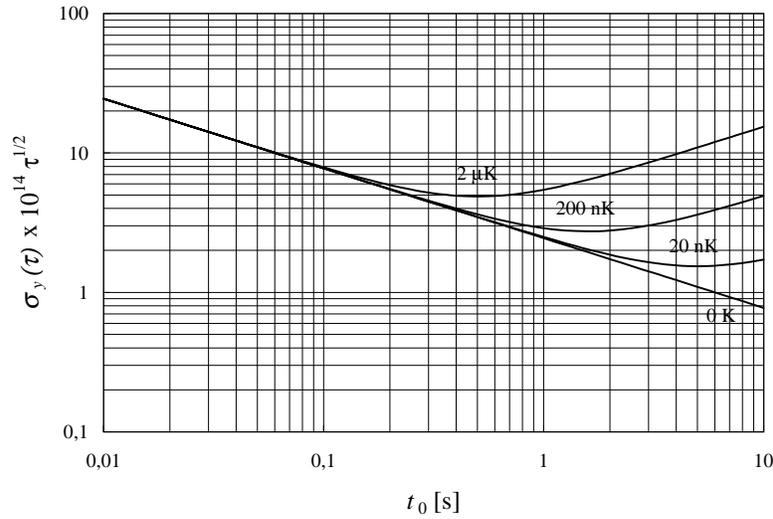


FIG. 2.2: *Stabilité de l'horloge spatiale en fonction de t_0 pour les températures transverses suivantes (de bas en haut) : $\Theta = 0$, $\Theta = 20$ nK, $\Theta = 200$ nK et $\Theta = 2$ μ K. Les paramètres sont les suivants : $t_c/t_0 = 2$, $r_c = r_0 = 5$ mm et $N = 10^6$ atomes détectés à $\Theta = 0$.*

$t_0 \gg r_c/v_{r.m.s.}$, la stabilité se dégrade comme $t_0^{1/2}$. Elle passe par une valeur optimale pour $t_0 \sim r_c/v_{r.m.s.}$.

Deux conclusions s'imposent. Avec une mélasse optique standard qui permet d'atteindre une température atomique $\Theta \sim 2$ μ K [11], le temps d'interaction optimum est 500 ms, celui que l'on atteint en présence de gravité. L'intérêt de l'espace du point de vue de l'optimisation de la stabilité réside alors dans la possibilité d'augmenter le nombre d'atomes à déplacement collisionnel constant en préparant plusieurs nuages d'atomes froids par cycle (voir le paragraphe 2.4). Si l'on veut tirer pleinement profit de l'apesanteur, il est nécessaire d'avoir recours à une méthode de sélection ou de refroidissement sub-recul [59, 60, 61].

Le calcul précédent montre l'intérêt de minimiser la température atomique pour la stabilité de l'horloge. Il est clair que l'on peut également améliorer la stabilité en augmentant le nombre d'atomes. Cela se fait au détriment de l'exactitude en raison de l'augmentation du déplacement collisionnel. Parallèlement, accroître le temps d'interaction au-delà de l'optimum calculé précédemment dégrade la stabilité de l'horloge mais peut conduire à une amélioration de son exactitude. Tous les effets évoqués dans le paragraphe 1.4 diminuent quand on augmente le temps d'interaction, à l'exception du

déplacement de fréquence dû au rayonnement de corps noir. Il y a donc un compromis à trouver entre la stabilité et l'exactitude de l'horloge.

2.3 Compromis stabilité-exactitude, performances ultimes.

La stabilité et l'exactitude de l'horloge dépendent de manière différente des paramètres de l'expérience. Nous supposons ici que l'exactitude est limitée par le déplacement collisionnel, connu à 10% près. Pour simplifier, nous supposons également que le déplacement collisionnel est donné par sa valeur moyenne au centre du nuage atomique au cours de l'interaction micro-onde. Cette hypothèse donne un ordre de grandeur correct ; une évaluation plus précise en fonction du choix de la méthode d'interrogation sera effectuée dans le paragraphe 3.4.5. La stabilité, elle, sera supposée limitée par le bruit de projection quantique ; elle est donnée par l'équation 2.4. Dans un premier temps, nous fixerons la valeur de la température atomique à $2 \mu\text{K}$.

Sous ces hypothèses et compte tenu de la dépendance temporelle de la densité atomique calculée dans le paragraphe 3.4.5 (voir la figure 3.20), nous avons tracé sur les figures 2.3 et 2.4 la stabilité à un jour et l'exactitude de l'horloge en fonction du nombre d'atomes et du temps d'interaction. Ces deux figures illustrent le compromis entre stabilité et exactitude dans le choix des paramètres expérimentaux.

Elles présentent toutefois un côté fallacieux. La stabilité à court terme d'une horloge à césium est inutile sans exactitude : un déplacement collisionnel trop important risque de fluctuer et de relever le palier *flicker* à un niveau incompatible avec l'utilisation de l'horloge. De même, l'exactitude reste théorique sans stabilité, du fait de l'augmentation du temps d'intégration nécessaire pour atteindre la résolution souhaitée. Cela dit, une marge de manœuvre, dont l'ordre de grandeur est matérialisé sur les figures 2.4 et 2.3 par les traits pointillés, subsiste sur les paramètres, pour, selon les applications, optimiser soit la stabilité de l'horloge, soit son exactitude. Il faut souligner ici que l'apesanteur offre cette possibilité unique d'utiliser l'horloge avec un temps d'interaction variable sur près d'un ordre de grandeur sans changer le dispositif expérimental. Notons enfin que si l'on augmente le temps d'interaction et le nombre d'atomes tout en conservant un déplacement collisionnel constant, la stabilité est également constante.

Pour améliorer à la fois la stabilité et l'exactitude de l'horloge, on n'échappe pas à la nécessité d'abaisser encore la température Θ des atomes. Le temps d'interaction t_{opt} qui optimise la stabilité est proportionnel à $\Theta^{-1/2}$ (fi-

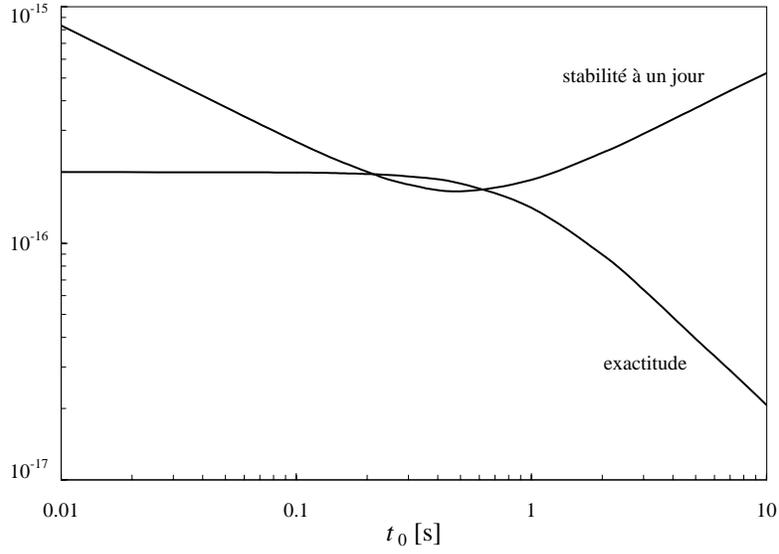


FIG. 2.3: *Exactitude et stabilité à un jour de l'horloge en fonction du temps d'interaction, pour $\Theta = 2 \mu K$, pour une densité atomique initiale de 10^6 at/cm^3 et pour 10^6 atomes détectés à $t_0 = 0$.*

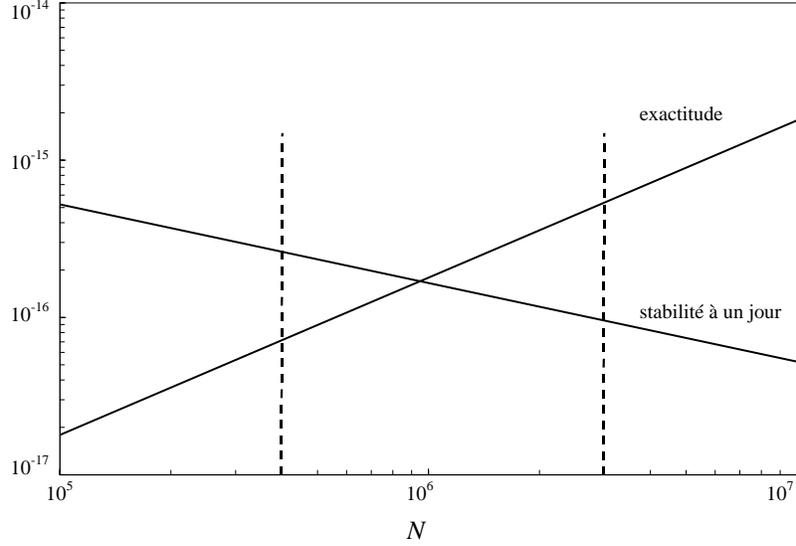


FIG. 2.4: *Exactitude et stabilité à un jour de l'horloge en fonction du nombre d'atomes détectés à $t_0 = 0$, pour $t_0 = 0.5 \text{ s}$.*

gure 2.2). La stabilité optimale varie comme $N^{-1/2}t_{opt}^{-1/2}$, c'est-à-dire comme $N^{-1/2}\Theta^{1/4}$; l'exactitude, quant à elle, varie comme N . Si l'on change la température en gardant $t_0 = t_{opt}$ et N tel qu'ils égalisent la stabilité à un jour et l'exactitude de l'horloge, ces deux mesures des performances varient comme $\Theta^{1/6}$. Il faut donc abaisser la température de 6 ordres de grandeur pour gagner un ordre de grandeur sur les performances. On peut de façon réaliste espérer $\Theta = 2$ nK. Cela correspond à des performances ultimes de l'ordre de 5×10^{-17} en terme d'exactitude et de stabilité à un jour. Le temps d'interaction et le nombre d'atomes correspondant sont alors respectivement $t_0 \sim 20$ s et $N \sim 3 \times 10^5$ atomes.

2.4 Intérêt de multiplier le nombre de nuages atomiques

2.4.1 Introduction

Dans le prototype avion (voir le chapitre 4), la distance qui sépare la zone de préparation des atomes froids de la zone d'interrogation micro-onde est environ 10 cm. Entre le lancement et l'interrogation, les atomes traversent d'abord un tube de graphite qui permet d'éviter que la vapeur de césium présente dans la zone de capture n'envahisse les zones d'interrogation et de détection, puis le guide sous coupure situé à l'extrémité de la cavité pour éviter les fuites micro-ondes. En présence de gravité, la vitesse de lancement typique des atomes est 4 m/s. Cela correspond à un temps mort de 25 ms avant que les atomes n'entrent dans la zone d'interrogation. Ce temps est beaucoup trop court pour espérer préparer un autre nuage d'atomes froids. En supposant que la géométrie de l'horloge spatiale soit celle du prototype avion, la vitesse de lancement qui permet d'atteindre un temps d'interaction de 500 ms (l'optimum pour $\Theta = 2 \mu\text{K}$) est 40 cm/s, soit un temps mort de 250 ms pendant lequel il est possible de préparer un deuxième nuage d'atomes froids. Toutes choses égales par ailleurs, on voit sur cet exemple que sans compliquer le dispositif expérimental, il est possible de gagner un facteur $\sqrt{2}$ sur la stabilité sans augmenter le déplacement collisionnel, ou de gagner un facteur 2 sur le déplacement collisionnel sans détériorer la stabilité (voir le paragraphe 2.3). Au premier abord, préparer plusieurs nuages atomiques permet d'utiliser au mieux les temps morts techniques inhérents au fonctionnement séquentiel de l'horloge. Par ailleurs, la proportion du temps où des atomes sont présents dans la zone d'interrogation est augmenté; on peut montrer que cela diminue légèrement la contribution du bruit de l'oscillateur local au bruit du signal d'horloge [41].

Si l'on accroît le temps d'interaction au delà de 500 ms, une partie de plus en plus importante des atomes est perdue et les performances de l'horloge ne s'améliorent pas dans le cas où un seul nuage d'atomes froids est préparé. En revanche, si l'on s'autorise à préparer plusieurs nuages, à l'augmentation du temps d'interaction correspond une augmentation du temps mort et laisse donc la possibilité de préparer de plus en plus de nuages. Cela est vrai jusqu'à ce que la zone séparant la préparation de l'interrogation soit « remplie » d'atomes froids : au delà, on ne fait qu'accroître la densité atomique. Le temps d'interaction optimum s'en trouve certainement augmenté.

Si enfin l'expansion thermique des nuages ne peut plus être négligée pendant le temps mort, une partie des atomes n'entre pas dans la zone d'interaction : les plus rapides selon les directions orthogonales à la vitesse moyenne s'éloignent de l'axe de l'horloge et sont diaphragmés par le trou d'entrée dans la zone d'interaction. Ils ne contribuent alors pas au signal, mais ne contribuent pas non plus au déplacement collisionnel. Une sélection de vitesse est ainsi opérée de façon purement géométrique et ne nécessite pas de techniques de refroidissement supplémentaire. La température effective des atomes qui contribuent au signal est plus basse que leur température initiale ; nous avons vu plus haut que cela permettait d'améliorer les performances de l'horloge. Notons que cette possibilité est spécifique de l'apesanteur. En présence de gravité, à l'allongement du temps total de préparation et d'interrogation correspond forcément un accroissement des dimensions de l'horloge proportionnel au carré de ce temps.

L'objectif des deux paragraphes qui suivent est d'estimer quantitativement le gain attendu en modifiant ainsi le fonctionnement de l'horloge. Un exemple de réalisation possible nous permettra de mettre le doigt sur les principaux problèmes techniques qui accompagnent ces modifications. Ces problèmes sont difficiles et nécessitent des études complémentaires ; l'ambition ici n'est pas de les résoudre, mais simplement de proposer des pistes pour montrer qu'une amélioration non négligeable des performances de l'horloge est réaliste.

2.4.2 Discussion de principe

Commençons par préciser le fonctionnement de l'horloge dans cette nouvelle configuration. Pendant le temps de préparation, noté t_p , plusieurs nuages atomiques sont préparés et lancés vers la cavité micro-onde. Afin d'éviter tout déplacement lumineux, la préparation est mise en sommeil tant que des atomes sont présents dans la zone d'interrogation ; cette phase a une durée $t_0 + t_p$, où t_0 est le temps passé par chaque atome dans la cavité. Une fois que tous les atomes sont sortis de la zone d'interrogation, ils sont détectés.

Au même moment commence la préparation des atomes du cycle suivant. Nous noterons l_p et l_0 la longueur de la zone de préparation et de la zone d'interrogation respectivement, et x le rapport l_p/l_0 . Remarquons que l'on a également $x = t_p/t_0$. Enfin, nous noterons L la longueur totale de l'horloge :

$$L = l_0 + 2l_p.$$

Le nombre d'atomes froids que l'on peut préparer est à priori plusieurs ordres de grandeurs supérieur au nécessaire. Avec une mélasse optique, il est possible de préparer jusqu'à 10^9 atomes par seconde (10^{11} dans un piège magnéto-optique) ; ces ordres de grandeur sont à comparer aux quelques 10^5 atomes nécessaires aux performances évoquées au paragraphe 2.3. Nous supposons donc que le nombre d'atomes effectivement préparés est uniquement fixé par la densité atomique initiale souhaitée. Par ailleurs, une distance minimale (quelques centimètres) doit séparer deux nuages successifs, afin de laisser les atomes d'un nuage donné sortir des faisceaux lasers avant de commencer la capture des atomes du nuage suivant. Une fois fixée la densité atomique initiale, le nombre d'atomes froids lancés N_l est donc proportionnel au nombre de nuages que l'on peut préparer, c'est à dire à l_p . Réexprimé en fonction des paramètres x et l_0 , N_l vérifie :

$$N_l \propto l_0 x \tag{2.5}$$

Pour fixer les idées, nous allons commencer par étudier les performances de l'horloge dans la limite où tous les atomes préparés sont détectés. Le nombre d'atomes détectés sera noté N ; ici $N = N_l$. Cette limite correspond à $\Theta = 0$. Dans cette limite, la densité atomique est constante au cours du vol libre et le déplacement collisionnel ne dépend pas de x , l_0 et t_0 . La stabilité de l'horloge, limitée par le bruit de projection quantique, est donnée par l'équation 1.5 :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\alpha Q_{at} \sqrt{N}} \sqrt{\frac{t_c}{\tau}}. \tag{2.6}$$

Dans la suite, nous omettrons sa dépendance en $1/\sqrt{\tau}$. Q_{at} et t_c dépendent des paramètres x , l_0 et t_0 selon :

$$\begin{aligned} Q_{at} &\propto t_0 \\ t_c &= t_0 + 2t_p. \end{aligned}$$

Compte tenu de l'équation 2.5, la stabilité dépend des paramètres de l'expérience de la manière suivante :

$$\sigma_y \propto \frac{1}{\sqrt{L t_0}} \frac{1 + 2x}{\sqrt{x}}. \tag{2.7}$$

On retrouve la dépendance en $1/\sqrt{t_0}$ obtenue dans l'équation 2.2. Par ailleurs, si l'on fixe la longueur totale de l'horloge, la géométrie qui optimise la stabilité est telle que $x = 1/2$.

Étudions maintenant la limite où l'on ne peut plus négliger l'agitation thermique des atomes, c'est à dire $t_0 \gg r_c/v_{r.m.s.}$, où r_c est le rayon du trou à l'entrée de la zone d'interaction, et $v_{r.m.s.}$ la vitesse quadratique moyenne des atomes selon chacune des directions de l'espace. La proportion d'atomes détectés décroît alors comme $(t_0 + t_p)^2$, durée de l'intervalle de temps qui sépare le lancement de la sortie de la cavité d'un nuage donné. On a donc :

$$N \propto \frac{l_0 x}{t_0^2 (1+x)^2};$$

et l'équation 1.5 devient :

$$\sigma_y \propto \sqrt{\frac{t_0}{l_0}} \sqrt{\frac{1+2x}{x}} (1+x). \quad (2.8)$$

La densité atomique diminue au cours du vol libre. D'après l'équation 3.36, sa valeur à un instant t décroît comme $1/t^3$ dès que $t \gg r_0/v_{r.m.s.}$ (r_0 est le rayon initial du nuage atomique) et tant que les différents nuages restent disjoints. Si $t_p \gg r_0/v_{r.m.s.}$, la densité atomique moyenne dans la zone d'interaction vérifie alors :

$$\bar{n} \propto \frac{1}{t_0^3} \frac{1+2x}{x^2 (1+x)^2}.$$

Nous noterons $f(x, t_0)$ le deuxième membre de cette expression. Si l'on s'autorise à varier la densité atomique initiale de manière à conserver un déplacement collisionnel constant, on augmente le nombre d'atomes détectés d'un facteur $1/f(x, t_0)$, et l'équation 2.8 devient :

$$\sigma_y \propto \frac{1}{t_0 \sqrt{L}} \left(2 + \frac{1}{x}\right)^{3/2}. \quad (2.9)$$

Contrairement au cas où un seul nuage atomique était préparé, la stabilité de l'horloge continue de s'améliorer si l'on augmente le temps d'interaction à déplacement collisionnel constant. Cela traduit le fait que la température effective des atomes qui contribuent au signal est de plus en plus basse au fur et à mesure que l'on augmente t_0 . L'équation 2.9 montre par ailleurs que l'on a intérêt à augmenter autant que possible x , au moins jusqu'à une valeur de l'ordre de 1.

2.4.3 Limitations, ordres de grandeur

La démonstration de principe du paragraphe précédent néglige un certain nombre de limites difficiles à discuter en toute généralité. Nous allons les considérer sur un exemple qui nous permettra de quantifier le gain que l'on peut attendre de la préparation de plusieurs nuages d'atomes froids par cycle. Nous allons chercher à optimiser les performances de l'horloge pour une température atomique de $2 \mu\text{K}$.

Une première limitation au temps d'interaction provient de la distribution de vitesse longitudinale des atomes. La vitesse moyenne des atomes doit être grande devant la largeur de cette distribution; si tel n'est pas le cas, les atomes se répartissent sur toute la longueur de l'horloge et un grand nombre d'entre eux ne contribue pas au signal. A $2 \mu\text{K}$, la largeur de la distribution de vitesse est 1 cm/s ; nous fixerons la borne inférieure de la vitesse de lancement à 10 cm/s .

La longueur totale de l'horloge spatiale est limitée essentiellement pour des raisons d'encombrement et de poids. Une longueur de 60 cm semble raisonnable. La durée totale maximale $t_0 + 2t_p$ d'un cycle est alors fixée et vaut 6 s . Un calcul très simple montre que $x = 3/4$ optimise l'équation 2.9 à temps total fixé. La longueur optimale de la zone de préparation et de détection est alors $l_p = 18 \text{ cm}$, celle de la zone d'interaction $l_0 = 24 \text{ cm}$. Dans la suite, la vitesse de lancement sera fixée à 10 cm/s , ce qui correspond à $t_0 = 2,4 \text{ s}$ et $t_p = 1,8 \text{ s}$. On a alors $Q_{at} = 4,4 \times 10^{10}$ si l'on utilise une interrogation de Ramsey et $t_c = 6 \text{ s}$.

Supposons que les nuages d'atomes froids ont un rayon initial r_0 tel que $r_0 \ll v_{r.m.s}t_p$, c'est à dire r_0 de l'ordre du mm^2 . Cette hypothèse n'est pas d'une importance fondamentale; elle permet simplement de simplifier le calcul. Tel pourrait être le cas si les atomes étaient produits à partir d'un piège. Nous fixerons la distance entre 2 nuages successifs à 5 cm . Il est alors possible de préparer 4 nuages par cycle d'horloge. Le rayon d'un nuage à un instant t est donné par :

$$r(t) = v_{r.m.s}t,$$

et la densité atomique au centre de chacun des nuages, par :

$$n(t) = \frac{N_l}{4(2\pi)^{3/2}r(t)^3}.$$

2. la densité atomique dans la zone d'interaction est alors essentiellement fixée par la température des atomes et non par le rayon initiale du nuage; contrairement à la situation du paragraphe 2.2, il ne sert à rien ici de maximiser r_0

Cette relation est vraie jusqu'à ce que les nuages commencent à se recouvrir, c'est à dire jusqu'à ce que $r(t) \sim 2,5$ cm, ce qui correspond à $t \sim 2,5$ s. Pour simplifier le calcul, nous supposons que $n(t)$ décroît comme $1/t^3$ avant l'entrée dans la cavité, comme $1/t^2$ ensuite à cause du recouvrement entre les nuages. Ce faisant, nous surestimons légèrement la densité atomique. Exprimée en nombre d'atomes par cm^3 , la densité au centre de chaque nuage moyennée sur la durée de l'interaction micro-onde est donnée par :

$$\bar{n} = 1,2 \times 10^{-3} N_l.$$

Si l'on suppose que l'exactitude est limitée par le déplacement collisionnel, connu à 10% près, et que tous les atomes sont préparés dans le sous niveau $|m = 0\rangle$, elle vaut :

$$\epsilon = 2,3 \times 10^{-25} N_l.$$

Si les trous de la cavité ont un rayon $r_c = 5$ mm, la proportion d'atomes détectés est donnée par :

$$N/N_l = 7 \times 10^{-3},$$

et la stabilité à un jour de l'horloge, par :

$$\sigma_y(1 \text{ jour}) = 7,2 \times 10^{-13} N_l^{-1/2}.$$

$N_l = 2,1 \times 10^8$ égalise la stabilité à un jour et l'exactitude. Ces deux grandeurs valent alors 5×10^{-17} .

Il est très facile de préparer un tel nombre d'atomes dans le sous-niveau magnétique $|m = 0\rangle$ avec un piège magnéto-optique en un temps de l'ordre de la seconde. La condition sur le rayon initial des nuages atomiques est également facile à réaliser avec ce piège. Cependant, il nécessite pour son fonctionnement un gradient de champ magnétique de l'ordre du Gauss/cm. Sur la vingtaine de centimètre qui sépare ici la zone de capture de la zone d'interaction, il doit être possible d'atténuer suffisamment ce champ à l'aide de blindages magnétiques pour que cela ne pose pas de problème à l'horloge proprement dite. En revanche, avant de rallumer le piège pour commencer la capture d'un nuage, il vaut mieux que le nuage précédent soit sorti de la zone où le champ est important sous peine de perdre la plupart des atomes par déflexion magnétique (l'accélération des atomes dans les niveaux dont l'énergie est linéaire en champ est de l'ordre de 10 cm/s^2 dans un gradient de champ de l'ordre du Gauss/cm). Une solution à ce problème pourrait être de prévoir une double zone de préparation : les atomes sont capturés dans un piège magnéto-optique puis lancés avec une vitesse relativement grande (de

l'ordre du m/s) vers une mélasse optique qui ramène leur vitesse à 10 cm/s. Au prix d'un léger allongement de l'horloge (une dizaine de centimètres), cela peut être facilement réalisé.

Cette double zone de préparation aurait d'autres avantages en regard de plusieurs limitations potentielles dont nous n'avons pas tenu compte jusqu'à présent. Elle permettrait d'évacuer très rapidement les atomes de la zone où règne la vapeur de césium et ainsi de minimiser les pertes par collisions avec les atomes chauds. Elle permettrait également de minimiser l'effet sur chaque nuage de la fluorescence émise par le nuage en cours de capture. Dans un piège magnéto-optique (ou une mélasse optique) chaque atome diffuse de l'ordre de 10^{-12} W à une fréquence désaccordée de 3Γ environ (15 MHz) de la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$ de la raie D_2 . Chaque atome diffuse également une puissance environ 1000 fois plus faible, résonnante avec la transition $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$. Si l'on a N_a atomes dans le nuage, le taux de fluorescence d'un atome dans l'état $|F = 4\rangle$ situé à une distance d de ce nuage est (voir le paragraphe 4.4.3) :

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = 7 \times 10^{-5} \frac{N_a}{d^2} \text{photons/s,}$$

où d est exprimée en cm. Avec une zone de préparation « simple », si l'on attend, avant de capturer les atomes d'un nuage, que les atomes du nuage précédent soient à une distance de 3 cm, nous disposons de 200 ms pour capturer environ 5×10^8 atomes. Nous supposons que le nombre d'atomes piégés est proportionnel au temps. Le nombre de photons diffusés par chaque atome dans $|F = 4\rangle$ du nuage précédent est alors voisin de 2×10^2 photons. La vitesse de recul associée à l'absorption ou à l'émission d'un photon est 3,6 mm/s. Cela conduit à une accélération et à un chauffage rédhibitoire. Si les atomes sont préparés dans l'état $|F = 3\rangle$, le taux de fluorescence est environ 100 fois plus faible, mais la probabilité qu'un seul de ces photons ramène l'atome dans $|F = 4\rangle$ est voisine de 1 ; le problème n'est que partiellement résolu. Avec une double zone de préparation, le taux de fluorescence est diminué par l'augmentation de la distance séparant un nuage en préparation du nuage précédent. Avec une distance de 10 cm et des atomes préparés dans $|F = 3\rangle$, le nombre de photons diffusés par chaque atome est en moyenne voisin de 0,2 et peut donc être négligé.

Le dispositif expérimental proposé ici n'est bien évidemment pas le seul possible ; on peut envisager par exemple de préparer les atomes avec une mélasse optique. Le problème du champ magnétique serait alors résolu, mais le diamètre des faisceaux nécessaire à la capture d'environ 10^9 at/s serait alors de l'ordre de 4 cm. La condition sur le rayon du nuage atomique n'est alors plus satisfaite ; cela conduit à un filtrage spatial supplémentaire par les trous

de la cavité et à une perte supplémentaires d'atomes. On peut envisager également de combiner la préparation de plusieurs nuages d'atomes froids avec du refroidissement sub-recul...

2.4.4 Conclusion

En préparant plusieurs nuages d'atomes froids par cycle d'horloge, il semble réaliste d'atteindre une stabilité à un jour et une exactitude de quelques 10^{-17} . Cette amélioration conduit à des problèmes nouveaux et passe certainement par une légère complication du dispositif expérimental. Peut-être faut-il l'envisager pour une deuxième génération de l'horloge spatiale.

Dans une perspective à court terme, il faudra se contenter du gain plus modeste évoqué au début du paragraphe 2.4.1.

2.5 Fluctuations de gravité résiduelle

Jusqu'ici, l'apesanteur était implicitement supposée parfaite. Un point important dans l'étude de l'horloge spatiale est l'effet des fluctuations de gravité résiduelle à bord du satellite. L'accélération transverse $a_{x,y}$ (les axes sont définis sur la figure 2.1), perpendiculaire au mouvement des atomes, peut conduire à une perte d'atomes. Dans le référentiel du satellite, les atomes sont déviés pendant l'interrogation micro-onde et un certain nombre d'entre eux ne sortent pas de la cavité. Le bruit de projection quantique s'en trouve augmenté. Nous verrons que pour des paramètres réalistes, cet effet est négligeable. L'effet de l'accélération longitudinale a_z est à priori plus dangereux. Elle affecte le temps de transit des atomes dans la cavité et entraîne donc des fluctuations de la largeur de raie. Globalement, ces fluctuations de gravité détériorent le rapport signal sur bruit, c'est à dire la stabilité à court terme de l'horloge.

Le k -ième cycle d'opération de l'étalon de fréquence débute à l'instant $(k-1)t_c$, instant où l'interrogation micro-onde commence. La position moyenne des atomes à l'instant $t + (k-1)t_c$ est donnée par :

$$\vec{r}(t + (k-1)t_c) = \vec{v}_0 t + \int_0^t dt' \int_0^{t'} dt'' \vec{a}(t'' + (k-1)t_c). \quad (2.10)$$

\vec{v}_0 est la vitesse à laquelle sont lancés les atomes. Les atomes sont détectés à la sortie de la cavité ($z = L$, où L est la longueur de la zone d'interaction) après un temps d'interaction $t_0 + \delta t_k$ fluctuant autour de t_0 , temps d'interaction

moyen :

$$\begin{aligned}
L = & v_0 t_0 + \int_0^{t_0} dt' \int_0^{t'} dt'' a_z(t'' + (k-1)t_c) \\
& + v_0 \delta t_k + \int_{t_0}^{t_0 + \delta t_k} dt' \int_0^{t'} dt'' a_z(t'' + (k-1)t_c).
\end{aligned} \tag{2.11}$$

Le premier terme de cette équation n'est autre que L . Le deuxième terme représente les fluctuations δz_k de la composante longitudinale de \vec{r} . Si v_0 est suffisamment grand, le quatrième terme est négligeable devant le troisième. Cette condition sera supposée vérifiée dans la suite. Notons que si elle ne l'était pas, le fonctionnement de l'horloge serait très perturbé. L'équation 2.11 se réduit donc à :

$$\frac{\delta t_k}{t_0} = -\frac{\delta z_k}{L}. \tag{2.12}$$

2.5.1 Densité spectrale de δz_k

En intégrant par partie l'expression définissant δz_k (le deuxième terme de l'équation 2.11) et après un changement de variable sous le signe somme, nous obtenons :

$$\delta z_k = \int_{(k-1)t_c}^{(k-1)t_c + t_0} dt' ((k-1)t_c + t_0 - t') a_z(t'), \tag{2.13}$$

qui est le résultat de l'échantillonnage à une fréquence $1/t_c$ de la variable à temps continu

$$\delta z(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt' a_z(t') h_{t_0}(t - t'). \tag{2.14}$$

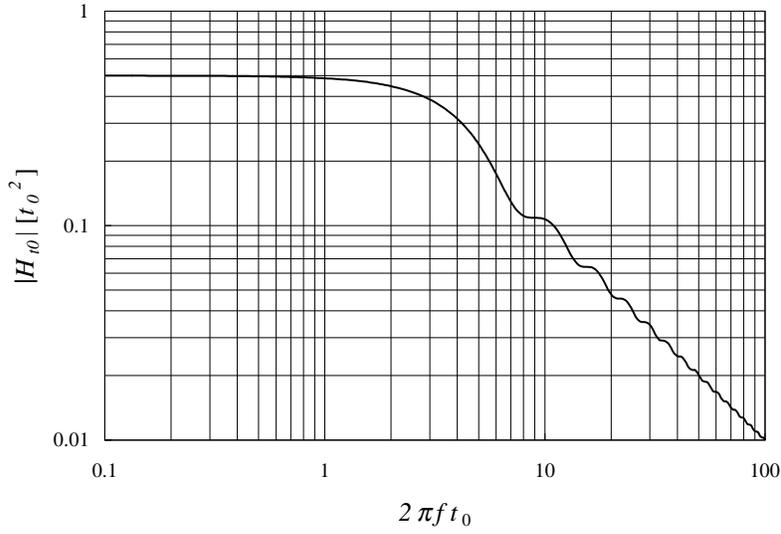
$h_{t_0}(t)$ est définie par :

$$h_{t_0}(t) = \begin{cases} t & \text{si } 0 < t \leq t_0 \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \tag{2.15}$$

L'équation 2.14 montre que δz résulte d'un filtrage linéaire des fluctuations de gravité, $h_{t_0}(t)$ étant la réponse impulsionnelle du filtre. La densité spectrale³ de δz s'écrit [62] :

$$S_{\delta z}(f) = S_{a_z}(f) |H_{t_0}(f)|^2 \tag{2.16}$$

3. Dans la suite, S_x désigne la densité spectrale monolatérale et S'_x la densité spectrale bi-latérale de la variable x .

FIG. 2.5: *Module de $H_{t_0}(f)$.*

où S_{a_z} est la densité spectrale des fluctuations de gravité et $H_{t_0}(f)$ la fonction de transfert du filtre, c'est à dire la transformée de Fourier de $h_{t_0}(t)$:

$$\begin{aligned} H_{t_0}(f) &= \int_{-\infty}^{+\infty} dt h_{t_0}(t) e^{-2i\pi f t} \\ &= \frac{1}{4\pi^2 f^2} [e^{-2i\pi t_0 f} (1 + 2i\pi t_0 f) - 1]. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Son module est représenté graphiquement sur la figure 2.5. Du fait du repliement de spectre dû à l'échantillonnage, la densité spectrale de δz_k est donnée pour $0 \leq f \leq 1/(2t_c)$ [62] :

$$\begin{aligned} S_{\delta z_k}(f) &= 2 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} S'_{\delta z}(f + \frac{n}{t_c}) \\ &= 2 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} S'_{a_z}(f + \frac{n}{t_c}) |H_{t_0}(f + \frac{n}{t_c})|^2. \end{aligned} \quad (2.18)$$

2.5.2 Effet des fluctuations longitudinales sur la stabilité

Pour calculer l'effet de δz_k sur la stabilité de fréquence de l'horloge⁴, il est nécessaire de faire quelques hypothèses quant à son fonctionnement. Les deux flancs de la résonance atomique sont sondés alternativement et de façon symétrique. La différence entre deux résultats de mesure successifs (probabilité de transition de l'état E_1 vers l'état E_2) constitue le signal d'erreur ϵ_k . Un intégrateur numérique de ce signal d'erreur permet de corriger la fréquence vue par les atomes. Ici, le bruit de l'oscillateur local est négligé, la fréquence de la micro-onde est alors constante sur la durée d'un cycle. Au k -ième cycle, son écart à la résonance vaut :

$$\nu_k = \nu_0 y_{k-1} + (-1)^k \nu_m. \quad (2.19)$$

ν_m est la profondeur de la modulation de fréquence d'un cycle à l'autre et y_{k-1} la correction relative apportée par l'intégrateur numérique. Les autres sources de bruit étant négligées ici, y_k est le résultat de l'échantillonnage à la fréquence $1/t_c$ des fluctuations relatives de fréquence définies par l'équation 1.2. ν_0 est la fréquence de la transition d'horloge.

La largeur de la résonance $\Delta\nu_k$ est inversement proportionnelle au temps d'interaction : en utilisant 2.12, nous avons au premier ordre en $\frac{\delta z_k}{L}$:

$$\Delta\nu_k = \Delta\nu_0 \left(1 + \frac{\delta z_k}{L}\right) \quad (2.20)$$

où $\Delta\nu_0$ est la largeur moyenne de la résonance, correspondant au temps d'interaction t_0 . Soit $p_k(\nu)$ (resp. $p_0(\nu)$) la probabilité de transition en fonction de l'écart à la résonance pour le temps d'interaction $t_0 + \delta t_k$ (resp. t_0). Nous supposons que seule la largeur de la résonance et non sa forme change sous l'effet des variations du temps d'interaction :

$$p_k(\nu) = p_0\left(\nu \frac{\Delta\nu_0}{\Delta\nu_k}\right). \quad (2.21)$$

Dans le cas d'une interrogation de Ramsey réalisée en deux pulses $\pi/2$, cette hypothèse est très bien vérifiée : p_0 est alors une sinusoïde de période $1/t_0$ superposée à une enveloppe dont la forme est fonction de la dépendance temporelle du champ micro-onde dans les deux zones de Ramsey. Si les atomes subissent deux pulses voisins de $\pi/2$, la forme de l'enveloppe ne dépend que quadratiquement du temps passé dans chacune des zones de Ramsey. L'équation 2.21 sera testée par le calcul numérique (voir le paragraphe 2.5.4).

4. la méthode de calcul de cet effet est la même que celle utilisée dans [35]

En utilisant les équations 2.19, 2.20 et 2.21 et en développant au premier ordre en $\frac{\delta z_k}{L}$ et en $\nu_0 y_{k-1}$, la probabilité de transition au cycle k est :

$$p_k(\nu_k) = p_0((-1)^k \nu_m) + \frac{dp_0}{d\nu} \nu_0 y_{k-1} - \frac{dp_0}{d\nu} (-1)^k \nu_m \frac{\delta z_k}{L}. \quad (2.22)$$

La dérivée de p_0 est prise à $(-1)^k \nu_m$. En supposant la résonance symétrique, c'est à dire p_0 paire, le signal d'erreur à l'issue de ce cycle, ϵ_k , est donné par :

$$\begin{aligned} \epsilon_k &= (-1)^k (p_k(\nu_k) - p_{k-1}(\nu_{k-1})) \\ &= \left| \frac{dp_0}{d\nu} \right| \nu_0 (y_{k-1} + y_{k-2}) + (-1)^k \left| \frac{dp_0}{d\nu} \right| \frac{\nu_m}{L} (\delta z_{k-1} - \delta z_k). \end{aligned} \quad (2.23)$$

Le signal d'erreur intégré

$$y_k = y_{k-1} + K \epsilon_k \quad (2.24)$$

vérifie

$$y_k + (\beta - 1)y_{k-1} + \beta y_{k-2} = \beta \frac{\nu_m}{\nu_0} \frac{1}{L} (\delta \tilde{z}_k + \delta \tilde{z}_{k-1}), \quad (2.25)$$

où l'on a posé

$$\begin{aligned} \delta \tilde{z}_k &= (-1)^k \delta z_k \\ \text{et } \beta &= -K \nu_0 \left| \frac{dp_0}{d\nu} \right|. \end{aligned}$$

On déduit de l'équation 2.25 la densité spectrale des fluctuations de fréquence :

$$S_{y_k}(f) = |H(f)|^2 S_{\delta \tilde{z}_k}(f), \quad (2.26)$$

où $H(f)$ est la fonction de transfert associée à la boucle d'asservissement décrite par l'équation 2.25 :

$$|H(f)|^2 = \left(\frac{\beta \nu_m}{\nu_0 L} \right)^2 \frac{1 + \cos(2\pi f t_c)}{1 - \beta + \beta^2 + (\beta^2 - 1) \cos(2\pi f t_c) + \beta \cos(4\pi f t_c)}.$$

Nous cherchons à déterminer le comportement de l'horloge sur des temps longs devant le temps de cycle, c'est à dire quand $f \rightarrow 0$. Dans cette limite, $|H(f)|^2$ tend vers une limite :

$$|H(f \rightarrow 0)|^2 = \left(\frac{\nu_m}{\nu_0 L} \right)^2.$$

La définition de $\delta\tilde{z}_k$ entraîne par ailleurs

$$S_{\delta\tilde{z}_k}(f) = S_{\delta z_k}\left(\frac{1}{2t_c} - f\right).$$

Donc dans la limite des basses fréquences :

$$S_{y_k}(f \rightarrow 0) = \left(\frac{\nu_m}{\nu_0 L}\right)^2 S_{\delta z_k}\left(f' \rightarrow \frac{1}{2t_c}\right). \quad (2.27)$$

Si l'on pose :

$$\sigma_{\delta z_k}^2 = \frac{1}{2t_c} S_{\delta z_k}\left(\frac{1}{2t_c}\right),$$

l'écart type d'Allan associé à 2.27 est donné, pour $\tau \gg t_c$, par [63]:

$$\sigma_{y_k}(\tau) = \frac{\nu_m}{\nu_0} \frac{\sigma_{\delta z_k}}{L} \sqrt{\frac{t_c}{\tau}}. \quad (2.28)$$

Ce résultat appelle plusieurs commentaires. C'est le comportement à court terme des fluctuations de gravité qui détermine la stabilité long terme de l'horloge. Dans le résultat final n'interviennent que les composantes de S_{a_z} aux fréquences $\frac{1}{2t_c}(1 + 2n)$, n variant de 0 à quelques unités (voir les équations 2.27 et 2.18). On peut espérer réduire la dégradation de la stabilité de l'horloge en jouant sur les autres facteurs en jeu dans l'équation 2.28, c'est à dire en diminuant ν_m et en augmentant L autant que possible. L est limitée par des raisons pratiques : le prix d'un objet spatial croît très vite avec son poids. Le facteur ν_m est à priori plus intéressant. Les sources de bruit intrinsèques à l'expérience (bruit de projection quantique et bruit de l'oscillateur local), que nous avons négligées dans ce calcul et qui habituellement limitent la stabilité, ont un effet sur $\sigma_{y_k}(\tau)$ qui ne dépend pas de ν_m [41]. On peut donc diminuer ν_m tant qu'on ne bute pas sur d'autres sources de bruit de l'expérience : bruit de détection (en particulier le bruit de la photodiode et le bruit de photons), bruits électroniques...

Remarquons qu'il doit être possible de compenser une partie de l'effet si l'on mesure l'accélération au cours de l'interaction micro-onde et que l'on corrige en conséquence le signal d'erreur. La réjection d'un tel système de compensation, dont l'étude dépasse le cadre de ce travail, serait probablement limitée par l'extension spatiale du nuage. Gagner un ordre de grandeur semble réaliste. Si enfin on profite du gain obtenu en diminuant ν_m pour augmenter t_0 , il faut se méfier de l'excès de bruit dû à la diminution du nombre d'atomes provoquée par l'accélération transverse.

2.5.3 Effet des fluctuations transverses

Les fluctuations transverses de gravité résiduelle conduisent à une diminution du nombre d'atomes détectés. Sur des temps longs devant le temps de cycle, seul intervient le nombre moyen d'atomes sortant de la cavité micro-onde dans le calcul de la stabilité de l'horloge :

$$\sigma_{y_k}(\tau) = \frac{1}{\pi Q_{at} \sqrt{\overline{N_k}}} \sqrt{\frac{t_c}{\tau}} \quad \tau \gg t_c.$$

Pour évaluer $\overline{N_k}$, nous supposons que les distributions de δx_k et δy_k , coordonnées transverses du centre du nuage atomique après l'interaction micro-onde, sont gaussiennes et que ces deux variables aléatoires sont indépendantes. En reprenant les notations du paragraphe 2.2, la proportion d'atomes détectés est :

$$\frac{\overline{N_k}}{N_0} = 1 - e^{-\frac{r_c^2}{2(r_s^2 + \sigma_{\delta x_k}^2 + \sigma_{\delta y_k}^2)}}. \quad (2.29)$$

Nous allons maintenant comparer l'ordre de grandeur de l'effet de ces fluctuations transverses à celui des fluctuations longitudinales dans la limite où ces effets déterminent la stabilité de l'horloge ; c'est à dire $\sigma_{\delta x_k} \gg r_s, r_c$. Nous supposons $\sigma_{\delta x_k} = \sigma_{\delta y_k} = \sigma_{\delta z_k}$. Cela revient à supposer que le bruit de gravité est blanc et isotrope. Sous ces hypothèses, la proportion d'atomes détectés est :

$$\frac{\overline{N_k}}{N_0} = \frac{r_c^2}{4\sigma_{\delta x_k}^2}. \quad (2.30)$$

Et la limite de stabilité imposée par les fluctuations transverses s'écrit :

$$\sigma_{y_k}^\perp(\tau) = \frac{\nu_m}{\pi \nu_0 \sqrt{\overline{N_0}}} \frac{\sigma_{\delta x_k}}{r_c} \sqrt{\frac{t_c}{\tau}}, \quad (2.31)$$

où l'on a supposé $\nu_m = \frac{1}{2} \Delta \nu$. En utilisant l'équation 2.28, on déduit le rapport des deux limites de stabilité imposées par les accélérations parallèles et orthogonales à la trajectoire des atomes :

$$\frac{\sigma_{y_k}^\parallel(\tau)}{\sigma_{y_k}^\perp(\tau)} = \frac{\pi r_c \sqrt{\overline{N_0}}}{L}. \quad (2.32)$$

Les paramètres suivants semblent assez réalistes : $L = 30$ cm, $r_c = 5$ mm et $N_0 = 10^6$, soit

$$\frac{\sigma_{y_k}^\parallel(\tau)}{\sigma_{y_k}^\perp(\tau)} \sim 50. \quad (2.33)$$

L'effet des fluctuations transverses de gravité est négligeable devant l'effet des fluctuations longitudinales.

2.5.4 Ordres de grandeurs

Nous allons illustrer les calculs précédents en estimant l'effet des fluctuations de gravité longitudinales sur des exemples :

- bruit blanc et bruit en $1/f$. Ces deux cas d'écoles nous permettront d'une part de vérifier la formule 2.28 par un calcul numérique, d'autre part de spécifier la limite supérieure des fluctuations de gravité compatibles avec les performances recherchées ;
- à bord de la navette spatiale Columbia. L'accéléromètre ASTRE [64], développé par l'ONERA, a effectué une mission de 17 jours à bord de la navette spatiale américaine. Nous avons simulé numériquement le comportement de l'horloge dans l'environnement enregistré par l'accéléromètre ;
- à bord de la station spatiale internationale. La première mission de l'horloge PHARAO pourrait avoir lieu à bord de la station spatiale [24]. Nous avons utilisé les premières prévisions sur les perturbations de gravité à son bord.

Les simulations numériques ont été effectuées dans le cas d'une interrogation de Ramsey. La méthode de calcul est exposée dans le paragraphe 3.4.1. Les deux impulsions micro-onde sont réalisées à champ constant ; leur durée, ainsi que la durée de l'évolution libre, est calculée à chaque cycle en fonction des données accélérométriques. Ces données sont échantillonnées à 100 Hz. La longueur des zones de Ramsey est 3 cm, celle de la zone d'évolution libre 30 cm. Nous avons choisi un rapport cyclique $t_c/t_0 = 2$. La fréquence de la micro-onde est asservie à mi-hauteur de la frange centrale, soit $\nu_m = \frac{\Delta\nu}{2}$. Dans le cas de la station spatiale, nous calculerons l'effet des fluctuations transverses, en raison de l'allure étrange du spectre. Nous prendrons alors $r_c = 5$ mm et $N_0 = 10^6$ atomes.

Bruit blanc, bruit en $1/f$

Les spectres des fluctuations de gravité choisis sont représentés sur la figure 2.6. Ces fluctuations sont volontairement très importantes pour tester en particulier l'hypothèse selon laquelle seule la largeur du signal de résonance change, et non sa forme, d'un cycle à l'autre. Les deux courbes de stabilité

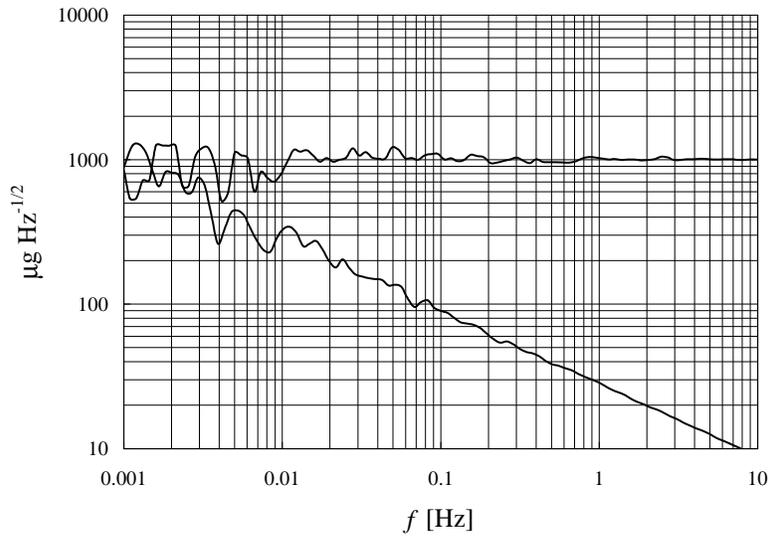


FIG. 2.6: *Spectres des fluctuations de gravité choisies pour la simulation numérique.*

correspondant à ces fluctuations sont représentées sur la figure 2.7. Elles sont calculées pour $t_0 = 1$ s. L'accord entre la prédiction de l'équation 2.28 et la variance d'Allan obtenue par le calcul numérique est compatible avec l'incertitude sur la variance provenant du nombre fini de cycles d'horloge (4096 pour ce calcul).

Avec les paramètres spécifiés ici, si l'on vise une stabilité de $3 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$, correspondant à une stabilité de 10^{-16} par jour d'intégration, la densité spectrale des fluctuations de gravité doit être inférieure à $50 \mu\text{gHz}^{-1/2}$ pour du bruit blanc. Cette valeur doit être prise pour son ordre de grandeur, le détail du spectre jouant un rôle important dans le résultat. Cette limite est bien supérieure aux fluctuations de gravité typiques d'un satellite inhabité [65]. Dans un satellite habité en revanche, l'environnement micro-vibratoire est en général très perturbé. Nous allons en voir deux exemples.

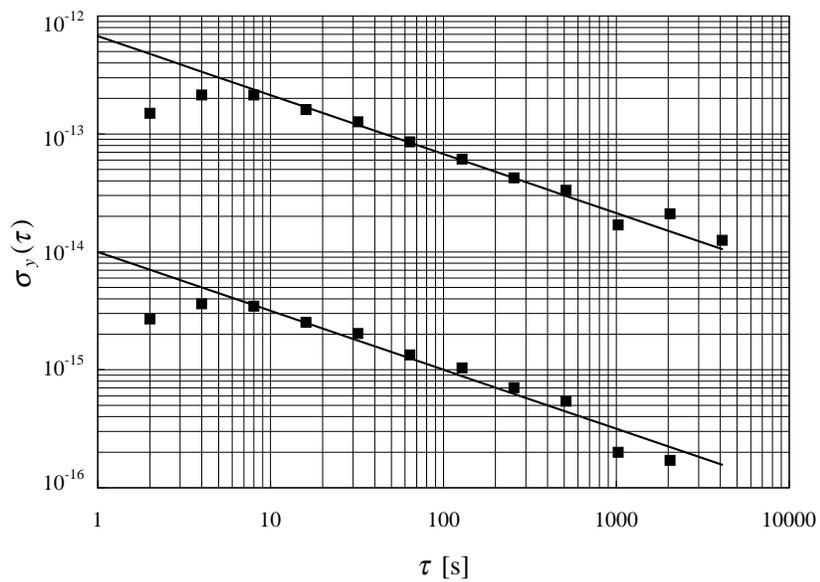


FIG. 2.7: *Ecart types d'Allan correspondant aux fluctuations de gravité spécifiées sur la figure 2.6. Les points représentent le résultat du calcul numérique, les droites le résultat prédit par l'équation 2.28.*

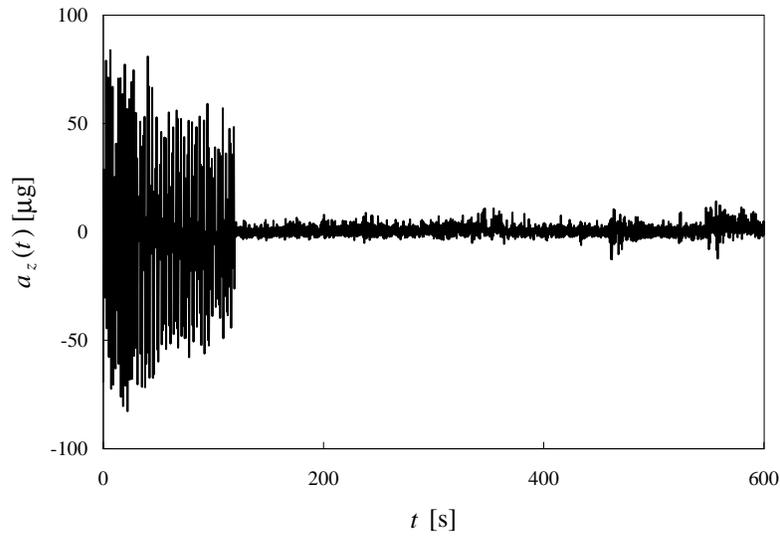


FIG. 2.8: Accélération à bord de la navette spatiale sur une période de 600 s.

Navette spatiale

Les fluctuations de gravité à bord de la navette spatiale ne sont pas stationnaires. Cela est illustré par la figure 2.8 sur laquelle nous avons reporté ces fluctuations sur une période de 600 s. Leur spectre dépend fortement de la période sur laquelle on les observe. Nous avons simulé le fonctionnement de l'horloge pendant deux périodes de deux heures chacune, l'une *calme*, l'autre *agitée*. Le spectre moyen des fluctuations de gravité pendant ces deux périodes est représenté sur la figure 2.9. Les fluctuations hautes fréquences sont en réalité plus importantes que ne pourraient le laisser penser les deux courbes de la figure 2.9. La bande passante de l'accéléromètre ASTRE va du continu à environ 2,5 Hz [64]. Si toutefois le temps d'interrogation des atomes est supérieur à la seconde, la partie haute fréquence du spectre d'accélération filtrée par l'accéléromètre n'affecte pas beaucoup le comportement de l'horloge (voir les remarques suivant l'équation 2.28).

La stabilité de l'horloge résultant du calcul numérique pour $t_0 = 2$ s est représentée sur la figure 2.10 :

$$\sigma_y(\tau) = \begin{cases} 7 \times 10^{-15} \tau^{-1/2} & \text{en période calme,} \\ 2 \times 10^{-14} \tau^{-1/2} & \text{en période agitée.} \end{cases}$$

La stabilité de l'horloge dépend de la durée de l'interrogation micro-onde t_0 . Cette dépendance est illustrée par la figure 2.11. Ces résultats sont à

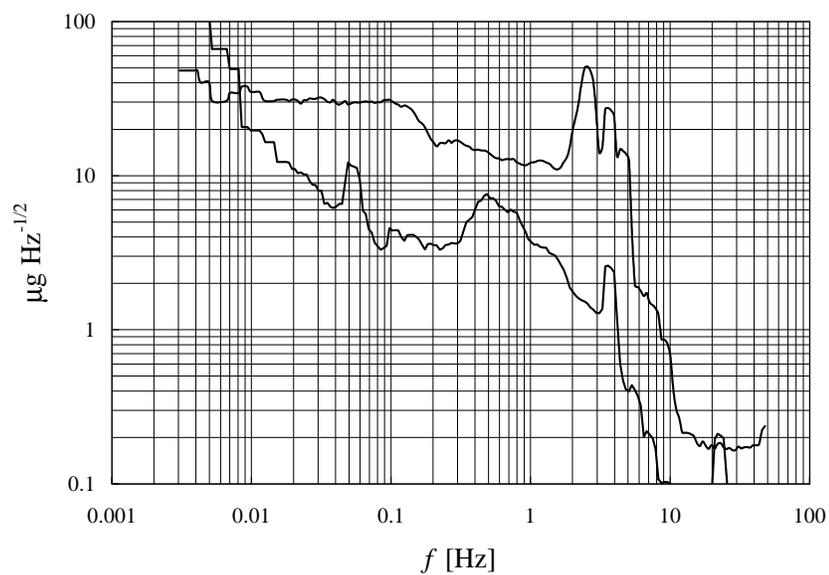


FIG. 2.9: *Spectre moyen des fluctuations de gravité pendant les deux périodes où nous avons simulé le fonctionnement de l'horloge.*

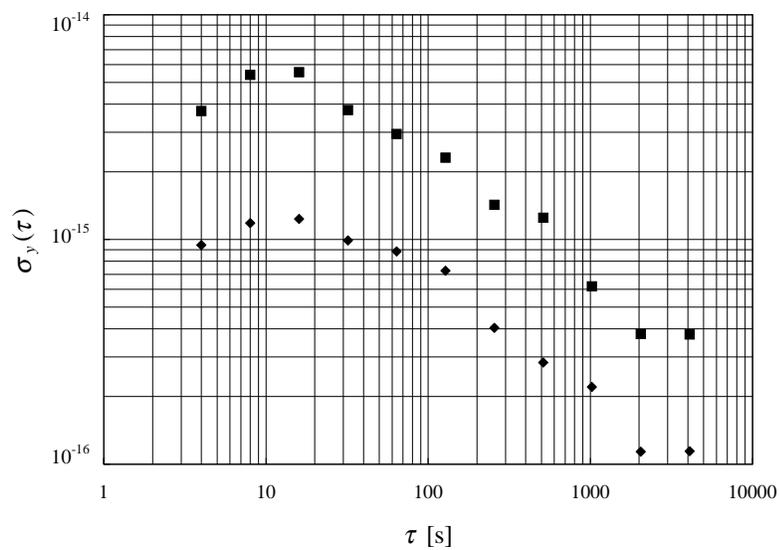


FIG. 2.10: *Ecart type d'Allan des fluctuations relatives de fréquence de l'horloge à bord de la navette spatiale en période calme et en période agitée.*

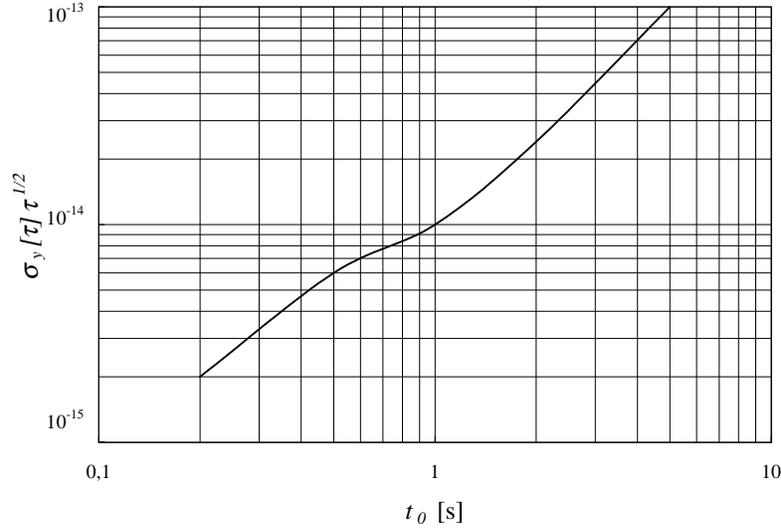


FIG. 2.11: *Stabilité de l'horloge simulée en fonction de la durée de l'interrogation micro-onde (période agitée). Le résultat est optimiste pour $t_0 < 1$ s, du fait de la bande passante de l'accéléromètre.*

comparer à la limitation de stabilité induite par la température résiduelle des atomes (voir la figure 2.2). A bord d'un satellite habité, il ne semble pas réaliste d'espérer atteindre une stabilité meilleure que 10^{-16} par jour d'intégration.

Station Spatiale Internationale

La première mission spatiale de l'horloge à atomes froids pourrait avoir lieu à bord de la future station spatiale internationale [24]. La densité spectrale des fluctuations de gravité spécifiées à bord de la station spatiale [66] est représentée sur la figure 2.12. Notons d'une part que l'allure du spectre est étrange et ressemble peu au spectre donné par ASTRE dans un environnement qui devrait être comparable. Notons également que les fluctuations au delà de 1 Hz sont énormes, ce qui a des conséquences sur la stabilité de l'horloge. Dans la référence [66] n'est donnée que la somme quadratique des accélérations selon les trois axes x, y, z ; pour la figure 2.12, nous avons divisé la densité spectrale par 3, calcul pessimiste sachant qu'il devrait être possible d'orienter l'expérience dans la direction la moins perturbée. Ces spécifications ne prennent en compte ni les accélérations transitoires, ni surtout l'activité des cosmonautes à bord. Enfin, ces données sont spécifiées pour la

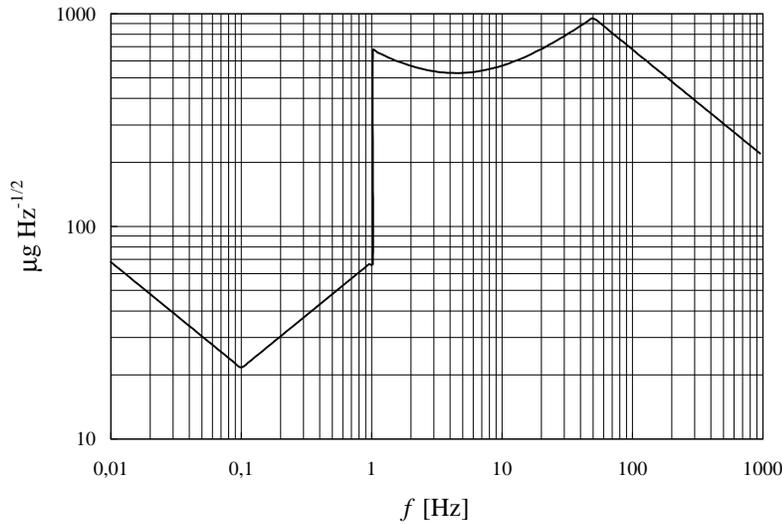


FIG. 2.12: *Fluctuations de gravité (prévues!) selon un des axes x , y ou z à bord de la station spatiale (d'après [66]).*

station spatiale entièrement montée, ce qui ne sera pas le cas au début de son exploitation.

Les calculs qui suivent doivent donc être pris avec précaution et ne donnent qu'un ordre de grandeur de ce à quoi il faut s'attendre. D'autres calculs plus précis seront entrepris dès que des données plus fiables seront disponibles. Pour illustrer l'amplitude de ces fluctuations, nous avons reporté sur la figure 2.13 la valeur quadratique moyenne de δz_k en fonction de t_0 . La figure 2.14 montre les variations de $\overline{N_k}/N_0$ en fonction de t_0 pour diverses valeurs de la température atomique. Si la température est supérieure à une centaine de nK, les pertes dues aux fluctuations de gravité sont négligeables.

Nous avons reporté sur la figure 2.15 la limite de stabilité due aux fluctuations de gravité à bord de la station en fonction de t_0 . L'effet des fluctuations longitudinales est dramatique si t_0 approche ou dépasse quelques centaines de millisecondes. Pour tirer parti du refroidissement laser dans la station spatiale, il est impératif soit d'isoler mécaniquement l'horloge, soit d'essayer de minimiser l'effet par l'une des méthodes évoquées plus haut. Les fluctuations transverses ne posent aucun problème tant que la température des atomes est supérieure à 100 nK.

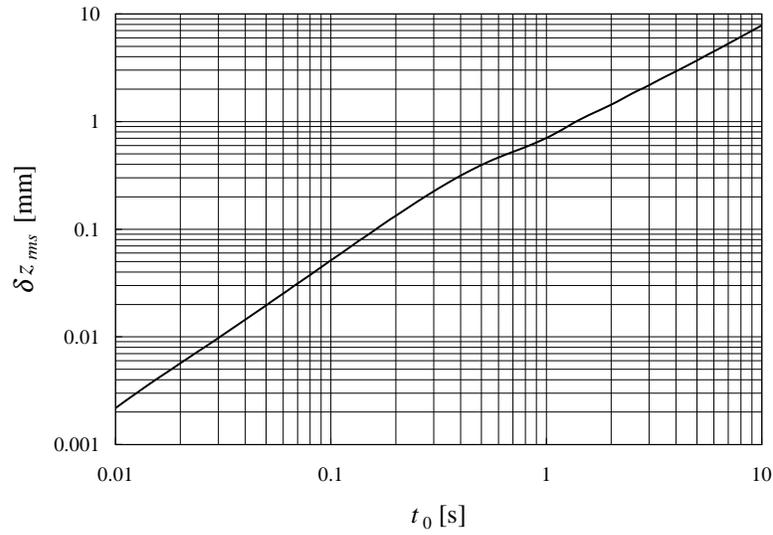


FIG. 2.13: Écart type des fluctuations de position du nuage atomique à bord de la station spatiale selon un des axes x , y ou z à la sortie de la cavité en fonction du temps d'interaction moyen t_0 .

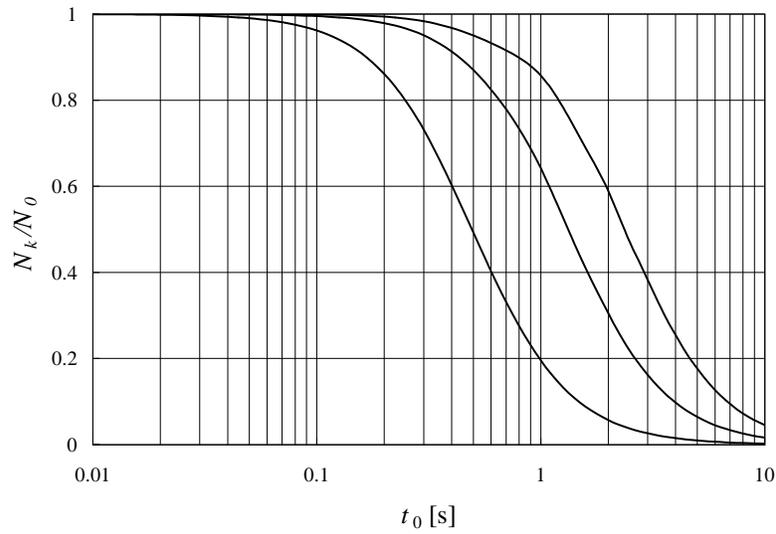


FIG. 2.14: Proportion moyenne d'atomes détectés en fonction du temps d'interaction pour $\Theta = 2 \mu K$, $\Theta = 200 nK$, $\Theta = 0$ (de gauche à droite) en présence des fluctuations de gravité de la figure 2.12.

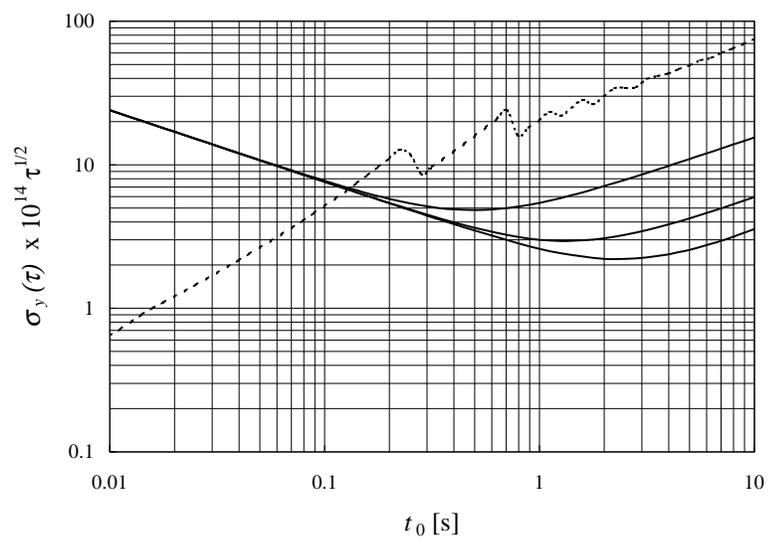


FIG. 2.15: *Limitation de la stabilité de l'horloge sur la station spatiale par les fluctuations de gravité en fonction de t_0 . En trait plein: limitation due aux accélérations transverses. En pointillé: limitation due aux accélérations longitudinales.*

Chapitre 3

Méthode d'interrogation des atomes en micro-gravité

La plupart des horloges atomiques actuelles utilisent une interrogation de Ramsey [26] : l'état interne des atomes évolue librement entre deux impulsions micro-ondes dont la durée est courte devant celle de l'évolution libre. Cette méthode présente l'avantage essentiel d'être facile à modéliser, ce qui simplifie la prise en compte des effets systématiques. Nous allons voir dans ce chapitre que cette méthode d'interrogation n'est pas sans poser de problèmes pour l'horloge spatiale. L'étude d'autres méthodes doit être entreprise.

Dans le cas général où l'amplitude du champ micro-onde vu par les atomes est une fonction non constante du temps, il n'existe pas, sauf cas particuliers, de solution analytique permettant de décrire de façon exacte l'évolution de l'état atomique hors résonance. Il n'est alors a priori pas aussi facile que dans le cas d'une interrogation de Ramsey de tenir compte des perturbations sur la fréquence de la transition atomique. Cependant, pour des petites perturbations, nous verrons qu'il est possible d'évaluer de manière très simple l'effet de ces perturbations sur la fréquence de l'horloge. La méthode repose sur l'utilisation de la fonction de sensibilité atomique, introduite par G.J. Dick [40] pour expliquer la dégradation de la stabilité des étalons de fréquence atomique induite par le bruit de phase de l'oscillateur local.

Dans un premier temps, nous allons introduire la fonction de sensibilité, en justifiant de manière rigoureuse son utilisation quelque soit la forme du profil d'excitation. Cela permettra à la fois le traitement des perturbations affectant la fréquence atomique et celui des effets liés à la phase du champ micro-onde : gradient de phase sur la trajectoire des atomes, bruit de phase (de fréquence) de l'oscillateur local. Nous étudierons ensuite les propriétés de symétrie de la fonction de sensibilité, par rapport au désaccord micro-onde et par rapport au temps si le profil d'excitation est symétrique.

Nous illustrerons l'intérêt de l'approche développée ici en calculant l'effet, sur la fréquence de l'horloge atomique, d'une différence entre la fréquence de la transition d'horloge pendant les deux impulsions micro-onde et cette fréquence pendant l'évolution libre, dans une interrogation de Ramsey. Enfin, nous comparerons différentes méthodes d'interrogation possibles à l'aune de cette nouvelle méthode : interrogation de Ramsey, interrogation dans une cavité cylindrique utilisée dans le mode TE_{011} puis TE_{013} .

3.1 Fonction de sensibilité atomique

Considérons un atome à deux niveaux, notés $|3\rangle$ et $|4\rangle$, dont l'état interne est représenté par la matrice densité :

$$\rho = \begin{bmatrix} \rho_{4,4} & \rho_{4,3} \\ \rho_{3,4} & \rho_{3,3} \end{bmatrix}. \quad (3.1)$$

Si l'atome est soumis à un champ micro-onde induisant un couplage entre les deux niveaux, le hamiltonien du système est :

$$H = \frac{\hbar}{2} \begin{bmatrix} \omega_{at} & b e^{-i(\omega t + \phi)} \\ b e^{i(\omega t + \phi)} & -\omega_{at} \end{bmatrix} + h.c., \quad (3.2)$$

où $\hbar\omega_{at}$ est la différence d'énergie entre les deux niveaux, b la pulsation de Rabi induite par le couplage, ω et ϕ la pulsation et la phase du champ micro-onde. A priori, toutes ces grandeurs dépendent du temps ; nous omettrons volontairement de signaler leur dépendance explicitement afin d'alléger les expressions. Seul ω sera considéré constant, les fluctuations de fréquence pouvant être formellement représentées par des fluctuations de phase. L'équation d'évolution de la matrice densité,

$$\frac{d}{dt}\rho = \frac{1}{i\hbar}[H, \rho], \quad (3.3)$$

devient, en faisant l'approximation du champ tournant :

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \omega_{at} - \omega - \frac{d\phi}{dt} & 0 \\ \omega + \frac{d\phi}{dt} - \omega_{at} & 0 & b \\ 0 & -b & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{bmatrix}, \quad (3.4)$$

où l'on a posé¹ :

$$\rho_{4,3} = \frac{1}{2}(a_1 + ia_2)e^{-i(\omega t + \phi)}$$

et

$$\rho_{4,4} - \rho_{3,3} = a_3.$$

Dans le cas général, l'équation 3.4 ne peut être résolue de manière analytique. Nous ne chercherons ici qu'à évaluer au premier ordre l'effet des variations de ω_{at} et de ϕ sur la probabilité de transition, mesurée à la fin de l'interrogation micro-onde. Dans cette optique, réécrivons l'équation 3.4 :

$$\frac{d}{dt}\vec{a} = (M_0 + \epsilon M_\epsilon)\vec{a}, \quad (3.5)$$

avec

$$M_0 = \begin{bmatrix} 0 & \omega_0 - \omega & 0 \\ \omega - \omega_0 & 0 & b \\ 0 & -b & 0 \end{bmatrix}, \quad \epsilon = \frac{d\phi}{dt} - \delta\omega_0 \quad \text{et} \quad M_\epsilon = \begin{bmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (3.6)$$

Nous avons posé :

$$\omega_{at} = \omega_0 + \delta\omega_0.$$

La transformation qui permet de passer de $\vec{a}(t_1)$ à $\vec{a}(t_2)$ est linéaire. Il existe donc un opérateur d'évolution $U(t_2, t_1)$ [67] agissant sur \vec{a} tel que :

$$\vec{a}(t_2) = U(t_2, t_1)\vec{a}(t_1). \quad (3.7)$$

$U(t_2, t_1)$ vérifie les propriétés classiques de l'opérateur d'évolution en mécanique quantique :

$$\begin{aligned} - \frac{\partial}{\partial t_2} U(t_2, t_1) &= (M_0 + \epsilon M_\epsilon)U(t_2, t_1); \\ - U(t_1, t_1) &= 1; \end{aligned}$$

1. Jusqu'ici, le calcul est largement inspiré de la référence [28]. Cependant, Les coefficients a_1 et a_2 ne sont pas définis de la même manière que dans [28]. Notre définition a l'avantage de rendre symétrique le rôle de ω_{at} et celui de $\frac{d\phi}{dt}$ dans l'équation 3.4. Le calcul est ainsi plus adapté à la prise en compte simultanée du bruit de phase du champ micro-onde, d'un éventuel gradient de phase sur la trajectoire des atomes et des perturbations sur la fréquence de la transition atomique.

- $U^{-1}(t_2, t_1) = U(t_1, t_2)$;
- $U(t_2, t_1)$ est unitaire.

Nous noterons $U_0(t_2, t_1)$ l'opérateur d'évolution obtenu quand $\epsilon(t) = 0$ pour tout t . Si maintenant $\epsilon(t) \neq 0$, calculons l'effet au premier ordre de $\epsilon(t)$ sur $U(t_2, t_1)$ en passant au point de vue interaction. Pour cela, posons :

$$U_I(t_2, t_1) = U_0^\dagger(t_2, t_3)U(t_2, t_1)U_0(t_1, t_3), \quad (3.8)$$

où t_3 est un instant de référence arbitraire. $U_I(t_2, t_1)$ obéit à l'équation intégrale :

$$U_I(t_2, t_1) = 1 + \int_{t_1}^{t_2} dt \epsilon(t) M_{\epsilon I}(t) U_I(t, t_1). \quad (3.9)$$

$M_{\epsilon I}$ est définie par :

$$M_{\epsilon I}(t) = U_0^\dagger(t, t_3) M_\epsilon U_0(t, t_3). \quad (3.10)$$

En résolvant l'équation 3.9 au premier ordre en $\epsilon(t)$ puis en utilisant les équations 3.8 et 3.10, on obtient :

$$U(t_2, t_1) = U_0(t_2, t_1) + \int_{t_1}^{t_2} dt \epsilon(t) U_0(t_2, t) M_\epsilon U_0(t, t_1). \quad (3.11)$$

Supposons qu'au début de l'interrogation micro-onde (à l'instant t_1) l'état $|4\rangle$ ne soit pas peuplé, c'est-à-dire $\vec{a}^\dagger(t_1) = (0, 0, -1)$ et posons :

$$g(t) = -\vec{a}^\dagger(t_1) U_0(t_2, t) M_\epsilon U_0(t, t_1) \vec{a}(t_1). \quad (3.12)$$

La probabilité de transition entre les instants t_1 et t_2 est donnée par² :

$$P(t_2, t_1) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{a_3(t_2)}{a_3(t_1)} \right),$$

soit, à partir des équations 3.6, 3.7 et 3.12 et en notant $P_0(t_2, t_1)$ la probabilité de transition en l'absence de perturbation :

$$P(t_2, t_1) = P_0(t_2, t_1) + \frac{1}{2} \int_{t_1}^{t_2} dt \left(\frac{d\phi}{dt}(t) - \delta\omega_0(t) \right) g(t). \quad (3.13)$$

2. on voit ici tout l'intérêt d'effectuer le calcul avec les coefficients a_1 , a_2 et a_3 plutôt qu'avec la matrice densité elle-même: la grandeur que l'on mesure, la probabilité de transition, est donnée par le seul coefficient a_3 .

La fonction $g(t)$, appelée fonction de sensibilité atomique, a été introduite sans démonstration dans le cas d'une interrogation de Ramsey par G.J. Dick [40] pour expliquer la dégradation de la stabilité des étalons de fréquence atomiques induite par le bruit de phase de l'oscillateur local. Le calcul que nous avons effectué permet d'une part de généraliser l'utilisation possible de cette fonction à toutes les méthodes d'interrogation imaginables, d'autre part de montrer que la même fonction permet de tenir compte de manière très simple des perturbations affectant la fréquence de la transition atomique, encore qu'intuitivement cela semble une évidence. La même fonction peut alors être utilisée pour les étalons de fréquence à fonctionnement continu (jets thermiques) si les perturbations ne varient pas sur des temps courts devant le temps de transit des atomes dans le dispositif et pour les étalons de fréquence à fonctionnement séquentiel (horloge à atomes froids ou à ions piégés).

Plusieurs effets déplaçant la fréquence de l'horloge ne peuvent être pris en compte simplement à l'aide de la fonction de sensibilité. C'est le cas de tous les effets qui ne peuvent s'écrire comme une perturbation de la fréquence atomique ou de la phase du champ : effets liés à la présence d'autres niveaux d'énergie que ceux de la transition d'horloge (Majorana, Ramsey, Rabi), entraînement de fréquence provoqué par le désaccord de la cavité, effet d'une raie spectrale parasite, effet d'éventuelles fuites micro-onde. Pour ces trois derniers effets toutefois, liés à la phase et à l'amplitude du champ, un développement perturbatif analogue à celui effectué dans ce paragraphe doit permettre d'obtenir le résultat de manière relativement simple.

Si b n'est pas constant « par morceaux » pendant l'interrogation micro-onde, la fonction de sensibilité ne peut être calculée analytiquement hors-résonance. Elle peut bien sûr être évaluée par un calcul numérique, elle peut surtout être mesurée expérimentalement en modulant la phase de la micro-onde.

Le domaine de validité du développement au premier ordre n'a pas été discuté ici. Le problème n'est à priori pas simple et dépasse le cadre de ce travail ; notons toutefois qu'il est accessible à l'expérience, toujours via une modulation de phase de la micro-onde. Les mesures effectuées sur la fontaine atomique ont permis de vérifier, dans le cas particulier d'une interrogation de Ramsey, la linéarité de l'effet Dick dans la limite des barres d'erreur expérimentales [41].

Remarquons enfin que, à priori, rien n'interdit à la fonction de sensibilité de changer de signe au cours de l'interrogation micro-onde. Nous verrons sur des exemples que cela peut effectivement se produire (voir la figure 3.14). En ne perturbant les atomes que lorsque $g(t)$ a changé de signe, il est possible d'observer une réponse atomique inversée, c'est à dire un déplacement du pic

de résonance dans le sens opposé au sens de la perturbation.

3.2 Symétries de la fonction de sensibilité

3.2.1 Cas où l'interrogation micro-onde est (anti-)symétrique

Nous allons maintenant nous intéresser au cas où le profil d'excitation est symétrique : l'interrogation micro-onde débute à l'instant $-t_0/2$, se termine à l'instant $t_0/2$ et $M_0(t)$ est paire. Supposons qu'au début de l'interrogation micro-onde un seul des deux niveaux soit peuplé (pour effectuer le calcul, nous choisirons $a_3(-t_0/2) = -1$). Nous allons montrer que sous ces hypothèses, $g(t)$ est également paire.

Nous noterons \vec{i} , \vec{j} et \vec{k} les vecteurs de la base sur laquelle $\vec{a} = a_1\vec{i} + a_2\vec{j} + a_3\vec{k}$. Soient $\vec{u}^+(t)$ et $\vec{u}^-(t)$ les vecteurs (dont les composantes sur la base \vec{i} , \vec{j} , \vec{k} seront notées $u_1^\pm(t)$, $u_2^\pm(t)$, $u_3^\pm(t)$) définis par :

$$\vec{u}^\pm(t) = U_0(t, \pm t_0/2)\vec{k}. \quad (3.14)$$

Leur équation d'évolution est :

$$\frac{d\vec{u}^\pm}{dt}(t) = M_0(t)\vec{u}^\pm(t). \quad (3.15)$$

$M_0(t)$ étant paire :

$$\frac{d\vec{u}^-}{dt}(-t) = -M_0(t)\vec{u}^-(-t); \quad (3.16)$$

qui, compte tenu de la forme de M_0 (voir l'équation 3.6), peut se réécrire :

$$\frac{d\vec{v}^-}{dt}(t) = M_0(t)\vec{v}^-(t), \quad (3.17)$$

où l'on a introduit \vec{v}^- , défini par :

$$\vec{v}^-(t) = u_1^-(-t)\vec{i} - u_2^-(-t)\vec{j} + u_3^-(-t)\vec{k}. \quad (3.18)$$

Les propriétés de l'opérateur d'évolution entraînent :

$$\vec{u}^-(-t_0/2) = \vec{u}^+(t_0/2) = \vec{k}$$

et donc

$$\vec{v}^-(t_0/2) = \vec{k}.$$

\vec{u}^+ et \vec{v}^- vérifient la même équation d'évolution. Ils prennent la même valeur à $t = t_0/2$ et leur équation d'évolution est du premier ordre par rapport à t . On a donc :

$$\forall t \quad \vec{u}^+(t) = \vec{v}^-(t). \quad (3.19)$$

En vertu des équations 3.6 et 3.12, il est aisé de montrer que $g(t)$ vérifie :

$$g(t) = u_1^+(t)u_2^-(t) - u_1^-(t)u_2^+(t); \quad (3.20)$$

soit, en utilisant la définition de \vec{v}^- et la propriété 3.19 :

$$g(t) = u_1^+(t)u_2^+(-t) + u_1^+(-t)u_2^+(t). \quad (3.21)$$

Cette dernière équation prouve que $g(t)$ est paire³.

Cette propriété de la fonction de sensibilité est très importante :

- dans la fontaine atomique, il n'y a pas de déplacement dû à un éventuel gradient de phase longitudinal (parallèle à la trajectoire des atomes) dans la cavité. Les atomes voient $\frac{d\phi}{dt} = \vec{v} \cdot \nabla \phi$. La vitesse changeant de signe entre le premier et le deuxième passage dans la cavité, $\frac{d\phi}{dt}$ est impair. L'effet sur la probabilité de transition est donc nul. Cette propriété n'est vraie que si, en moyenne, les atomes passent au même endroit dans la cavité à l'aller et au retour ;
- pour l'évaluation du prototype avion (voir le chapitre 4), sa transformation en fontaine suffit à éliminer l'effet du gradient de phase longitudinal, et permet donc de l'évaluer très facilement ;
- pour l'horloge spatiale, il faut choisir une méthode d'interrogation aussi symétrique que possible. Il apparaît envisageable d'interroger les atomes dans une cavité cylindrique utilisée dans un mode TE_{01N} .

3.2.2 Parité par rapport au désaccord micro-onde

La fonction de sensibilité dépend a priori du désaccord micro-onde ($\delta = \omega - \omega_0$) ; nous allons montrer qu'elle est impaire. Cette propriété est liée à une propriété de la résonance atomique que nous établirons également : quelque soit la forme du profil d'interrogation et en l'absence de perturbation, la probabilité de transition est paire par rapport au désaccord.

³ Un raisonnement exactement analogue permet de montrer que si $M_0(t)$ est impaire, $g(t)$ l'est également.

L'équation d'évolution 3.4 à un désaccord $-\delta$ et en présence de perturbations $-\epsilon(t)$ s'écrit :

$$\frac{d}{dt}\vec{a}(-\delta, -\epsilon) = \begin{bmatrix} 0 & \delta - \epsilon & 0 \\ -\delta + \epsilon & 0 & b \\ 0 & -b & 0 \end{bmatrix} \vec{a}(-\delta, -\epsilon). \quad (3.22)$$

Le vecteur $\vec{b} = a_1(-\delta, -\epsilon)\vec{i} - a_2(-\delta, -\epsilon)\vec{j} + a_3(-\delta, -\epsilon)\vec{k}$ obéit donc à la même équation d'évolution que $\vec{a}(\delta, \epsilon)$. L'argument développé au paragraphe précédent s'applique ici aussi et entraîne l'égalité de ces deux vecteurs à tout instant. La probabilité de transition ne dépend que de a_3 , donc :

$$P(-\delta, -\epsilon) = P(\delta, \epsilon). \quad (3.23)$$

L'égalité 3.23 est vraie à tous les ordres en ϵ , et en particulier au premier ordre :

$$P_0(-\delta) - \frac{1}{2} \int dt \epsilon(t) g(t, -\delta) = P_0(\delta) + \frac{1}{2} \int dt \epsilon(t) g(t, \delta). \quad (3.24)$$

Les équations 3.23 et 3.24 sont vraies quelque soit $\epsilon(t)$; il en résulte

$$P_0(-\delta) = P_0(\delta) \quad \text{et} \quad g(t, -\delta) = -g(t, \delta), \quad (3.25)$$

soit les deux résultats annoncés.

3.3 Application

Pour illustrer l'intérêt de la fonction de sensibilité, nous allons recalculer l'effet, sur la fréquence de l'horloge de la situation suivante : dans une interrogation de Ramsey, la pulsation de la transition atomique est ω_0 pendant la phase de vol libre et ω'_0 (resp. ω''_0) pendant la première (resp. deuxième) impulsion micro-onde.

Pour calculer le fonction de sensibilité, nous ferons les hypothèses :

$$t_i \ll t_0 \\ \text{et} \quad \delta = \omega - \omega_0 \ll b.$$

t_i et t_0 sont respectivement la durée des impulsions micro-onde et de la phase d'évolution libre. Sous ces hypothèses, la fonction de sensibilité est donnée par (voir plus bas et la référence [41]) :

$$g(t) = \begin{cases} -\sin bt \sin \delta t_0 \sin bt_i & \text{si } 0 \leq t \leq t_i \\ -\sin^2 bt_i \sin \delta t_0 & \text{si } t_i \leq t \leq t_i + t_0/2 \\ g(2t_i + t_0 - t) & \forall t \geq t_i + t_0/2. \end{cases} \quad (3.26)$$

D'après l'équation 3.13, la variation de la probabilité de transition induite par la perturbation est :

$$\begin{aligned} \delta P &= \frac{1}{2} \left(\int_0^{t_i} dt g(t)(\omega_0 - \omega'_0) + \int_{t_i+t_0}^{2t_i+t_0} dt g(t)(\omega_0 - \omega''_0) \right) \\ &= \frac{(\omega'_0 - \omega_0) + (\omega''_0 - \omega_0)}{2b} (1 - \cos bt_i) \sin bt_i \sin \delta t_0. \end{aligned} \quad (3.27)$$

Pour $\delta \ll b$, la probabilité de transition non perturbée est donnée par [28]:

$$P = \frac{1}{2} \sin^2 bt_i (1 + \cos \delta t_0). \quad (3.28)$$

On en déduit le déplacement relatif de la fréquence d'horloge asservie sur la résonance atomique perturbée :

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} = \frac{-\delta P}{\omega_0 \frac{dP}{d\delta}} = \frac{t_i}{t_0} \left(\frac{\omega'_0 - \omega_0}{\omega_0} + \frac{\omega''_0 - \omega_0}{\omega_0} \right) \frac{\tan(\frac{1}{2}bt_i)}{bt_i}. \quad (3.29)$$

Nous retrouvons ainsi, avec un calcul extrêmement simple, le résultat calculé à résonance dans la référence [28]. Ici, l'équation 3.29 est valable quelque soit la valeur du désaccord micro-onde (sauf en toute rigueur en $\delta = 0$). La dissymétrie de la résonance n'entraîne qu'un effet du deuxième ordre.

3.4 Comparaison de différentes méthodes d'interrogation

Nous allons maintenant étudier trois méthodes d'interrogation possibles pour l'horloge spatiale: la méthode de Ramsey, une interrogation dans une cavité cylindrique utilisée dans le mode TE_{011} puis TE_{013} . Pour chaque méthode, nous présenterons la dépendance temporelle du champ micro-onde et la forme de la résonance atomique en l'absence de perturbations. Nous calculerons la fonction de sensibilité à mi-hauteur du pic de résonance pour une puissance micro-onde proche de l'optimum. Par puissance optimale, nous entendons celle qui maximise la pente du signal de résonance; elle est donc optimale du point de vue de la stabilité de fréquence de l'horloge. Nous étudierons la dépendance de la fonction de sensibilité envers la puissance micro-onde: du fait de leurs différentes trajectoires possibles dans la zone d'interaction micro-onde, les atomes ne voient pas tous la même amplitude du champ micro-onde. L'évaluation de l'horloge sera d'autant plus facile que la fonction de sensibilité varie peu en fonction de la puissance micro-onde.

Nous calculerons enfin l'effet des collisions entre atomes froids dans chacun des trois cas étudiés. Cela nous permettra en particulier d'estimer la précision avec laquelle il faut connaître et stabiliser la puissance micro-onde pour atteindre une exactitude et une stabilité à un jour de 10^{-16} . L'étude des autres effets systématiques est plus délicate à effectuer à priori. Les inhomogénéités du champ magnétique, l'effet d'un éventuel gradient de phase etc. dépendent de défauts difficiles à prévoir. On s'attend de plus à ce que ces effets soient moins gênants que les collisions.

3.4.1 Méthode de calcul

Nous serons amenés à évaluer, explicitement dans le cas Ramsey, numériquement dans les autres cas, la fonction de sensibilité. Nous pourrions la calculer directement à partir de l'équation 3.12. Pour la simplicité du calcul (en particulier du calcul numérique), nous préférons la méthode de calcul utilisée dans la référence [41]. Elle consiste à calculer l'effet d'un saut de phase infinitésimal $\delta\phi$ survenant à l'instant t sur la probabilité de transition. L'équation 3.13 montre en effet que :

$$g(t) = 2 \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \delta P(\delta\phi, t) / \delta\phi. \quad (3.30)$$

La définition des trois coefficients a_i que nous avons adoptée jusqu'ici n'est cependant pas bien adaptée au calcul de l'effet d'un saut de phase. Nous reprendrons alors la même définition que la référence [28], à savoir :

$$\rho_{4,3} = \frac{1}{2}(a_1 + ia_2)e^{-i\omega t}$$

et

$$\rho_{4,4} - \rho_{3,3} = a_3.$$

Avec cette définition, ϕ contribue directement à M et non plus via sa dérivée par rapport au temps.

Sous l'effet d'une impulsion micro-onde à b constant et en l'absence de perturbation appliquée à l'atome entre les instants 0 et t , l'opérateur d'évo-

lution s'écrit [28] :

$$U_0(b_1, b_2, \delta, t) = \left(\begin{array}{c} \left(\begin{array}{c} \cos \Omega t \\ + \frac{b_1^2}{\Omega^2} (1 - \cos \Omega t) \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} -\frac{\delta}{b_1 b_2} \sin \Omega t \\ + \frac{\delta}{\Omega^2} (1 - \cos \Omega t) \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} -\frac{b_1 \delta}{\Omega^2} (1 - \cos \Omega t) \\ -\frac{b_2}{\Omega} \sin \Omega t \end{array} \right) \\ \left(\begin{array}{c} \frac{\delta}{\Omega} \sin \Omega t \\ + \frac{b_1 b_2}{\Omega^2} (1 - \cos \Omega t) \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \cos \Omega t \\ + \frac{b_2^2}{\Omega^2} (1 - \cos \Omega t) \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \frac{b_1}{\Omega} \sin \Omega t \\ -\frac{b_2 \delta}{\Omega^2} (1 - \cos \Omega t) \end{array} \right) \\ \left(\begin{array}{c} -\frac{b_1 \delta}{\Omega^2} (1 - \cos \Omega t) \\ + \frac{b_2}{\Omega} \sin \Omega t \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} -\frac{b_1}{\Omega} \sin \Omega t \\ -\frac{b_2 \delta}{\Omega^2} (1 - \cos \Omega t) \end{array} \right) \left(1 - \frac{b^2}{\Omega^2} (1 - \cos \Omega t) \right) \end{array} \right) \quad (3.31)$$

Nous avons repris les notations de [28] :

$$\begin{aligned}
 b_1 &= b \cos \phi \\
 b_2 &= -b \sin \phi \\
 \Omega^2 &= b^2 + \delta^2
 \end{aligned}$$

Dans le cas de l'interrogation de Ramsey, nous calculerons directement la probabilité de transition à l'aide de l'équation 3.31.

Pour les deux autres types d'interrogation micro-onde, le champ n'est pas constant. Nous effectuerons alors un calcul numérique par la méthode proposée dans [28]. L'interrogation micro-onde est décomposée en n étapes de durée t_0/n pendant lesquelles le champ et la phase sont constants (voir la figure 3.1).

A chaque étape, on calcule $U^{(i)}(b_1^{(i)}, b_2^{(i)}, \delta, t_0/n)$. Une approximation de l'opérateur d'évolution est ainsi obtenue :

$$U(b(t), \phi(t), \delta, t_0) = \prod_{i=0}^{i=n-1} U^{(i)}(b_1^{(i)}, b_2^{(i)}, \delta, t_0/n) \quad (3.32)$$

La convergence de cette méthode de calcul est illustrée par la figure 3.2.

3.4.2 Interrogation de Ramsey.

Dans le cas d'une interrogation de Ramsey, la probabilité de transition et la fonction de sensibilité peuvent être calculées analytiquement si les deux impulsions micro-ondes qui la composent sont réalisées à champ constant b .

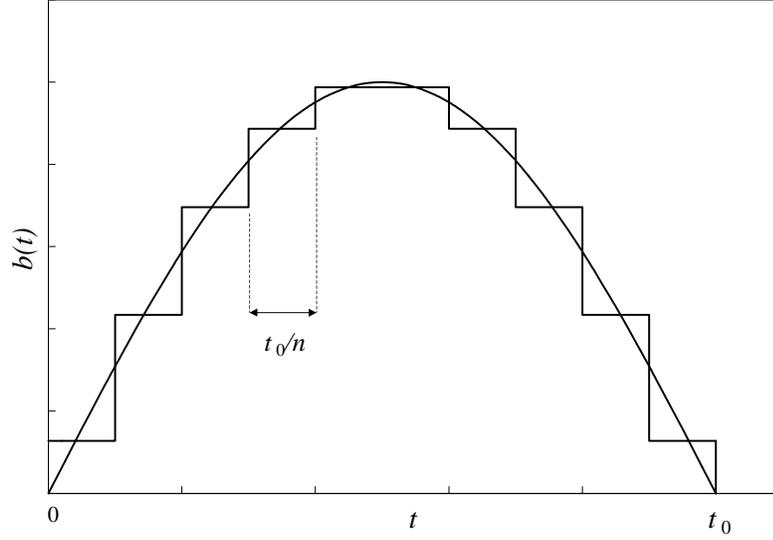


FIG. 3.1: *Décomposition du profil d'excitation micro-onde pour effectuer le calcul de la probabilité de transition dans le cas où le champ n'est pas constant.*

La dépendance temporelle du champ micro-onde que nous allons considérer est représentée sur la figure 3.3. La puissance optimale est telle que $bt_i = \pi/2$ [28]. La probabilité de transition s'écrit [28] :

$$P = \frac{4b^2}{\Omega^2} \sin^2 \frac{1}{2} \Omega t_i \left(\cos \frac{1}{2} \Omega t_i \cos \frac{1}{2} \delta t_0 - \frac{\delta}{\Omega} \sin \frac{1}{2} \Omega t_i \sin \frac{1}{2} \delta t_0 \right)^2. \quad (3.33)$$

Le signal de résonance atomique pour $bt_i = \pi/2$ et $t_0/t_i = 10$ est représenté sur la figure 3.4. La demi-largeur à mi-hauteur de la frange centrale, exprimée en rad s^{-1} est donnée par :

$$\Delta = \frac{\pi}{2t_0}. \quad (3.34)$$

Nous allons maintenant calculer la fonction de sensibilité atomique à mi-hauteur de la frange centrale et pour une puissance micro-onde proche de $b = \frac{\pi}{2t_i}$. Pour simplifier les expressions, nous supposons $t_i \ll t_0$. Cette hypothèse, combinée avec l'équation 3.34 entraîne $\Delta \ll b$. Nous serons donc fondés à négliger la contribution de $\delta = \Delta$ à Ω pendant les deux impulsions micro-onde. Cette contribution est du deuxième ordre en t_i/t_0 . Le profil d'excitation est symétrique par rapport à $t = t_0/2 + t_i$, il suffit donc de calculer

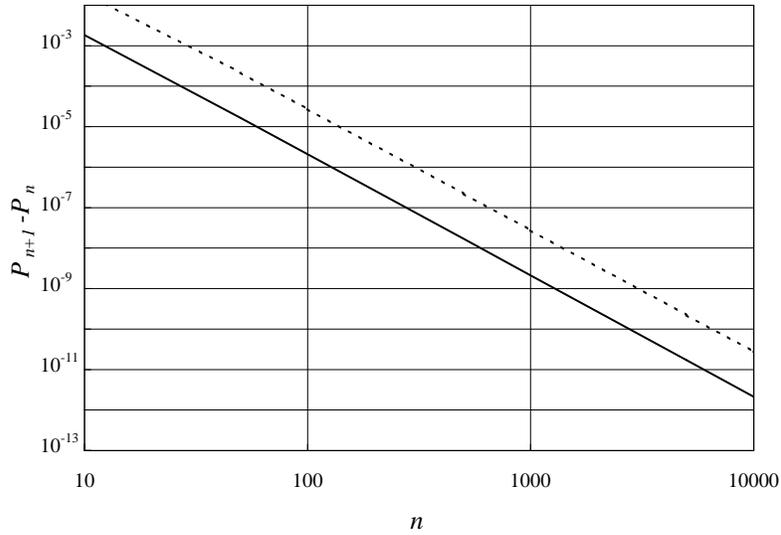


FIG. 3.2: Convergence de la méthode de calcul numérique : $P_{n+1} - P_n$ est la valeur de la différence entre les probabilités de transitions calculées en n et $n+1$ étapes, à la fréquence où cette différence est maximale. $P_{n+1} - P_n$ décroît comme $1/n^3$. Le calcul tend comme $1/n^2$ vers une limite quand $n \rightarrow +\infty$. En trait plein : cavité TE_{011} ; en pointillés : cavité TE_{013}

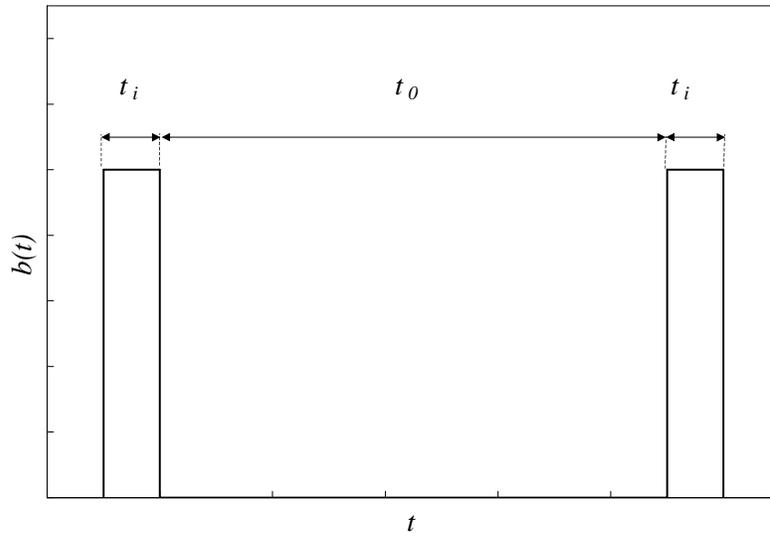


FIG. 3.3: Dépendance temporelle du champ micro-onde dans l'interrogation de Ramsey.

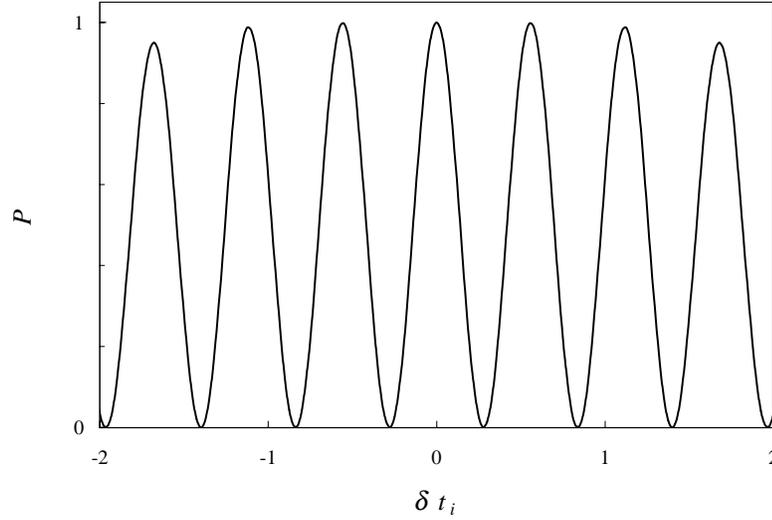


FIG. 3.4: *Signal de résonance dans le cas d'une interrogation de Ramsey pour $t_0/t_i = 10$ et $bt_i = \frac{\pi}{2}$*

$g(t)$ pour $0 \leq t \leq t_0/2 + t_i$. Le calcul est un peu lourd mais sans difficulté. Nous nous contenterons du résultat pour $b \sim \frac{\pi}{2t_i}$:

$$g(t) = \begin{cases} -\sin bt \sin \delta t_0 \sin bt_i & \text{si } 0 \leq t \leq t_i \\ -\sin^2 bt_i \sin \delta t_0 & \text{si } t_i \leq t \leq t_i + t_0/2 \\ g(2t_i + t_0 - t) & \forall t. \end{cases} \quad (3.35)$$

L'équation 3.35 résume tout l'intérêt de la méthode d'interrogation de Ramsey. D'une part, $g(t)$ est une constante entre les instants t_i et $t_0 + t_i$; seule la valeur moyenne des perturbations entre ces instants entre en jeu dans le résultat final. D'autre part, la fonction de sensibilité est très insensible aux variations de puissance micro-onde autour de sa valeur optimale. Entre les instants t_i et $t_0 + t_i$, $g(t)$ ne varie que comme $(\delta b/b)^2$ autour de $b = b_{opt}$. Cela n'est à priori vrai que pour $t_i \ll t_0$. Pour $t_0/t_i = 10$, nous l'avons évalué numériquement pour plusieurs valeurs de la puissance micro-onde. Le résultat est représenté sur la figure 3.5. Quand bt_i est augmentée (resp. diminuée) de 10% à partir de la puissance optimale, la fonction de sensibilité varie de $\sim 2\%$ (resp. $\sim 3\%$) en valeur relative.

L'interrogation de Ramsey nécessite toutefois de très bien connaître la relation de phase entre les deux impulsions micro-onde (voir la section 1.4). Si l'on vise une exactitude de 10^{-16} et que $t_0 = 0,5$ s, ce qui correspond à une

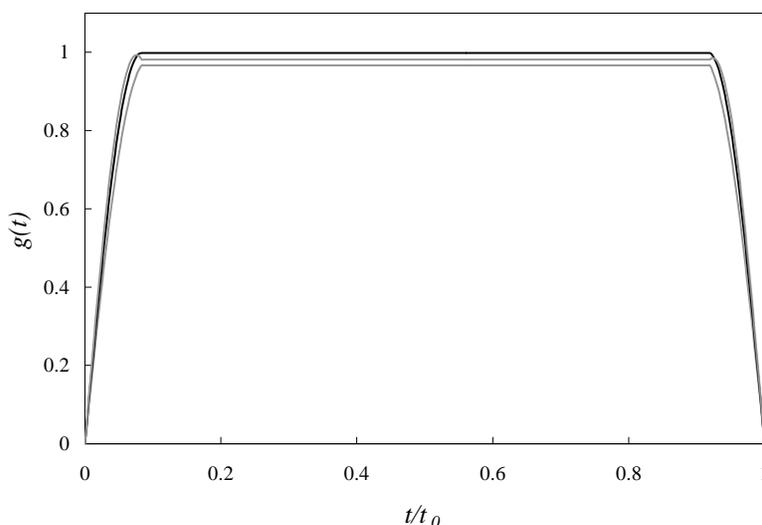


FIG. 3.5: *Fonction de sensibilité dans le cas d'une interrogation de Ramsey pour $b = b_{opt} = \frac{\pi}{2t_i}$ (en noir), $b = b_{opt} + 10\%$, $b = b_{opt} - 10\%$ (en gris).*

largeur de raie de 1 Hz, il faut que l'incertitude sur cette relation de phase soit inférieure à $2\pi 10^{-6}$ rad. Cette contrainte impose que le champ micro-onde dans chaque zone de Ramsey soit fortement couplé à l'autre, l'idéal étant de n'avoir qu'une zone de Ramsey dans laquelle les atomes passent deux fois. Ce dernier cas est celui de la fontaine atomique. Il n'est malheureusement pas transposable simplement en micro-gravité. Dans les jets thermiques, les deux zones de Ramsey sont situées aux extrémités d'un guide d'onde rectangulaire courbé et fermé par deux court-circuits. Dans cette géométrie, la phase relative du champ dans les deux zones d'interaction dépend de façon très critique de la symétrie des longueurs électriques des deux bras [28]. De plus, les trous de passage des atomes sont percés près des maxima du champ. Leur diamètre est limité à 2 ou 3 millimètres afin de ne pas trop perturber le champ et en particulier sa phase. Pour l'horloge à atomes froids spatiale, les trous doivent être aussi gros que possible pour permettre le passage d'un grand nombre d'atomes tout en préservant une faible densité atomique. Une cavité de type jet thermique n'est à priori pas optimale.

Il apparaît plus simple de bien contrôler la phase du champ dans une cavité unique. Nous allons donc nous intéresser à deux des modes possibles d'une cavité cylindrique : les modes TE_{011} et TE_{013} . Ce type de cavité a déjà été en partie étudié en vue de les utiliser dans les horloges à jet thermique [68,

69] et présente plusieurs caractéristiques intéressantes :

- le mode est symétrique. Seuls des défauts de la cavité (conicité, défauts locaux de conductivité...) peuvent entraîner un gradient de phase non symétrique. Cela est également vrai pour les guides d'ondes rectangulaires utilisés pour l'interrogation de Ramsey des jets thermiques, mais leur forme en U rend la réalisation de cette symétrie beaucoup plus difficile que celle d'un cylindre ;
- la symétrie de révolution de la cavité assure l'annulation du gradient de phase transverse sur l'axe si l'alimentation de la cavité est symétrique par rapport à cet axe ;
- le champ est nul aux extrémités de la cavité. On peut ainsi percer des trous assez gros (jusqu'à ~ 5 mm) pour laisser le passage aux atomes sans trop perturber le mode de la cavité. Si les deux trous à chaque extrémité sont symétriques, leur effet sur la fréquence de l'horloge est nul ;
- le facteur de qualité de ce type de mode est plus élevé que dans les guides rectangulaires ; on s'attend donc à obtenir un gradient de phase plus faible le long de la direction de propagation du mode ;
- dans le cas TE_{011} , le champ n'est jamais nul au cours de l'interrogation micro-onde. Cela permet d'effectuer in-situ la carte du champ magnétique en mesurant le déplacement de fréquence des raies dépendant linéairement du champ magnétique au moyen d'impulsions micro-ondes.

3.4.3 Cavité TE_{011}

La dépendance temporelle du champ vu par les atomes dans une cavité TE_{011} est représentée sur la figure 3.6. La direction du champ magnétique est parallèle à l'axe de la cavité et à la vitesse des atomes. Il s'agit d'une arche de sinusoïde nulle aux extrémités de la cavité. Nous noterons b la valeur moyenne du champ vu par les atomes. La forme de la résonance atomique dépend peu de la puissance micro-onde autour de sa valeur optimale : $b = 3,35/t_0$. Elle est représentée sur la figure 3.7 ; sa demi-largeur à mi-hauteur vaut : $\Delta \sim \frac{\pi}{t_0}$. La pente du discriminateur atomique en fonction de bt_0 est représentée sur la figure 3.8.

La fonction de sensibilité, représentée pour les valeurs $b = b_{opt}$, $b = b_{opt} + 10\%$ et $b = b_{opt} - 10\%$ sur la figure 3.9, dépend peu de la puissance micro-onde. La dépendance est du même ordre de grandeur que dans le cas Ramsey.

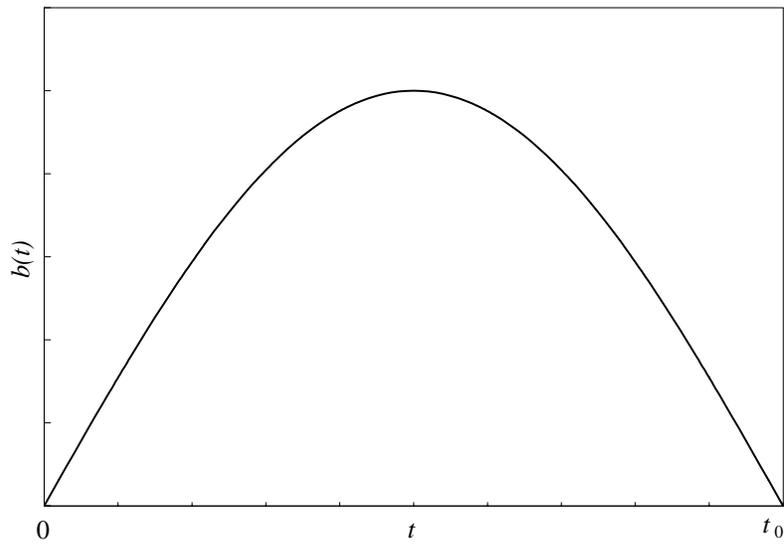


FIG. 3.6: *Dépendance temporelle du champ micro-onde dans l'interrogation de type TE_{011} .*

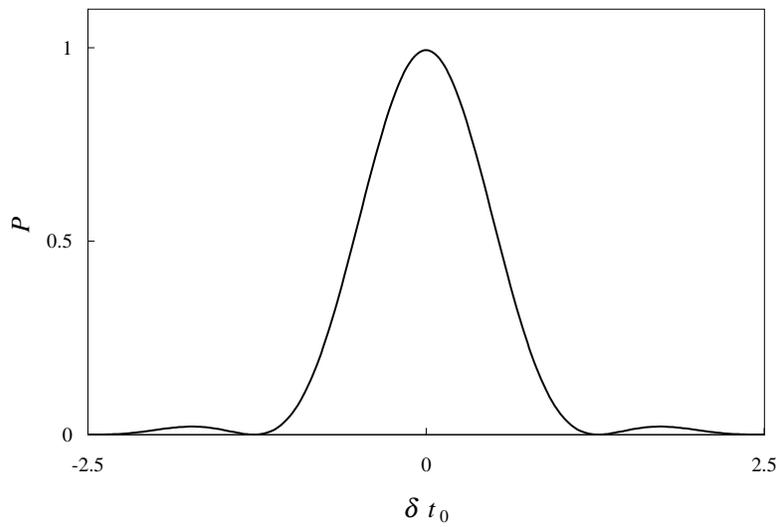


FIG. 3.7: *Signal de résonance dans le cas d'une interrogation de type TE_{011} pour $bt_0 = 3,35$.*

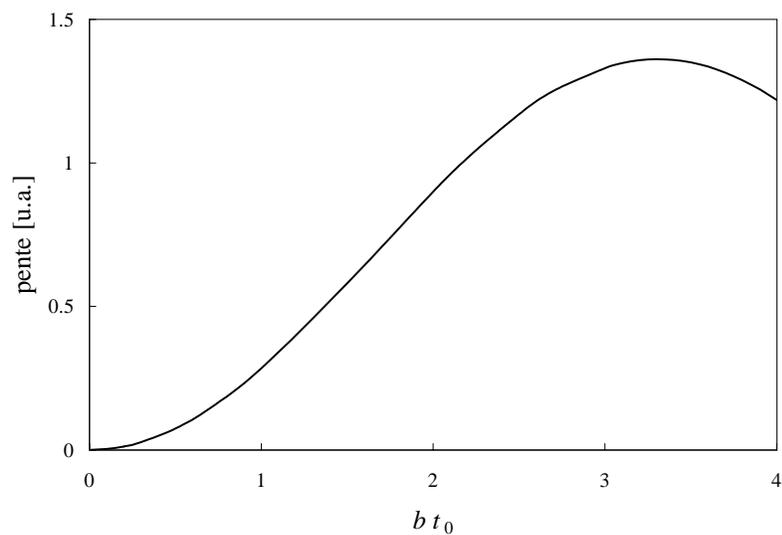


FIG. 3.8: *Pente à mi-hauteur du signal de résonance atomique en fonction de bt_0 .*

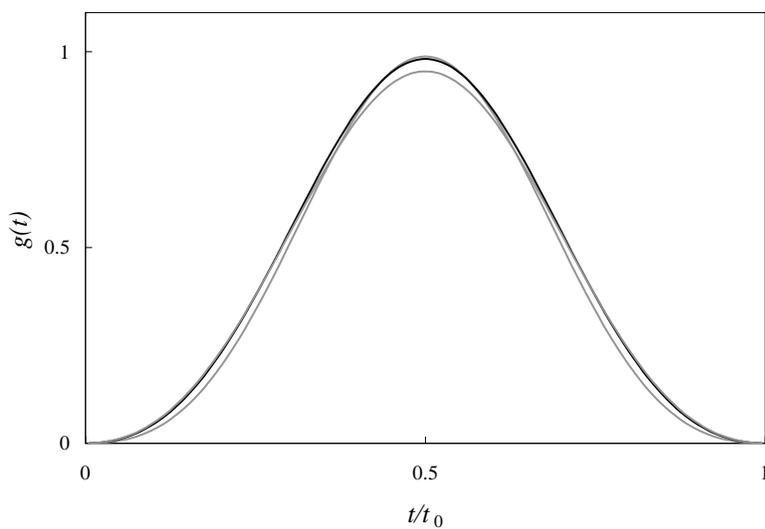


FIG. 3.9: *Fonction de sensibilité dans le cas d'une interrogation de type TE_{011} pour $bt_0 = b_{opt}$ (en noir), $b = b_{opt} + 10\%$ et $b = b_{opt} - 10\%$ (en gris). Elle est calculée avec $n = 100$.*

Elle a cependant un défaut majeur, sa faible longueur qui vaut typiquement quelques centimètres. Il est en théorie possible de réaliser une cavité de ce type de longueur arbitrairement longue. En pratique, cette longueur sera limitée par la sensibilité croissante de la fréquence de résonance (et probablement de l'effet des dissymétries sur la carte de la phase) de la cavité avec son rayon au fur et à mesure que ce dernier approche le rayon de coupure.

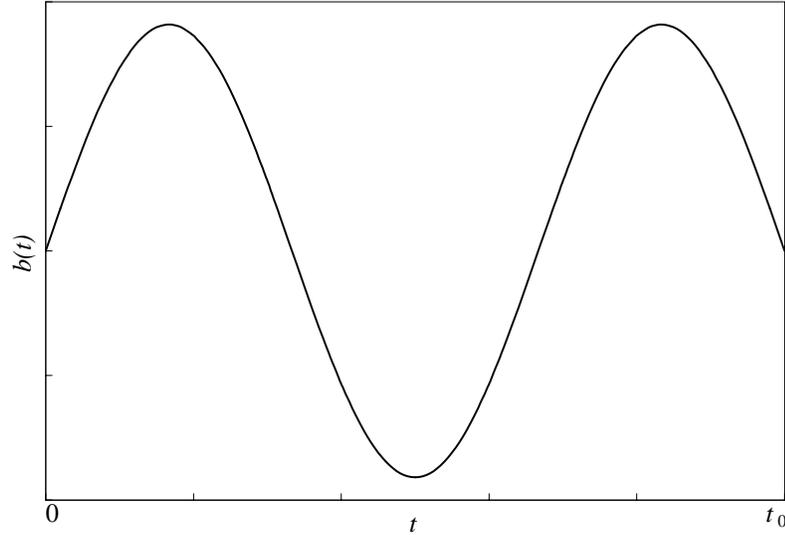


FIG. 3.10: *Dépendance temporelle du champ micro-onde dans l'interrogation de type TE_{013} .*

3.4.4 Cavité TE_{013}

Le problème de la longueur de la cavité peut être résolu en utilisant le mode TE_{013} d'une cavité cylindrique. Il s'agit d'un candidat présentable pour interroger les atomes dans l'horloge spatiale. Dans cette optique, une cavité de ce type est utilisée dans le prototype avion (voir le chapitre 4). En plus de la perspective spatiale, ce paragraphe constitue un premier pas vers l'évaluation complète du prototype.

La dépendance temporelle du champ vu par les atomes dans une cavité utilisée dans le mode TE_{013} est représentée sur la figure 3.10. De même que dans le mode TE_{011} , la direction du champ est parallèle à l'axe de la cavité et à la vitesse des atomes. La forme du signal de résonance atomique dépend fortement de la puissance micro-onde. Elle est représentée sur la figure 3.11 pour plusieurs valeurs de b , le champ moyen pendant l'interrogation. La valeur optimale de b est $b_{opt} = 2,3/t_0$ (voir la figure 3.12). La demi-largeur à mi-hauteur du pic central à la puissance optimale est $\Delta = \pi/(1,5 t_0)$.

La fonction de sensibilité atomique dans une interrogation de type TE_{013} dépend fortement de la puissance micro-onde. Elle est représentée sur la figure 3.13. Bien que permettant de résoudre le problème de longueur de la cavité posé dans le cas TE_{011} , on peut se demander si cette forte dépendance de la fonction de sensibilité est compatible avec les performances visées.

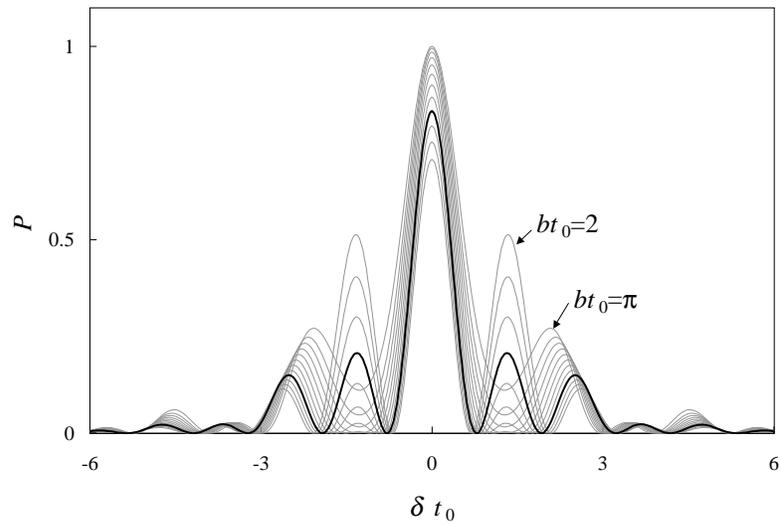


FIG. 3.11: *Signal de résonance dans le cas d'une interrogation de type TE_{013} pour $2 \leq bt_0 \leq \pi$. En noir, la frange de résonance optimale, obtenue pour $bt_0 = 2, 3$.*

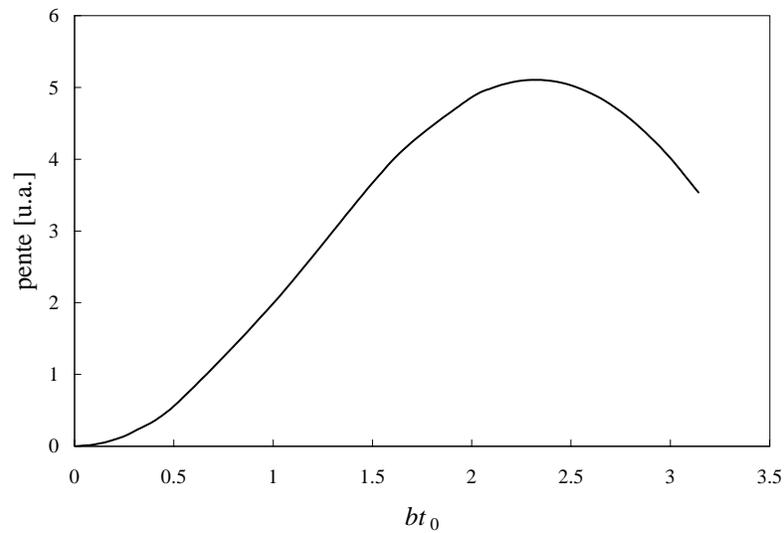


FIG. 3.12: *Pente à mi-hauteur du signal de résonance atomique en fonction de bt_0 .*

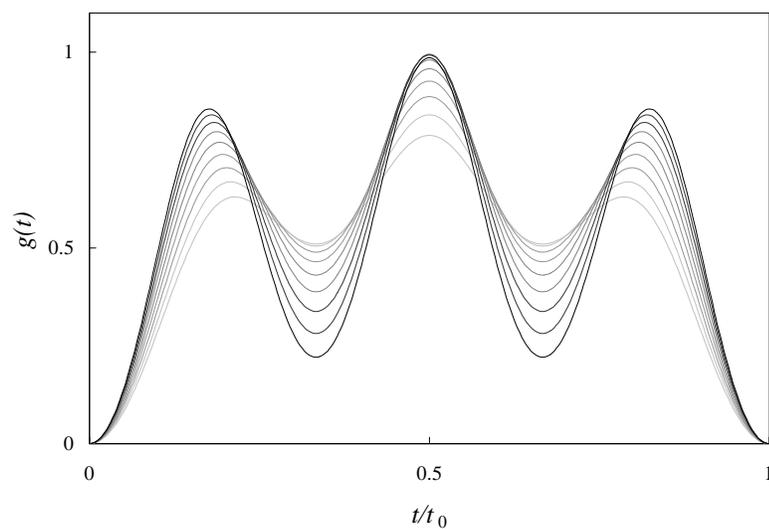


FIG. 3.13: *Fonction de sensibilité dans le cas d'une interrogation de type TE_{013} pour $bt_0 = 1,9 ; 2 \dots 2,7$, du plus clair au plus sombre. Elle est calculée avec $n = 300$.*

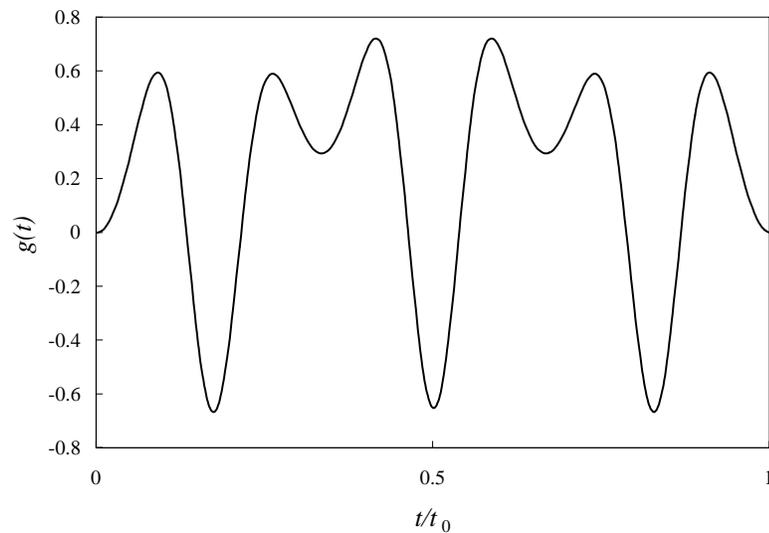


FIG. 3.14: *Fonction de sensibilité atomique dans une cavité TE_{013} pour $bt_0 = 8,7$. La fonction est négative sur presque un tiers du trajet des atomes.*

Dans une interrogation de ce type en revanche, il est très facile d'inverser localement le signe de la fonction de sensibilité. La figure 3.14 montre la fonction de sensibilité obtenue quand $bt_0 = 8,7$. Elle est négative sur presque un tiers du trajet. Observer une réponse atomique inversée paraît facilement réalisable avec le prototype avion.

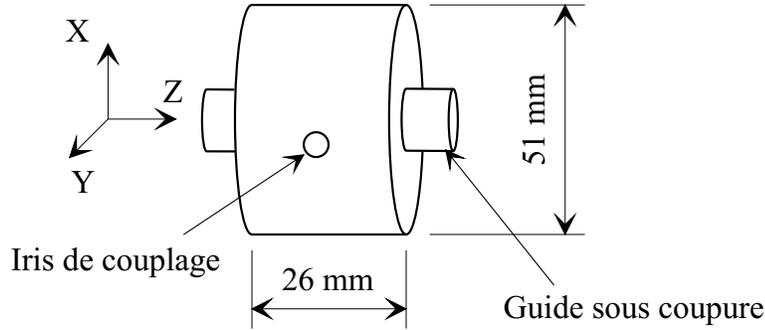


FIG. 3.15: Cavité TE_{011} dans laquelle est calculé le champ micro-onde. Un deuxième iris de couplage, symétrique par rapport au premier, n'est pas représenté sur la figure et permet une alimentation symétrique de la cavité. Le diamètre des deux iris est 5 mm ; celui des guides sous coupure 10 mm.

Simulation numérique

Nous avons simulé le comportement des atomes dans une cavité TE_{013} réelle, c'est à dire en tenant compte de la conductivité finie du cuivre, de la présence de deux guides sous coupure de diamètre 1 cm laissant le passage aux atomes à chaque extrémité de la cavité et de la présence de deux iris de couplage disposés symétriquement. La carte de l'amplitude et de la phase du champ dans cette cavité est déduite de calculs numériques effectués par M. Aubourg (IRCOM) pour une cavité TE_{011} .

La cavité TE_{011} dans laquelle est calculé le champ est représentée sur la figure 3.15. Deux guides d'onde sont situés de part et d'autre de la cavité ; le champ s'y propageant alimente la cavité par couplage évanescent à travers deux iris situés sur l'axe Y et symétriques par rapport au centre de la cavité (figure 3.15). Le couplage peut alors être symétrique si les deux iris sont alimentés symétriquement. Il peut également être asymétrique dans le cas où un seul des iris est alimenté. La carte du champ a été calculée dans les deux cas. Les guides sous coupure ont une longueur infinie. L'amplitude et la phase⁴ du champ y sont calculés sur une longueur de 15 mm. Le calcul repose sur la résolution des équations de Maxwell par la méthode des éléments finis. Il s'agit d'un calcul tri-dimensionnel effectué sur une demi-cavité uniquement ($z > 0$). La cavité est supposée parfaitement symétrique, aussi

4. L'amplitude du champ y est extrêmement faible (~ 120 dB d'atténuation à 15 mm à l'intérieur des guides), aussi peut-on se demander comment la phase est définie. Le problème ne se pose pas si l'on remarque que les atomes sont très peu sensibles à un gradient de phase dans un champ quasi-nul. Cela se traduit sur la fonction de sensibilité par une tangente horizontale à chaque zéro du champ.

le champ est-il obtenu en tout point de la cavité.

L'amplitude et la phase de la composante parallèle à l'axe de symétrie (l'axe Z) de la cavité sont représentées sur les figures 3.16 et 3.17. L'amplitude du champ ne dépend pas de la méthode de couplage choisie (symétrique ou asymétrique). Ce n'est pas le cas de la phase dont les variations selon l'axe Y sont très différentes dans les deux cas. La vitesse atomique est parallèle à l'axe Z ; la composante sur cette axe du gradient de phase conduit donc à un effet Doppler du premier ordre. La valeur de ce gradient est de l'ordre de $30 \mu\text{rad}/\text{mm}$ à l'entrée de la cavité.

Nous aurions pu calculer le comportement des atomes dans la cavité TE_{011} . Nous avons préféré adapter les calculs de la phase et de l'amplitude du champ à une cavité TE_{013} . Deux raisons ont guidé ce choix :

- la cavité est beaucoup trop courte pour permettre un temps d'interaction décent. Dans une cavité TE_{011} réelle de longueur raisonnable (20 à 30 cm), la phase et l'amplitude du champ auraient certainement une allure très différente de par leur sensibilité croissante au moindre défaut au fur et à mesure que le diamètre de la cavité approche le diamètre de coupure ;
- les calculs où l'on tient compte de la gravité pourront être validés expérimentalement avec le prototype avion dans lequel est utilisée une cavité TE_{013} .

La cavité TE_{013} est obtenue à partir de la TE_{011} en rajoutant un tronçon de longueur $\lambda_g = 52 \text{ mm}$, longueur d'onde du mode guidé. L'amplitude et la phase du champ sont celles calculées numériquement depuis l'intérieur des guides sous coupure jusqu'aux maxima situés à une distance $\lambda_g/4$ de l'extrémité de la cavité. Entre ces deux maxima, à x et y constants, l'amplitude du champ varie selon une sinusoïde parfaite et sa phase est constante⁵.

La méthode de calcul de l'évolution atomique est celle présentée dans le paragraphe 3.4.1. Le nombre de pas sur lesquels le champ et la phase sont décomposés est 55; cela conduit à une erreur sur le déplacement de la résonance atomique induit par le gradient de phase de l'ordre du % en valeur relative. Nous avons calculé ce déplacement pour toutes les trajectoires rectilignes possibles, c'est-à-dire telles que les coordonnées à l'entrée dans la cavité (x_i, y_i) et à la sortie (x_f, y_f) soient telles que $x_{i,f}^2 + y_{i,f}^2 \leq 25 \text{ mm}^2$. Les valeurs de x_i, y_i, x_f, y_f sont discrétisées de façon symétrique par rapport à 0 avec un pas de 0,4 mm. Pour chaque trajectoire, le calcul du déplacement de fréquence s'effectue en deux temps. On détermine tout d'abord la largeur

5. cette dernière hypothèse est certainement audacieuse près des zéros du champs

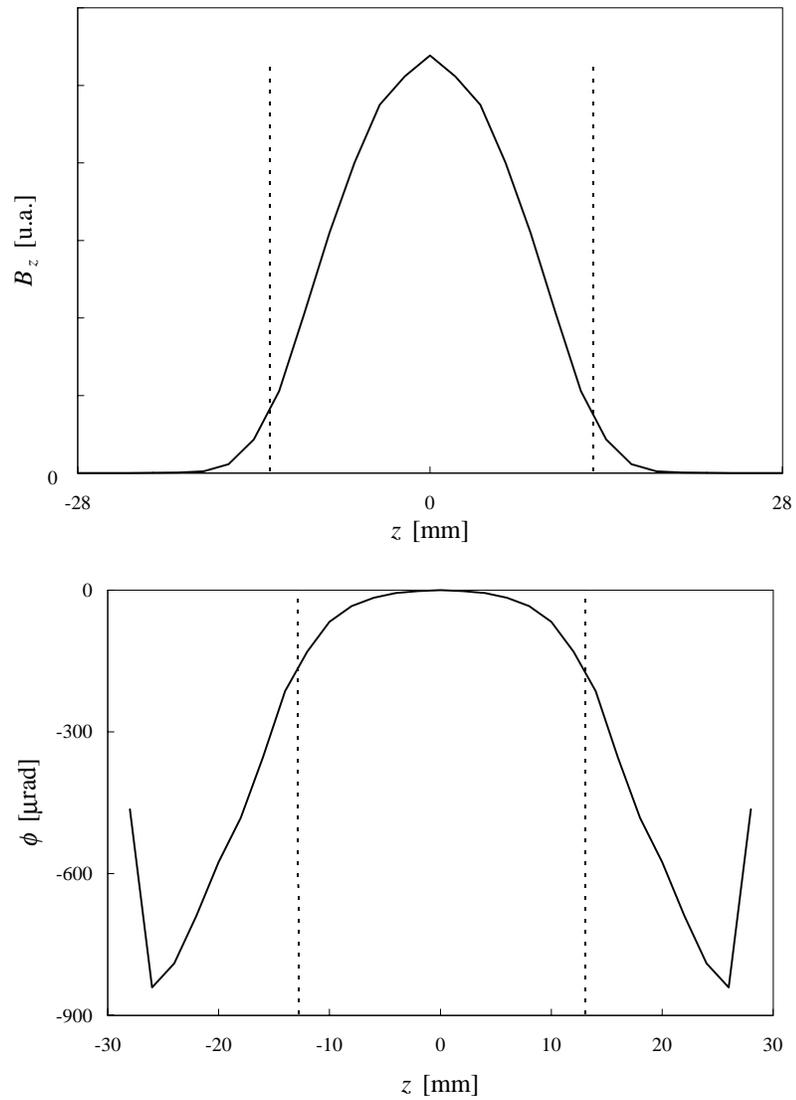


FIG. 3.16: Amplitude et phase du champ sur l'axe (Z) de symétrie de la cavité. Il est parallèle à cet axe ; les pointillés matérialisent l'entrée des guides sous coupure.

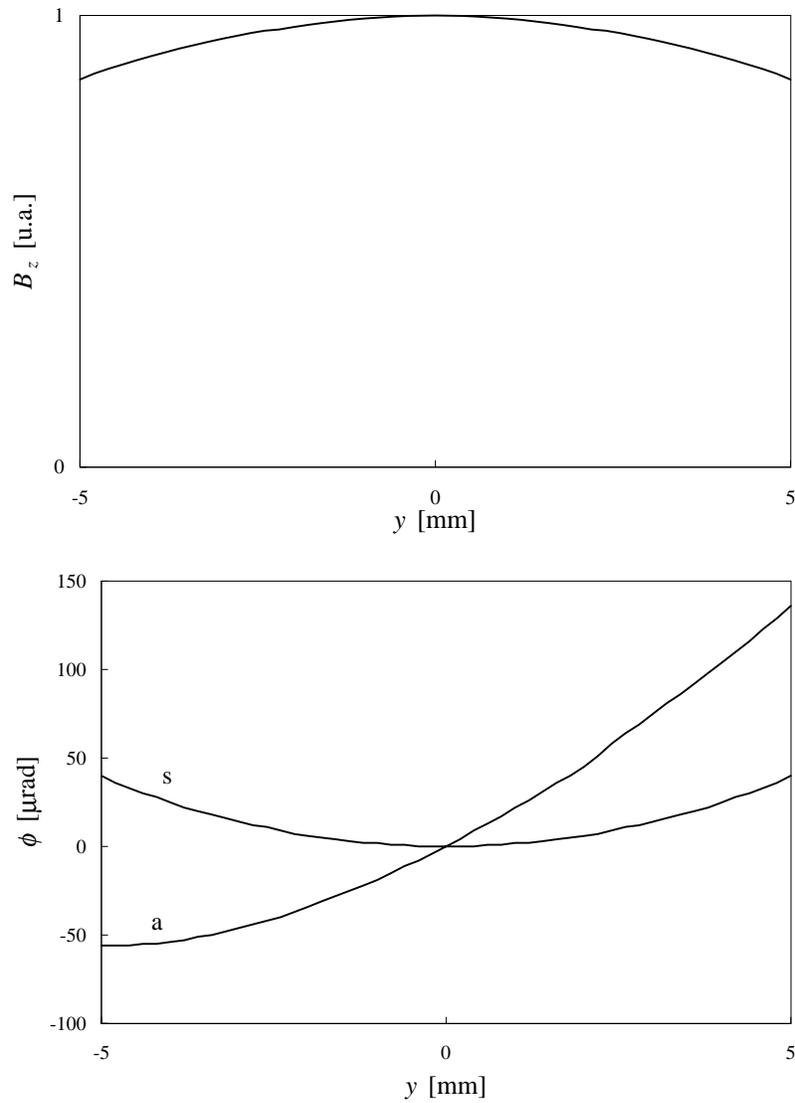


FIG. 3.17: Dépendance en y de l'amplitude et de la phase de la composante B_z du champ au centre de la cavité ($x = 0, z = 0$). s : couplage symétrique ; a : couplage asymétrique.

de la résonance Δ avec une précision de quelques ‰. on estime ensuite le déplacement en réitérant le calcul de la probabilité de transition de part et d'autre du pic de résonance (à une fréquence $\nu + \Delta/2$ puis $\nu - \Delta/2$); à chaque itération la différence entre les deux probabilités de transition constitue le signal d'erreur, qui, intégré, permet de corriger ν de manière à converger vers la valeur du déplacement de fréquence. Cette méthode de calcul, la même que celle utilisée dans l'expérience, converge plus rapidement que celle consistant à déterminer directement la fréquence correspondant au maximum de la probabilité de transition. Nous avons vérifié que les deux méthodes conduisent au même résultat.

Nous avons effectué deux séries de calculs, l'une où les atomes sont en impesanteur (cas 0 g), l'autre où ils sont ralentis par la gravité au cours de leur passage dans la zone d'interaction (cas 1 g). De manière à pouvoir comparer les résultats avec les mesures expérimentales attendues, nous avons fixé la vitesse atomique et la valeur de l'accélération de la pesanteur de manière à ce que la durée de l'interrogation, ~ 50 ms, soit la même dans le cas 0 g, 1 g et dans le prototype avion; de manière également à ce que la variation relative de vitesse au cours de l'interaction soit la même dans les cas 1 g et dans le prototype. Compte tenu des dimensions de la cavité, ces conditions conduisent à une vitesse atomique à l'entrée du guide sous coupure de 1,54 m/s dans le cas 0 g et de 1,64 m/s dans le cas 1 g, et à une accélération de la pesanteur de $4,027 \text{ ms}^{-2}$ dans le cas 1 g.

A 0 g, la valeur du déplacement de fréquence⁶ moyenné sur l'ensemble des trajectoires possibles est inférieure à la résolution du calcul (quelques 10^{-19}) que le couplage soit symétrique ou asymétrique. L'effet Doppler à l'entrée et à la sortie de la cavité se compensent très bien; La valeur absolue de l'effet aux extrémités de la cavité est 8×10^{-13} .

A 1 g, les atomes sont ralentis au cours de l'interrogation micro-onde et l'effet Doppler aux deux extrémités de la cavité ne se compense pas parfaitement. Le déplacement moyenné sur l'ensemble des trajectoires est voisin de 5×10^{-16} pour les deux types de couplage. Le ralentissement des atomes est d'autant plus important en valeur relative que leur vitesse initiale diminue; cela a pour effet d'accroître le déplacement de fréquence. Pour une vitesse à l'entrée du guide sous coupure de 1 m/s, il atteint 2×10^{-15} . Pour une vitesse initiale plus faible, les atomes ne sortent pas de la cavité. Deux raisons expliquent cette valeur faible en comparaison de l'effet Doppler à l'entrée de la cavité (5×10^{-13} pour une vitesse de 1 m/s): la compensation partielle dans la deuxième partie de la cavité et surtout la faible valeur de la fonction de sensibilité au début et à la fin de l'interrogation micro-onde. L'effet va être

6. Tous les déplacements de fréquence dans ce paragraphe sont donnés en valeur relative

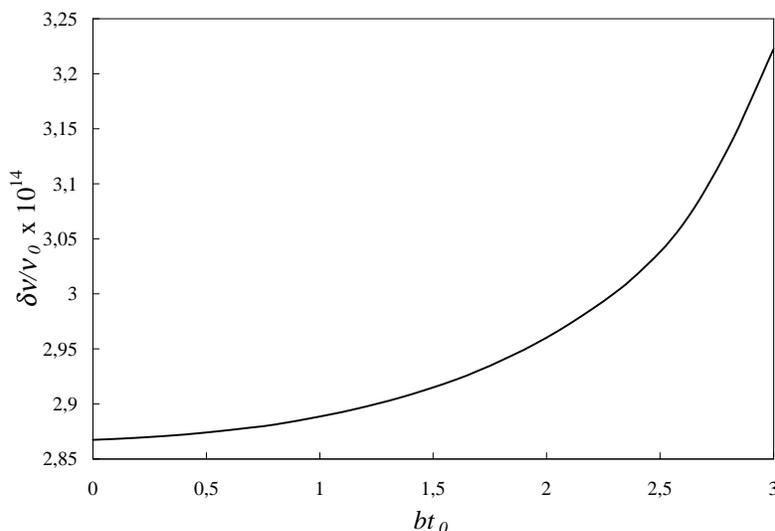


FIG. 3.18: *Déplacement de la résonance atomique sur la trajectoire ($x_i = x_f = z_i = z_f = 0$, $y_i = -y_f = 2,8$ mm) en fonction de l'amplitude du champ micro-onde.*

difficile à mesurer avec le prototype.

Prendre la valeur moyenne du déplacement de fréquence sur toutes les trajectoires revient à considérer un nuage atomique de température infinie. La distribution de vitesse transverse des atomes (caractérisée par une température Θ) et un éventuel défaut de parallélisme entre la vitesse moyenne des atomes et l'axe de la cavité (caractérisé par deux angles α_x et α_y dans les plans X, Z et Y, Z) peuvent être pris en compte en pondérant la contribution des différentes trajectoires possibles. Sans défaut de parallélisme, l'effet de la température est très faible : à 1 g, le déplacement de fréquence à $\Theta = 0$ vaut 92% de l'effet à $\Theta = \infty$. Il reste inférieur à la résolution du calcul à 0 g. À $\Theta = 0$, l'effet d'un défaut de parallélisme n'est notable que si $\alpha_y \neq 0$ et si le couplage est asymétrique. Dans ce cas, à 0 g comme à 1 g, le déplacement de fréquence est linéaire en fonction de α_y pour α_y inférieur à quelques mrad. Il vaut $3,5 \times 10^{-15} \text{ mrad}^{-1}$. Pour une température atomique plus réaliste $\Theta = 2 \mu\text{K}$, la sensibilité au défaut de parallélisme est deux fois plus faible.

Les calculs numériques présentés ici ont été effectués avec une amplitude du champ micro-onde proche de l'optimum : $bt_0 = 2,3$. La dépendance en puissance du déplacement de fréquence est faible, même sur les trajectoires où ce déplacement est important, comme le montre la figure 3.18.

Ces résultats sont tout à fait compatibles avec les performances visées

avec l'horloge spatiale ; si l'on couple la cavité de façon symétrique, le déplacement de fréquence dû au gradient de phase dans la cavité est négligeable en impesanteur. Cela est vrai même pour un temps d'interaction court : 50 ms pour les calculs effectués ici. Plusieurs vérifications devront être faites avant d'affirmer définitivement qu'une cavité TE_{013} peut convenir à l'horloge spatiale. Ces calculs devront être repris en utilisant la carte du champ calculée directement dans la cavité TE_{013} et non déduite de celle calculée dans une cavité TE_{011} . Il faudra surtout que cette carte du champ prenne en compte des dissymétries éventuelles de la cavité : trous de couplage décentrés, conicité, défauts de conductivité... L'étude de l'influence de ces défauts est en cours par M. Aubourg (IRCOM).

3.4.5 Effet des collisions sur la fréquence de l'horloge

La plupart des effets systématiques qui déplacent la fréquence de l'horloge dépendent peu, à priori, de la position dans la zone d'interaction ; c'est le cas en particulier du champ magnétique et du rayonnement de corps noir. On s'attend en revanche à ce que ça ne soit pas le cas pour les effets du gradient de phase du champ micro-onde (dans lequel nous incluons l'effet d'une différence de phase entre les deux zones micro-onde dans le cas d'une interrogation de Ramsey) et des collisions entre atomes froids.

Dans les trois méthodes d'interrogation choisies, le profil d'excitation est symétrique. De par la parité de la fonction de sensibilité, l'effet d'un gradient de phase sur la fréquence de l'horloge est nul au premier ordre (voir le paragraphe précédent).

La situation est différente si l'on s'intéresse à l'effet des collisions entre atomes froids. L'agitation thermique résiduelle entraîne une diminution fondamentalement dissymétrique de la densité atomique au cours de l'interaction micro-onde. Nous allons comparer le déplacement de fréquence de l'horloge dû aux collisions pour les trois méthodes d'interrogation et en particulier sa sensibilité à la puissance micro-onde. Nous supposons que les atomes sont préparés dans l'état $|m_F = 0\rangle$ et que la densité atomique au centre du nuage $n(t)$ évolue en fonction du temps de la manière suivante :

$$n(t) = \left(1 + \frac{v_{rms}^2 t^2}{r_0^2}\right)^{-3/2} n_0, \quad (3.36)$$

où v_{rms} est la vitesse quadratique moyenne d'agitation thermique, r_0 et n_0 le rayon et la densité du nuage atomique au début de l'interaction micro-onde. Cette dépendance temporelle est représentée graphiquement sur la figure 3.19. L'effet des collisions froides sur la fréquence de l'horloge est obtenu très

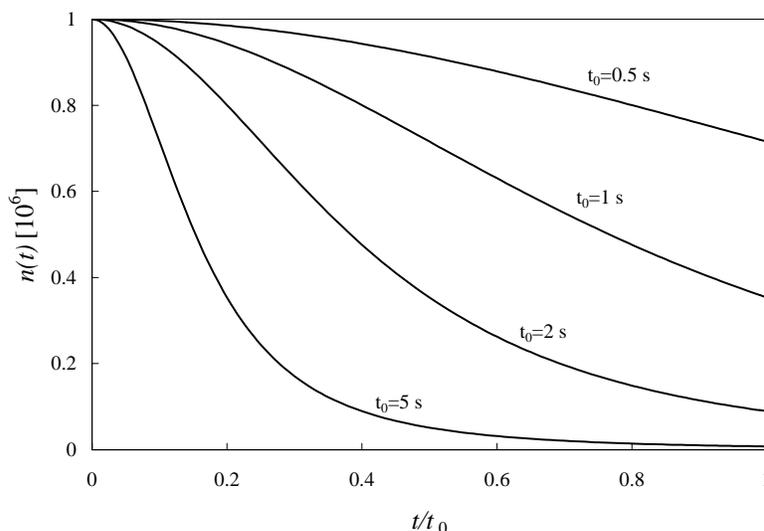


FIG. 3.19: Évolution de la densité atomique au cours de l'interaction micro-onde pour $v_{rms} = 1$ cm/s et $r_0 = 1$ cm.

facilement en utilisant les fonctions de sensibilité calculées précédemment et les équations 1.8 et 3.13. Le résultat, obtenu pour $v_{rms} = 1$ cm/s, est représenté en valeur absolue sur la figure 3.20. Le déplacement de fréquence dépend peu de la puissance micro-onde dans les trois cas. Nous l'avons calculé pour $b_{opt} - 10\% \leq b \leq b_{opt} + 10\%$. Sur cette plage, et pour $t_0 = 5$ s, le déplacement de fréquence varie de 10%, soit 3×10^{-17} , dans le cas TE₀₁₃, de 5%, soit 1×10^{-17} , dans le cas TE₀₁₁, et de 2%, soit 6×10^{-18} , dans le cas Ramsey. La dépendance en puissance micro-onde est d'autant plus faible que le temps d'interaction diminue. Au temps d'interaction optimum du point de vue de la stabilité, $t_0 = 0,5$ s (voir la figure 2.2), la variation n'est plus que 1% (2×10^{-17}) dans le cas TE₀₁₃, 0,5% (2×10^{-17}) dans le cas TE₀₁₁, et 0,2% (3×10^{-18}) dans le cas Ramsey.

Ces résultats sont très encourageants. L'estimation du déplacement collisionnel sera limitée par l'incertitude sur la densité atomique, de l'ordre de 10%, et non par la méthode d'interrogation choisie pour les trois cas étudiés ici. Les trois méthodes semblent compatibles avec une exactitude de 10^{-16} . Les effets dus à la phase seront déterminants pour le choix définitif de la méthode d'interrogation, choix qui est à ce jour difficile à faire faute d'informations précises concernant la sensibilité de la phase du champ micro-onde aux dissymétries de la cavité.

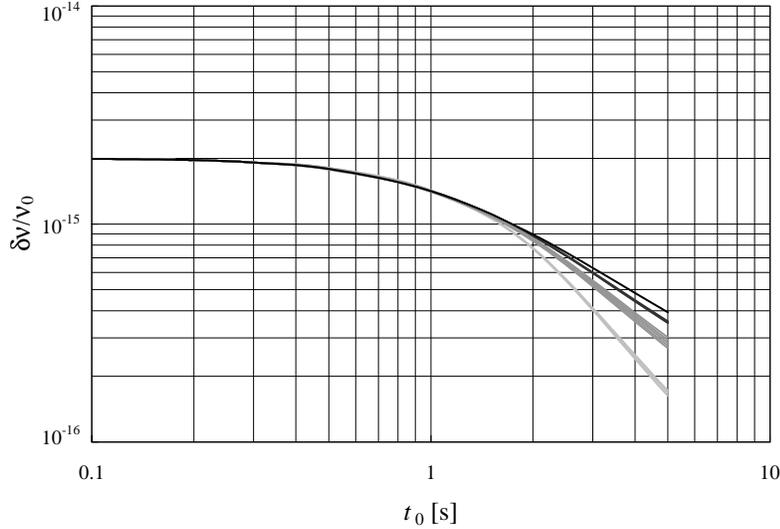


FIG. 3.20: *Déplacement de fréquence dû aux collisions entre atomes froids en fonction de t_0 pour les trois méthodes d'interrogation étudiées. Du plus clair au plus sombre : TE_{011} , TE_{013} et Ramsey ($t_0/t_i = 10$). Le déplacement est calculé pour une puissance micro-onde telle que $b_{opt} - 10\% \leq b \leq b_{opt} + 10\%$; l'épaisseur du trait donne une idée de la dispersion des résultats. En noir, nous avons représenté le déplacement que l'on aurait obtenu si l'horloge n'était sensible qu'à la valeur moyenne de la densité atomique. La densité atomique initiale est 10^6 at/cm^3 .*

3.5 Conclusion

Nous espérons avoir montré dans les deux derniers chapitres qu'il était en principe possible de réaliser une horloge spatiale aux performances inédites. Cette démonstration de principe laisse ouverts un grand nombre de problèmes technologiques. Les problèmes concernant la réalisation de l'horloge proprement dite seront étudiés dans le chapitre 4. D'autres problèmes majeurs, qui n'ont pas été étudiés ici, ne sont pas encore complètement résolus. Nous allons maintenant brièvement les mentionner dans un souci de (quasi-)exhaustivité.

Le problème de l'oscillateur local se pose de manière immédiate. Si, autour de la fréquence du cycle de l'horloge, le bruit flicker de fréquence est le terme dominant du bruit de l'oscillateur local, la limitation qu'entraîne ce bruit sur

la stabilité court terme de l'horloge est de l'ordre de [41, 42, 35]:

$$\sigma_y^2(\tau) \sim 0,25 \sigma_{LO}^2 \frac{t_c}{\tau},$$

où σ_{LO} est la stabilité de l'oscillateur local sur un temps de l'ordre de t_c . Pour $t_c \sim 1$ s, l'objectif d'une stabilité de 10^{-16} par jour impose l'utilisation d'un oscillateur local ayant une stabilité sur une seconde meilleure que 6×10^{-14} . A ce jour, les meilleurs oscillateurs à quartz BVA ont une stabilité estimée entre 7×10^{-14} et 1×10^{-13} sur un temps compris entre 1 et 10 secondes [70, 71]. Les meilleurs oscillateurs diélectriques refroidis à une température voisine de celle de l'azote liquide ont des performances comparables [72]. On peut cependant raisonnablement penser pouvoir disposer prochainement d'oscillateurs spatiaux ayant une stabilité proche de 4 à 5×10^{-14} entre 1 et 10 secondes.

Si l'on souhaite atteindre les performances ultimes de l'horloge avec une température atomique de l'ordre de quelques nK et un temps d'interaction d'une dizaine de secondes, la stabilité de l'oscillateur local doit être meilleure que 3×10^{-15} sur un temps de 10 à 20 secondes. Seuls les oscillateurs diélectriques opérant à la température de l'hélium liquide atteignent ce niveau de performances aujourd'hui [73]. La possibilité d'utiliser ces oscillateurs extrêmement stables pour optimiser les performances d'une horloge à atomes froids spatiale constitue une motivation importante pour étudier leur spatiation à court terme. A ce niveau de performances, il faudra aussi réaliser une chaîne de fréquence qui ne dégrade pas la pureté spectrale de l'oscillateur local.

Les performances de l'horloge spatiale peuvent être mesurées à bord du satellite à l'aide d'un second oscillateur de performances comparables (maser à hydrogène où horloge à ions piégés pour le court terme, seconde horloge à atomes froids pour le moyen et le long terme). Cependant, pour la plupart des utilisations prévues de l'horloge, il est nécessaire de pouvoir transférer sa stabilité de fréquence et son exactitude sans dégradation. Deux méthodes sont possibles : le transfert par lien micro-onde ou par lien optique.

La première permet un transfert de fréquence au niveau de 10^{-14} sur une durée de deux heures en 1976, lors de l'expérience GP-A [21]. Si l'horloge se trouve sur un satellite à basse altitude (station spatiale par exemple), le rapport entre la durée de l'observation sur un passage (~ 300 secondes) et la séparation entre deux passages (1 ou 2 passages par jour) est tel qu'il conduit à des temps d'intégration rédhibitoirement longs si l'on dispose seulement d'un transfert de *fréquence*. La méthode doit être adaptée pour permettre le transfert de *temps*, c'est-à-dire la possibilité de raccorder deux sessions de mesures en mesurant la phase du signal d'horloge à chaque passage du

satellite [74]. Pour permettre la comparaison de fréquence au niveau de 10^{-16} sur un temps d'une journée, la stabilité du transfert de temps doit être d'une dizaine de picosecondes. Plusieurs possibilités, dont aucune n'a encore été testée au niveau de 10^{-16} , sont à l'étude.

Le transfert de temps par lien laser [75] (T2L2) repose sur la datation d'impulsions lumineuses d'une durée d'une centaine de picosecondes pour transférer le temps. Avec une stabilité du transfert de temps de l'ordre de 3 ps par jour et de 10 ps sur 10 jours, cette technique pourrait permettre des comparaisons de fréquence au niveau de 10^{-16} sur un jour de mesures (3×10^{-17} sur 10 jours). Ces performances prévues sont tout à fait compatibles avec nos exigences, mais le lien laser seul risque de ne pas suffire puisqu'il ne peut fonctionner que par beau temps.

Chapitre 4

Le Prototype Avion

4.1 Introduction

Dans les deux chapitres 2 et 3, nous avons montré comment, sur le papier, il était possible de concevoir une horloge spatiale ayant une stabilité par jour d'intégration et une exactitude de 10^{-16} . L'horloge spatiale constitue une étape supplémentaire dans le développement d'horloges utilisant des atomes refroidis par laser. Or, si la fontaine atomique montre actuellement les meilleures performances jamais atteintes par un étalon de fréquence à césium, c'est une expérience de laboratoire qui demeure très loin d'un objet spatial. Le poids total de la fontaine du BNM-LPTF dépasse 2 tonnes, le banc optique comprend des centaines de composants, elle doit fonctionner dans un environnement calme et climatisé... Nous avons donc décidé la construction d'un prototype, première étape vers l'horloge spatiale. A travers ce projet, plusieurs objectifs sont recherchés :

- montrer la faisabilité technologique de l'horloge spatiale. Le prototype a été conçu pour fonctionner en apesanteur, à bord de l'avion ZERO-G du CNES. Il doit pour cela être transportable, donc compact, et très fiable. A bord de l'avion, le but est d'une part de montrer le bon fonctionnement de l'appareil dans cet environnement très perturbé (vibrations, variations de gravité, de température...), d'autre part de montrer l'intérêt de l'apesanteur en enregistrant une frange de résonance plus étroite que sur terre ;
- jeter les bases techniques de l'horloge spatiale. Sa conception s'appuiera sur l'expérience acquise et sur les solutions trouvées avec le prototype ;
- réaliser une horloge terrestre de très hautes performances. Des transformations mineures permettront d'optimiser le fonctionnement du pro-

prototype en présence de gravité. Les performances attendues sont comparables à celles de la fontaine atomique. Transportable, le prototype permettra alors la comparaison d'horloges distantes à un niveau de quelques 10^{-16} qui ne peut être atteint par les techniques de transfert de temps existantes. A ce jour, plus d'une dizaine de laboratoires dans le monde développent des fontaines atomiques. Le prototype pourrait dans un premier temps être le seul à même de les comparer. Par ailleurs, le transfert de temps par lien laser (voir le paragraphe 3.5) devrait être testé lors de la mission ESA-CNES MIR 99 [76], si cette mission n'est pas annulée. Le prototype, transporté près d'une station de tir laser, pourrait être un élément clé dans l'évaluation des performances de cette technique.

La conception du prototype a commencé en 1994. L'expérience a été assemblée en octobre 1996 et a donné ses premiers signaux un mois plus tard. Elle a été testée avec succès en avion au mois de mai 97. Cette réalisation résulte de la collaboration de trois laboratoires : le LPTF, le LKB, le LHA.

Ce chapitre est consacré à la description détaillée du prototype. Les résultats expérimentaux obtenus au laboratoire et dans l'avion sont présentés dans le chapitre 5.

4.2 Description du prototype

4.2.1 Description générale

Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure 4.1. Tout comme la fontaine atomique, le prototype fonctionne de manière séquentielle. Dans une enceinte à ultra-vide où règne une vapeur de césium (quelques 10^{-9} Torr), environ 10^7 atomes sont tout d'abord capturés et refroidis à l'intersection de six faisceaux lasers, dans une mélasse optique [11]. Cette phase de capture dure de 100 à 500 ms, selon le nombre d'atomes que l'on cherche à capturer. En 3 ms, les atomes sont ensuite lancés et subissent une courte phase de refroidissement supplémentaire. Ils subissent l'interaction micro-onde dans une cavité cylindrique utilisée dans le mode TE_{013} . En raison de l'absence de gravité dans l'avion, un seul passage dans la cavité est possible ; le temps d'interaction est fonction de la vitesse de lancement des atomes et de la longueur de la cavité. En présence de gravité, il est limité à 60 ms. Les populations des deux niveaux de la transition d'horloge sont ensuite mesurées par la fluorescence induite par deux faisceaux lasers.

Tous les faisceaux lasers sont produits sur un banc optique séparé, relié au tube horloge par huit fibres optiques, six pour le refroidissement, deux

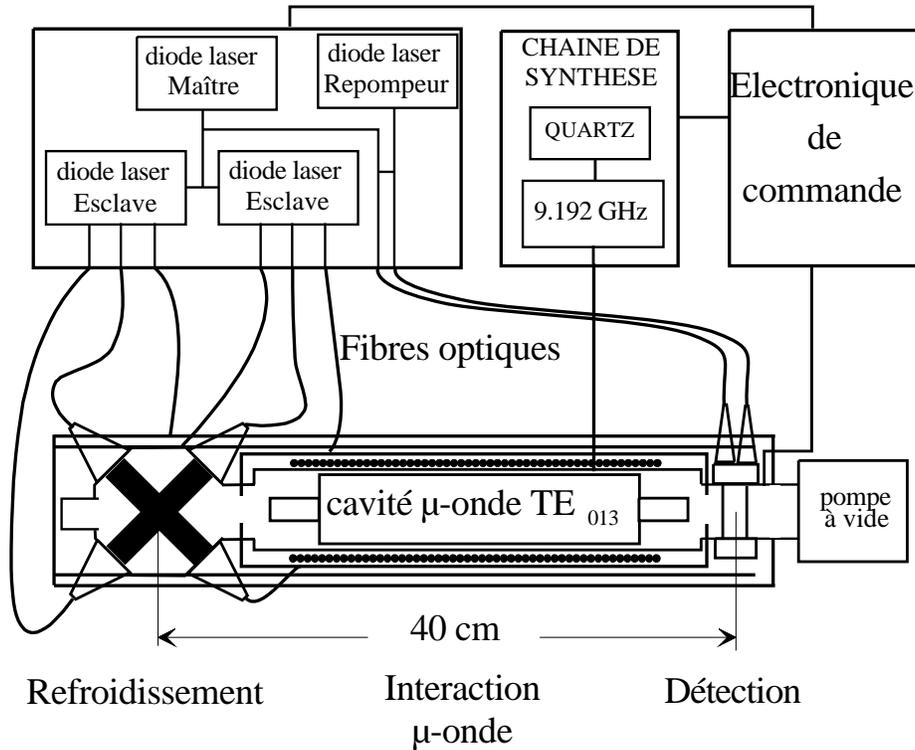


FIG. 4.1: Schéma d'ensemble du dispositif expérimental.

pour la détection. Une chaîne de fréquence synthétise le champ micro-onde à 9,2 GHz à partir d'un oscillateur à quartz ultra-stable à 10 MHz. Un ordinateur génère la séquence temporelle et traite les données expérimentales. Il réalise l'intégrateur numérique qui permet l'asservissement de la fréquence de sortie de la chaîne micro-onde sur la référence atomique.

4.2.2 Manipulation des atomes

Avant d'entrer dans le détail de chacun des composants de l'expérience, il est important de préciser les différentes techniques utilisées pour capturer, refroidir et lancer les atomes. Elles déterminent les fonctions à réaliser par le banc optique, mais aussi la conception du *tube horloge* et de l'électronique de commande.

La capture des atomes est opérée par une mélasse optique à six faisceaux en configuration dite Lin. \perp Lin. [11] (voir la figure 4.2). Les lasers sont ac-

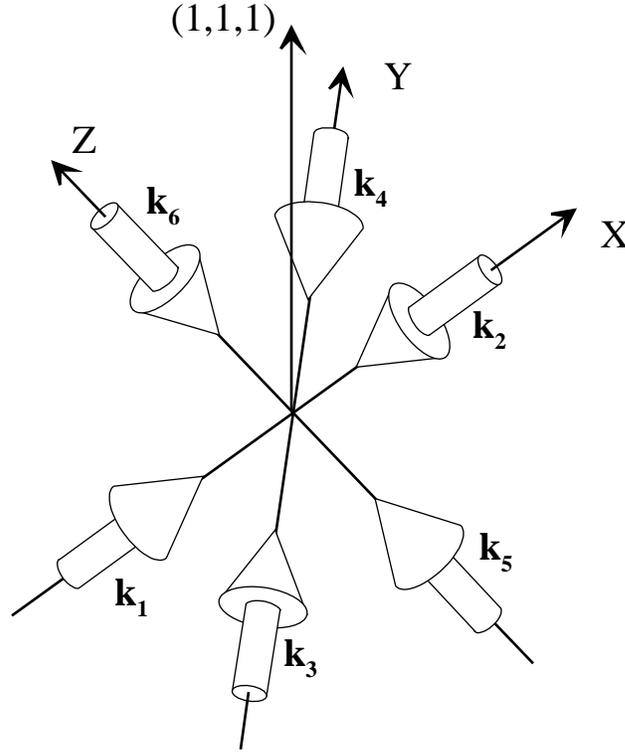


FIG. 4.2: Géométrie des faisceaux lasers dans la zone de manipulation des atomes. Les axes X , Y et Z forment un trièdre rectangle. Les faisceaux sont dans une configuration de polarisation dite *Lin.⊥Lin.* : la polarisation de chaque faisceau est linéaire et orthogonale à celle du faisceau contre-propageant. La polarisation du faisceau 1 est parallèle à l'axe Z , celle du faisceau 2 à l'axe Y et ainsi de suite par permutation circulaire.

cordés 3Γ sur le rouge de la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$ de la raie D_2^1 . Γ est la largeur naturelle du niveau excité. $\frac{\Gamma}{2\pi} = 5,3$ MHz. La géométrie des faisceaux est représentée sur la figure 4.2. Cette méthode de capture est un bon compromis : elle est simple à réaliser expérimentalement et peu sensible aux déséquilibres d'intensité. Elle permet la capture d'un grand nombre d'atomes si les faisceaux ont un diamètre suffisant et surtout ne nécessite pas de champ magnétique transitoire, à proscrire dans une horloge compacte où les zones de capture et d'interaction micro-onde ne sont séparées que de quelques centimètres.

La direction de lancement des atomes est la direction $(1,1,1)$ dans le tri-

1. La structure des niveaux d'énergie atomiques est représenté sur la figure 1.1

èdre défini par les faisceaux (fig. 4.2). La méthode de lancement est appelée mélasse optique en mouvement [3, 77]: elle consiste à créer la mélasse optique non pas dans le référentiel du laboratoire, mais dans un référentiel en mouvement dans la direction de lancement choisie. Pour ce faire, on décale symétriquement la fréquence des faisceaux lasers; la fréquence des trois faisceaux de vecteurs d'onde \mathbf{k}_2 , \mathbf{k}_4 et \mathbf{k}_6 est décalée de $-\delta\nu$, celle des faisceaux contre-propageants de $+\delta\nu$. En raison de l'effet Doppler, le référentiel dans lequel tous les faisceaux sont vus à la même fréquence se déplace à une vitesse \mathbf{v}_l telle que :

$$-\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{v}_l = 2\pi \delta\nu \quad i = 2, 4, 6$$

Les atomes sont donc lancés selon l'axe (1,1,1) de notre trièdre à une vitesse :

$$v_l = \sqrt{3} \delta\nu \lambda \quad (4.1)$$

où λ (852 nm) est la longueur d'onde optique. Pour lancer les atomes à 1 m/s, il faut $\delta\nu = 677,6$ KHz. Dans le référentiel en mouvement, les atomes voient une mélasse optique standard. Pour optimiser l'efficacité du lancement des atomes, le désaccord de la mélasse est ramené à 2Γ pendant la phase d'accélération. Ensuite, pour minimiser la température des atomes, le désaccord est augmenté et l'intensité laser abaissée à la fin de la phase de lancement. Elle est résumée sur la figure 4.3. Les différents paramètres de la séquence temporelle sont ajustés sur le signal expérimental de manière à maximiser le nombre d'atomes détectés à la sortie de la cavité micro-onde (voir le paragraphe 5.2.2).

Notre méthode de lancement présente plusieurs avantages sur celle utilisée dans la fontaine atomique du BNM-LPTF, où les atomes sont lancés dans la direction de propagation de l'une des paires de faisceaux (direction (1,0,0)):

- aucun faisceau ne traverse la cavité micro-onde. Dans la fontaine atomique, le diamètre des faisceaux verticaux est limité à 1 cm par le diamètre des trous aux extrémités de la cavité. Cela réduit le nombre d'atomes capturés par la mélasse optique. L'absence de faisceaux à travers la cavité réduit par ailleurs le risque de déplacement lumineux parasite pendant l'interaction micro-onde si l'extinction des faisceaux n'est pas parfaite (voir l'ordre de grandeur au paragraphe 2.1);
- seule une différence de fréquence doit être synthétisée. Dans la fontaine, le lancement des atomes requiert deux fréquences symétriques autour d'une fréquence centrale. Notre méthode de lancement simplifie à la fois le montage optique et l'électronique de commande.

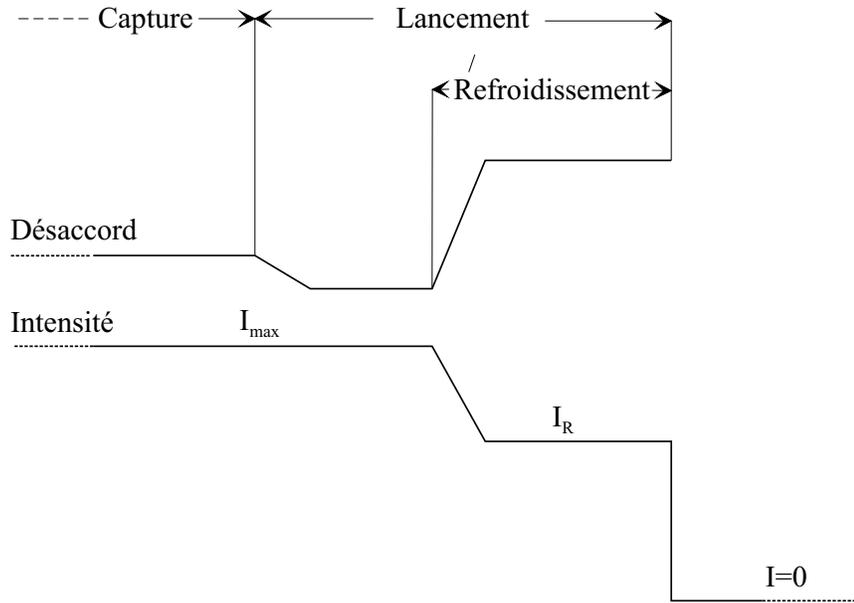


FIG. 4.3: *Séquence temporelle de la manipulation des atomes.*

4.3 Le banc optique

4.3.1 Structure mécanique

Le montage optique est enfermé dans une boîte, séparée du reste de l'expérience de manière à éliminer toute lumière parasite et à protéger les composants optiques. Les parois intérieures de la boîte sont recouvertes d'une mousse assurant une bonne isolation acoustique. Les tolérances angulaires sur les réglages optiques sont de l'ordre de 10^{-4} radian ; il est donc nécessaire d'asservir la température de la boîte contenant le montage optique en vue de son utilisation dans l'avion. À bord, les variations de température ambiante sont d'une dizaine de °C. Les éléments optiques sont vissés sur une plaque en dural de 20 mm d'épaisseur, qui constitue le fond de la boîte. Celle-ci est maintenue à une température de 29°C, asservie par le chauffage de 8 transistors équi-répartis sous la plaque en dural. Le choix de cette valeur de la température est un compromis entre consommation électrique à basse température et dynamique de l'asservissement : réalisé par chauffage uniquement, il ne fonctionne plus dès que la température ambiante approche la température de consigne. Afin de renforcer la rigidité de la boîte optique, la plaque est vissée par l'intermédiaire de 25 entretoises en inox sur un banc optique commercial en structure nid d'abeille. Son revêtement étant en inox,

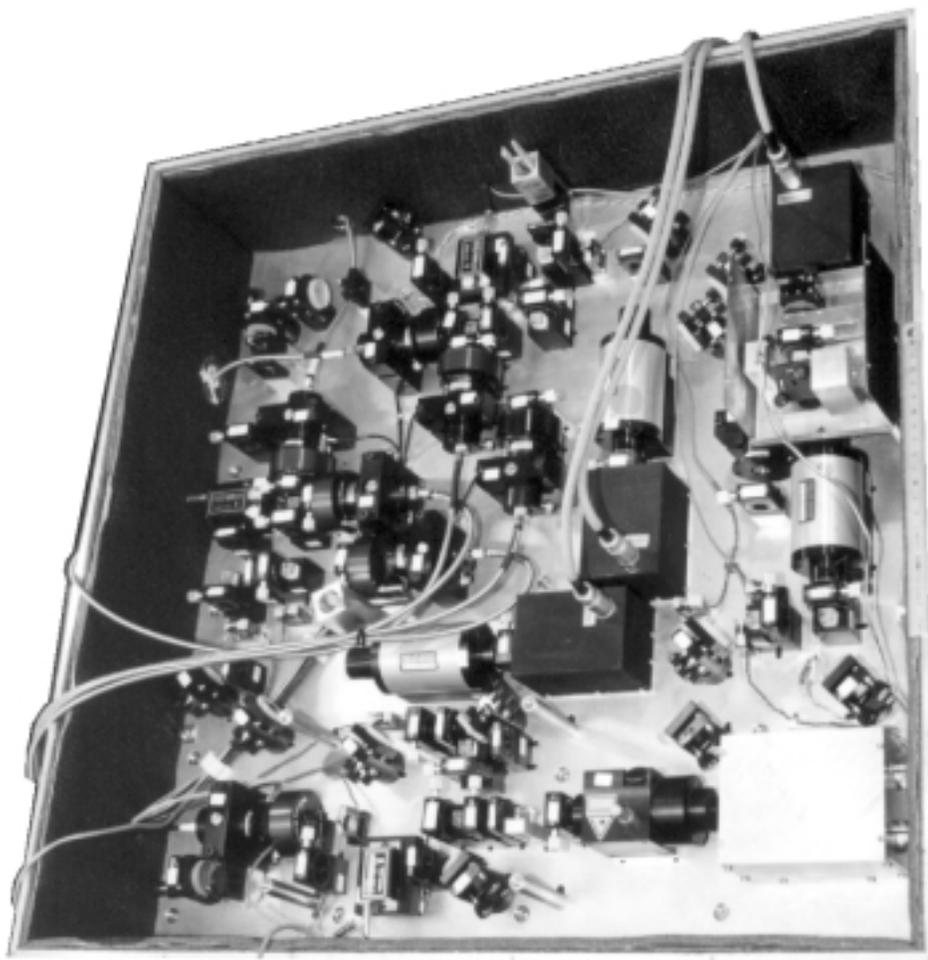


FIG. 4.4: *Photographie du banc optique.*

médiocre conducteur thermique, il n'est pas possible d'asservir efficacement sa température. Les entretoises, de faible conductivité thermique, ont pour fonction de minimiser les contraintes imposées par la dilatation thermique du banc optique commercial. Des feuilles de kapton sont glissées entre les entretoises et la plaque en dural permettent le glissement transverse.

Les dimensions du montage optique, $65 \times 65 \times 15$ cm, ont été considérablement réduites en comparaison de celles de la fontaine atomique. La masse totale de l'ensemble banc+boîte est voisine de 70 kg, dont 80% proviennent de la structure mécanique. Il apparaît donc réaliste de gagner plus d'un ordre de grandeur sur la masse de l'optique pour la version spatiale.

4.3.2 Montage optique

Le montage optique est schématisé sur la figure 4.5.

Quatre diodes lasers à 852 nm (raie D_2 du césium, voir la figure 1.1) génèrent les huit faisceaux nécessaires à l'expérience. Les faisceaux sont guidés vers le tube horloge par l'intermédiaire de fibres optiques monomodes et polarisantes. Ces fibres à cœur elliptique ont la particularité de filtrer une des deux composantes de la polarisation. Elles présentent un intérêt multiple :

- du fait de leur caractère monomode transverse, elles réalisent un excellent filtrage spatial des faisceaux ;
- les réglages optiques à l'entrée et à la sortie de la fibre sont totalement découplés ;
- la polarisation de sortie est d'une pureté remarquable. La composante filtrée est atténuée de 40 dB/m ;
- elles permettent d'asservir la puissance laser de sortie en jouant sur la polarisation du faisceau à l'entrée. Nous avons placé à l'entrée de chaque fibre une lame à cristaux liquides, dont la biréfringence est contrôlée en tension. La puissance laser est ainsi stabilisée en valeur relative à mieux que 10^{-3} avec un temps de réponse d'une dizaine de millisecondes.

Le laser maître est asservi en fréquence sur un pic d'absorption saturée à environ 2 MHz sur le rouge de la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$. Cette fréquence optimise la détection des atomes après l'interaction micro-onde (voir le paragraphe 4.4.5). Une partie du faisceau est couplée directement dans une fibre optique pour la détection des atomes (détection 1 sur la figure 4.5). La puissance de sortie peut être ajustée jusqu'à 6 mW.

L'autre partie du faisceau voit sa fréquence décalée vers le rouge d'une quantité comprise entre 175 et 192 MHz après un double passage dans un

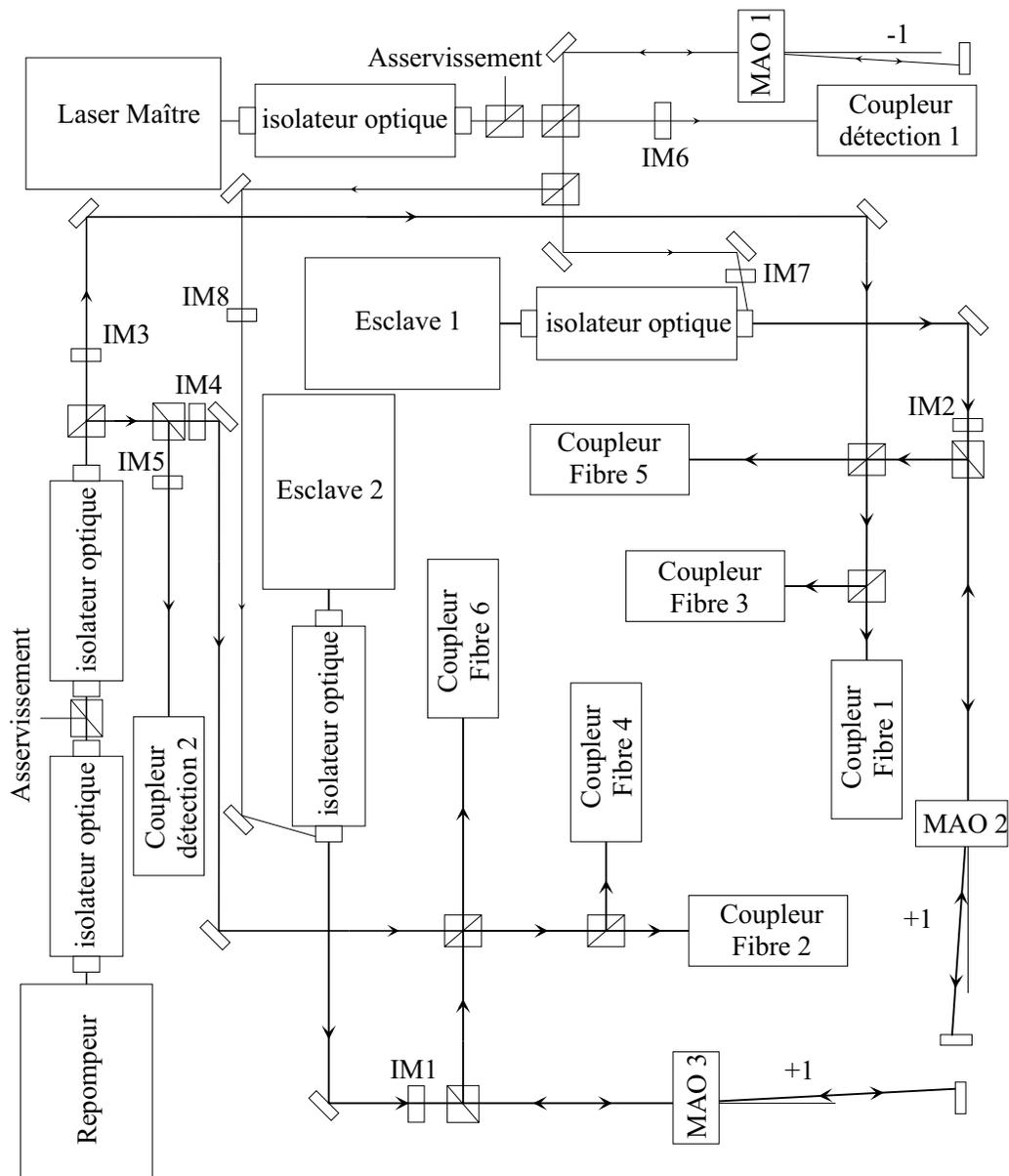


FIG. 4.5: Schéma de principe du banc optique. Les lentilles, les lames quart d'onde et demi-onde, les lames à retard variable ne sont pas représentées. IM 1 à 8 désignent les obturateurs mécaniques. ± 1 désigne l'ordre de diffraction du MAO utilisé.

modulateur acousto-optique (MAO 1). La valeur de ce décalage en fréquence fixe le désaccord de la mélasse entre 2Γ et 12Γ . Le faisceau injecte ensuite deux diodes lasers esclaves (modèle SDL 5432-H1) par réflexion sur le cube polariseur de sortie de leurs isolateurs optiques. Ces lasers produisent les faisceaux de mélasse. Leur puissance de sortie est 150 mW. Après un double passage dans un MAO (MAO2 et 3), chacun des faisceaux esclaves est divisé en trois (fibres 1, 3 et 5 pour un des esclaves, 2, 4 et 6 pour l'autre) et couplé dans les fibres optiques. La puissance maximale à la sortie de chacune des fibres est 13 mW. Les deux MAO augmentent de près de 160 MHz la fréquence des lasers. Ils servent à lancer les atomes en décalant symétriquement leur fréquence de fonctionnement et à contrôler la puissance des faisceaux pendant la phase de refroidissement (voir le paragraphe 4.2.2). Ils permettent également une coupure rapide ($\leq 1\mu\text{s}$) des lasers une fois les atomes lancés.

Une diode laser supplémentaire (modèle SDL 5712-H1), le repompeur, est asservie sur la transition $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$. Il s'agit d'une diode DBR (de l'anglais distributed Bragg reflector). Sa largeur de raie est 3 MHz. Ce laser, très sensible au retour optique, est protégé par deux isolateurs optiques. Une partie de la puissance laser (quelques mW) est prélevée et mélangée aux faisceaux de mélasse 1, 2, 3 et 4. Elle permet d'éviter le pompage optique des atomes dans l'état $|F = 3\rangle$ par excitation non-résonnante de la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ pendant la phase de capture et de refroidissement des atomes. L'autre partie du faisceau est couplée dans une fibre optique (détection 2) pour la détection des atomes dans $|F = 3\rangle$. Sa puissance est ajustée sur le signal atomique pour optimiser la détection.

Pour éliminer toute lumière parasite au moment de l'interaction entre les atomes et la micro-onde, huit obturateurs mécaniques assurent une extinction complète de tous les faisceaux dans les fibres. Ils sont placés de telle manière (voir la figure 4.5) qu'aucune réflexion parasite ne soit couplée dans les fibres quand ils sont en position fermée.

4.3.3 Le laser maître

Le laser maître est un élément très important du banc optique. Pour ne pas détériorer le rapport signal sur bruit à la détection [38, 17], la largeur de raie du laser doit être nettement inférieure à la largeur naturelle de la transition atomique utilisée. Elle doit être de quelques centaines de KHz.

La perspective spatiale impose par ailleurs que le point de fonctionnement du laser ne dérive pas trop sur le long terme. En cas de saut de mode, on ne peut pas compter sur le savoir-faire de l'expérimentateur ; un système entièrement automatique doit être capable de ramener la fréquence du laser sur la transition atomique. Les diodes DBR offrent une solution attrayante

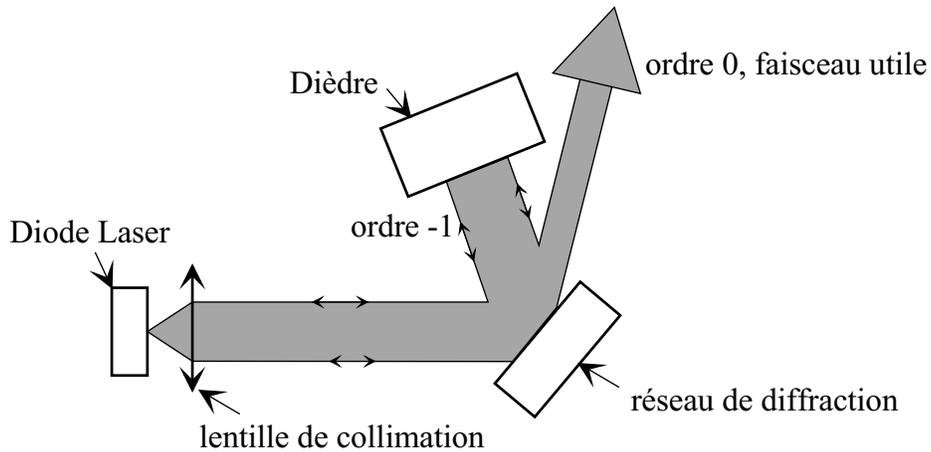


FIG. 4.6: Schéma de principe du laser à cavité étendue (plan horizontal). L'ensemble est monté dans une boîte réglée en température. Ses dimensions sont de l'ordre de $12\text{ cm} \times 8\text{ cm} \times 6\text{ cm}$

de ce point de vue mais leur largeur de raie à ce jour n'est pas compatible avec notre application. Leur extrême sensibilité au retour optique les rend par ailleurs difficiles à utiliser.

Deux systèmes différents ont été étudiés et réalisés pour le prototype : une diode à cavité étendue auto-alignée et une diode DBR à rétro-action optique faible. Elles reposent toutes les deux sur le même principe pour affiner le spectre d'émission de la diode, principe qui consiste à allonger la cavité, où plus précisément à coupler la cavité interne à la diode avec une cavité externe de dimensions macroscopiques. Nous allons les présenter très brièvement ; une étude détaillée du laser DBR à rétro-action optique se trouve dans la thèse de E. Simon [17].

Laser à cavité étendue

Le laser à cavité étendue réalisé pour cette expérience est schématisé sur la figure 4.6. Contrairement au montage de Littrow, l'ordre -1 du réseau de diffraction n'est pas renvoyé directement sur la diode, mais sur un dièdre qui assure l'auto-alignement de la cavité selon la direction où le réseau n'est pas sélectif en longueur d'onde (la direction perpendiculaire au schéma de la figure 4.6). Le laser est ainsi beaucoup plus stable sur le long terme ; la cavité ne s'est jamais dérégulée en plus d'une année de fonctionnement. Des éléments piézo-électriques agissent sur l'angle du dièdre et sur la longueur de la cavité pour un réglage fin de la longueur d'onde d'émission. La fréquence

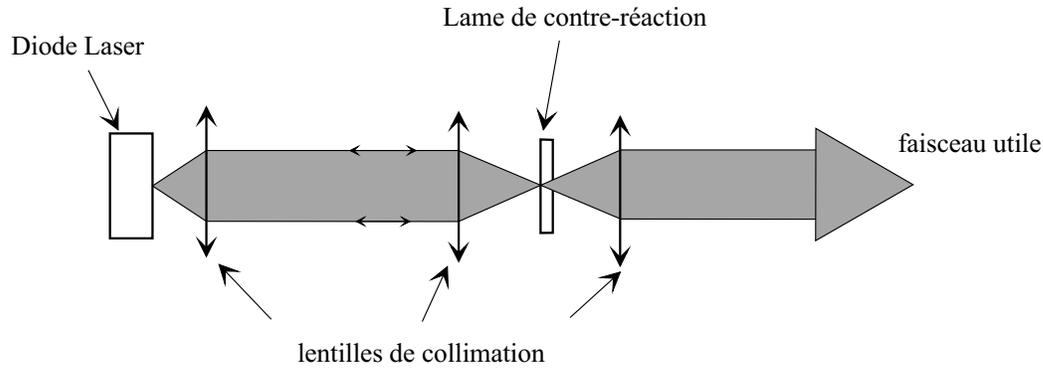


FIG. 4.7: Schéma de principe du montage optique du laser DBR en cavité étendue.

du laser peut être asservie sur une transition atomique en agissant sur le courant de la diode pour les variations rapides et sur les éléments piézo-électriques pour les variations lentes. Un laser très proche de celui présenté ici (le dièdre était remplacé par un œil de chat à une dimension réalisée avec une lentille cylindrique et un miroir plan) a été testé en vol parabolique lors d'une première campagne effectuée en octobre 1994; il avait alors parfaitement fonctionné dans cet environnement.

Diode DBR à rétro-action optique

Le principe de la diode DBR à rétro-action optique est différent de celui du laser à cavité étendue. Ici, l'élément sélectif en longueur d'onde est intégré dans le composant lui-même. La cavité externe est refermée par une lame partiellement réfléchissante (4 %). Le schéma de principe du montage est représenté sur la figure 4.7. Pour assurer l'auto-alignement de la cavité, la face partiellement réfléchissante de la lame est placée au point focal du faisceau laser; l'autre face de la lame est traitée anti-reflet. L'ensemble lame-télescope est collé sur un élément piézo-électrique afin de permettre l'ajustement de la longueur de la cavité. L'asservissement de la fréquence du laser est réalisé de la même manière que pour le laser à cavité étendue.

Performances des deux lasers

Les caractéristiques des deux lasers sont tout à fait compatibles avec notre application, à la fois au laboratoire et dans l'avion [17]. Nous allons ici brièvement les comparer dans le but de déterminer lequel est à priori le plus adapté à une utilisation dans l'espace. Le laser à cavité étendue a un spectre

d'émission plus étroit que la diode DBR (100 KHz contre 500 KHz); le DBR est en revanche plus puissant (une cinquantaine de mW contre une vingtaine de mW). Aucune de ces deux caractéristiques ne constitue un avantage décisif de l'un ou de l'autre laser.

En revanche, l'accordabilité des deux lasers est très différente. Si la puissance du laser n'est pas trop élevée, le mode d'émission du laser à cavité étendue est essentiellement déterminé par la cavité externe; en pratique, on parvient très facilement à accorder continûment le laser sur plusieurs GHz en ajustant la tension appliquée aux éléments piézo-électriques. Le laser DBR se comporte différemment. L'élément sélectif en longueur d'onde se trouvant dans la cavité interne à la diode, le rôle de cette cavité est beaucoup plus important dans le processus de sélection du mode dominant qui résulte alors d'une compétition entre les deux cavités. Les zones de fonctionnement stable du laser sont étroites (~ 300 MHz). En conséquence, le réglage du laser demande un certain doigté pour doser le cocktail subtil entre courant circulant dans la diode et tension appliquée à l'élément piézo-électrique. Cela n'est pas gênant au laboratoire, d'autant plus que la grande stabilité thermique et mécanique du laser fait qu'il reste asservi plusieurs semaines avant d'atteindre les limites de la zone de stabilité. Pour l'utilisation dans l'espace en revanche, l'automatisation de ce réglage serait probablement beaucoup plus délicate que dans le cas du laser à cavité étendue.

4.3.4 Choix des composants optiques

Le banc optique a été réalisé dans un double souci de fiabilité et de compacité. En octobre 1994, une première campagne de vols paraboliques a permis de tester les éléments critiques du montage. Nous avons pu qualifier les supports de miroir, une diode en cavité étendue proche de celle présentée plus haut et le couplage dans les fibres optiques.

La hauteur des faisceaux est aussi basse que possible. Elle est fixée à 38 mm par les isolateurs optiques. Ces isolateurs ne sont pas les plus compacts sur le marché, mais leur ouverture relativement grande (trous de 5 mm) évite d'avoir à focaliser les faisceaux à la sortie des diodes. L'isolation est proche de 40 dB par isolateur.

Le nombre de degrés de liberté est presque minimum. Il n'y a que 14 supports de miroir sur l'ensemble du montage. Les autres réglages micrométriques sont les suivants: une platine de rotation par MAO, un positionneur à quatre degrés de libertés par fibre (2 rotations, 2 translations). Nous avons construit le banc optique en deux étapes: dans une première version, les éléments étaient collés sur la table, ce qui nous a permis de repérer leur position pour le perçage définitif de la plaque en dural. Les trous de fixation

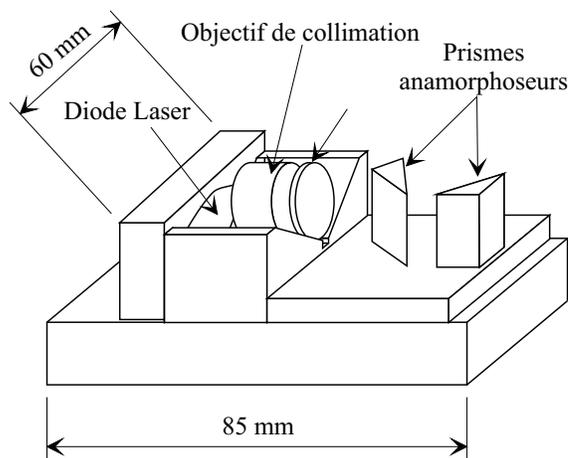


FIG. 4.8: *Supports mécaniques des diodes lasers. Tous les éléments optiques sont collés.*

sont oblongs afin de rattraper les erreurs de mesure éventuelles (quelques millimètres).

Les diodes lasers esclaves et le repompeur sont montés sur des supports mécaniques compacts et rigides (figure 4.8). Chaque diode est vissée sur une pièce rectangulaire elle-même fixée sur une pièce en forme de V. L'objectif de collimation et une lame $\lambda/2$ sont collés sur le V. Les prismes anamorphoseurs à Brewster (d'où l'intérêt de la lame $\lambda/2$) sont intégrés dans le boîtier laser. L'ensemble mesure 60×85 mm.

La partie du banc optique la plus délicate à réaliser de façon compacte est le MAO en double passage sur les faisceaux esclaves. Les contraintes sont les suivantes :

- Après chaque passage dans le MAO, on doit couper l'ordre 0 et maximiser la puissance dans l'ordre 1. Ceci impose que la divergence du faisceau soit nettement inférieure à 16 mrad, angle de séparation entre l'ordre 0 de l'ordre +1 (2 fois l'angle de Bragg), c'est-à-dire $W_0 \geq 100$ microns à chaque passage, où W_0 est le diamètre du faisceau au col (waist).
- Le miroir de renvoi réalise l'auto-alignement du système : il est sphérique et sa distance au MAO est égale à son rayon de courbure. Il doit être suffisamment loin pour assurer la séparation spatiale des différents ordres de diffraction, mais pas trop pour la compacité du système. Nous avons fixé son rayon à 150 mm. L'aller et le retour ne peuvent alors être

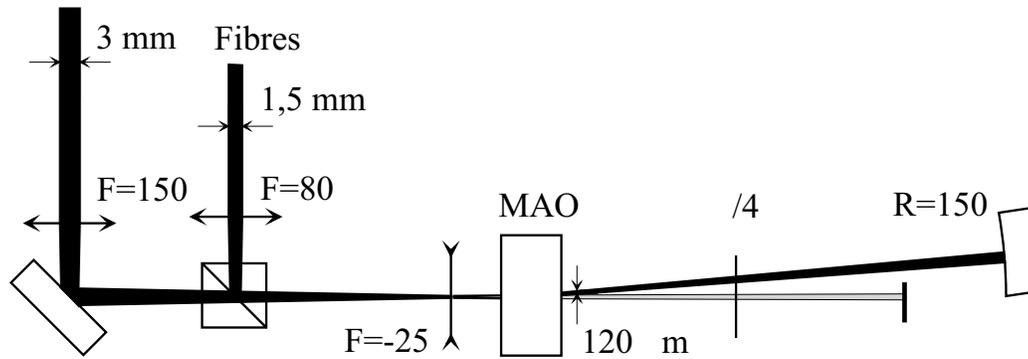


FIG. 4.9: *Montage des modulateurs acousto-optiques en double passage*

symétriques (même waist) que si $W_0 \leq 140 \mu\text{m}$ et si le waist est situé entre le MAO et le miroir de renvoi.

Le waist du faisceau à la sortie de la diode est 3 mm. Le système compact le plus simple pour l'amener dans la gamme des $100 \mu\text{m}$ est constitué de deux lentilles, une convergente et une divergente (on veut le waist derrière le MAO, donc a fortiori derrière la deuxième lentille). Elles ont respectivement une focale de 150 mm et -25 mm. Plus courtes, le réglage serait devenu très critique. Le schéma que nous avons adopté est représenté sur la figure 4.9. Après le double passage dans le MAO, une lentille de focale 80 mm collimate le faisceau. En vue du couplage dans les fibres, son diamètre est alors voisin de 1,5 mm. L'efficacité globale du MAO en double passage est comprise entre 50 et 60 %.

4.3.5 Vers un banc spatial

L'étude de la version spatiale du banc optique a déjà commencé. Il est clair que l'on peut encore gagner un facteur considérable en terme d'encombrement, de fiabilité et de poids.

Le banc a été réalisé avec des moyens de laboratoire et des composants commerciaux uniquement. Comme je l'ai mentionné dans le paragraphe 4.3.1, l'utilisation de matériaux spatiaux simplifierait et allégerait la structure mécanique. Sur les composants eux-mêmes, plusieurs voies se dessinent déjà :

- des diodes lasers de puissance, semblables aux nôtres, ont déjà subi des tests de qualification spatiale, sans, semble-t-il, poser de problèmes particuliers [78];
- la version *pré-spatiale* d'un laser à cavité étendue est à l'étude (société Photonetics);

- sans même attendre l'apparition de nouveaux matériaux qui permettraient la fabrication d'isolateurs optiques miniatures, comme cela se fait à d'autres longueurs d'onde, le simple fait de réduire la taille des faisceaux pourrait résoudre le problème d'encombrement posé par ces composants ;
- la séparation des faisceaux esclaves de 1 vers 3 devrait être réalisée en optique guidée, pourvu que cela soit compatible avec la stabilité de puissance que l'on exige (de l'ordre du % sur le long terme) et avec l'emploi de fibres polarisantes. Des essais sont en cours sur une version prototype.

L'idéal serait que l'ensemble des fonctions optiques soient fibrées. La technologie à 850 nm existante ne permet pas de l'envisager dans un avenir proche.

4.4 Le tube horloge

4.4.1 Description générale

Le tube horloge est le cœur de l'expérience. Il se présente sous la forme d'un cylindre de 1 m de hauteur et de 300 mm de diamètre. Son poids est voisin de 70 Kg. Sur terre, il est vertical. La chambre à ultra-vide est un tube en titane, léger et a-magnétique. Elle est représenté sur la figure 4.10. Le vide est assuré par deux pompes ioniques, l'étanchéité par des joints en indium. La pression résiduelle est de l'ordre de 10^{-8} Torr dans la zone de manipulation des atomes. Il s'agit essentiellement de vapeur de césium. Ailleurs, elle est de quelques 10^{-9} à 10^{-10} Torr, valeur estimée à partir du courant dans les pompes ioniques. La chambre à vide est entourée de trois blindages magnétiques en mu-métal. Un quatrième blindage protège la zone d'interaction entre les atomes et la micro-onde. La réserve de césium est tout en bas de la chambre à vide ; elle est posée sur un module à effet Peltier qui permet de contrôler la pression de césium dans la zone de manipulation des atomes.

4.4.2 Contrôle du champ magnétique

Les quatre blindages en mu-métal (numérotés de 1 à 4 de l'intérieur vers l'extérieur) et trois solénoïdes permettent un contrôle au niveau de 10^{-10} Tesla du champ magnétique dans la zone d'interaction. La réjection par les blindages des fluctuations basses fréquences du champ extérieur est de l'ordre de 10^6 pour la direction axiale au centre des blindages. Elle a été



FIG. 4.10: *La chambre à vide. En fonctionnement, le dispositif est entouré de trois blindages magnétiques supplémentaires. De haut en bas : une pompe ionique (20l/s), la zone de détection, la zone d'interaction (entourée d'un blindage magnétique) et la zone de manipulation des atomes.*

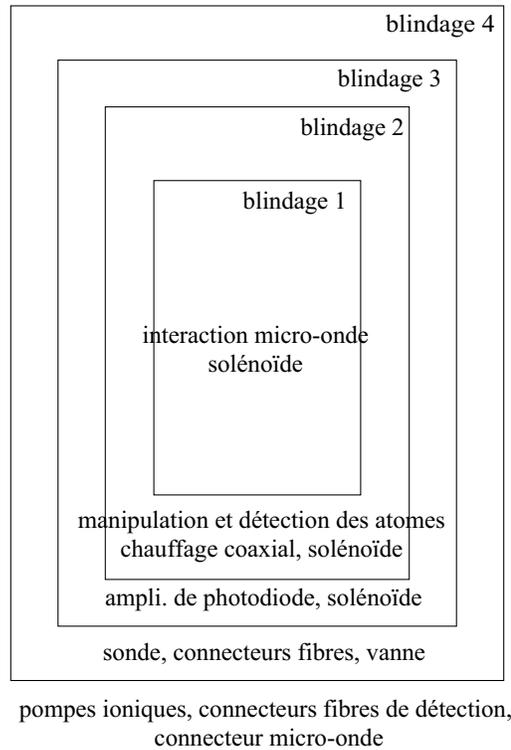


FIG. 4.11: *Disposition des blindages magnétiques et des différents composants du tube horloge.*

mesurée pour un champ extérieur de 10^{-3} Tesla. La réjection des fluctuations du champ transverse, bien supérieure, est au delà de la résolution de nos mesures. La *démagnétisation* du tube horloge est effectuée en passant un courant alternatif dont on diminue progressivement l'intensité dans le tube en titane, isolé électriquement des blindages.

La disposition des blindages magnétiques est schématisée sur la figure 4.11. Le blindage 4 entoure l'ensemble de l'expérience. Seuls les éléments magnétiques sont à l'extérieur : les deux pompes ioniques (et leurs aimants), le connecteur micro-onde et les connecteurs des deux fibres optiques de détection. Ce blindage est protégé contre les chocs par une enveloppe en aluminium. Une sonde de champ magnétique est placée entre les blindages 3 et 4. Elle permet la mesure des fluctuations du champ extérieur en vue de leur compensation active. La réserve de césium, les connecteurs des six autres fibres et les vannes sont également à l'extérieur du blindage 3. Entre les blindages 2 et 3, un long solénoïde permet la compensation du champ extérieur. Les amplificateurs des photodiodes de détection, de mesure de la fluorescence

de la mélasse optique et de mesure de la puissance de faisceaux de détection sont à l'extérieur du blindage 2. Toutes les pièces mécaniques montées à l'intérieur du blindage 2 ont été testées au magnétomètre et génèrent un champ inférieur à 10^{-9} Tesla à 1 cm.

Le blindage 2 entoure tout le trajet des atomes, de la mélasse à la détection. Un long solénoïde produit un champ directeur de quelques 10^{-7} Tesla qui lève la dégénérescence entre sous-niveaux Zeeman au cours du vol libre des atomes. Un autre bobinage, réalisé avec un câble coaxial résistif, permet l'asservissement en température du tube horloge. Plusieurs couches d'isolant entre les blindage 2, 3 et 4 limitent les pertes de chaleur.

Le blindage 1 entoure la zone d'interaction micro-onde. Un troisième solénoïde à l'intérieur du blindage assure la continuité du champ. Il n'est pas parfaitement homogène dans la cavité (cf 5.2.4), du fait de la proximité des trous dans les chapeaux du blindage 1. Il est prévu de rajouter une bobine à chaque extrémité du blindage pour corriger cela. Il est à noter par ailleurs que le chapeau supérieur du blindage 1 est sous vide ; dans la version actuelle, il ne peut pas être démagnétisé.

4.4.3 La zone de manipulation des atomes

La manipulation des atomes (capture, lancement, refroidissement) s'effectue dans un polyèdre en titane, *la boule*, situé dans la partie basse de l'expérience.

Six trous de diamètre 30 mm permettent le passage des faisceaux lasers. Ils sont fermés par des hublots de qualité optique ($\lambda/10$) dont les deux faces sont traitées anti-reflet. Les faces de la boule dans lesquelles sont percés ces trous servent de référence à la direction des faisceaux. Elles permettent de définir la direction de lancement des atomes au niveau de quelques 10^{-4} radian. L'incertitude sur l'angle formé par chaque référence et l'axe du montage est de l'ordre de 10^{-4} radian. L'angle lui-même est un peu plus ouvert (2×10^{-4} radian) que l'angle spécifié au fabricant, ce qui est sans incidence sur la manipulation des atomes².

Les collimateurs de faisceaux (représentés sur la figure 4.12) sont vissés sur les faces de référence. Le diamètre de chaque faisceau est amené à une valeur de 16 mm (à $1/e^2$) avec une lentille de focale 100 mm. La position de la lentille est ajustée par auto-collimation³ : on maximise la puissance couplée dans la fibre après réflexion sur un miroir plan. La lentille est ensuite collée. La résolution de la mesure par auto-collimation n'est pas limitée par

2. Ces deux mesures ont été effectuées par le fabricant lui-même.

3. C'est par cette méthode que sont effectuées toutes les mesures suivantes.

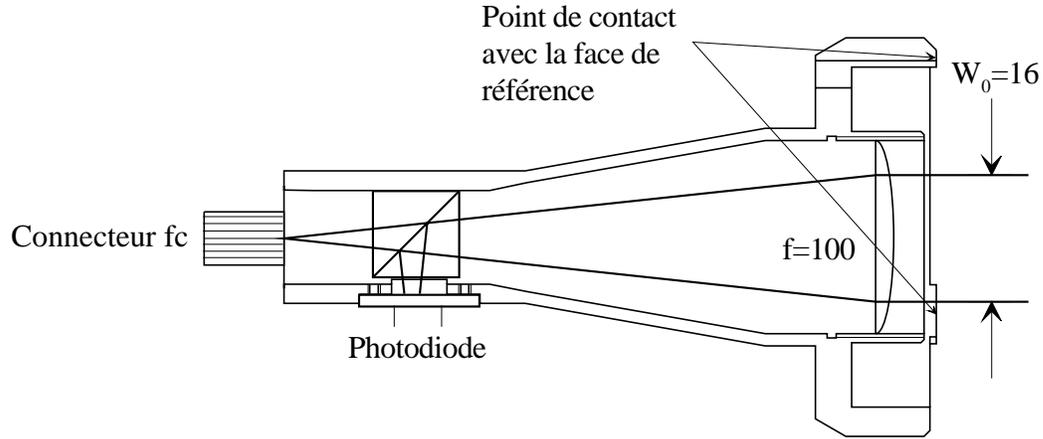


FIG. 4.12: Collimateur de faisceau à la sortie des fibres optiques. Les dimensions sont données en mm.

la diffraction, mais par l'aberration sphérique. La divergence du faisceau à la sortie de la fibre imposerait l'utilisation de doublets corrigés pour s'en affranchir. L'avance de phase à une distance h du centre du faisceau juste après la lentille est donnée par [79] :

$$\Delta = \frac{n^2 - 1 + \frac{1}{(n-1)^2}}{8 f^3 n^2} h^4$$

où n est l'indice du verre de la lentille et f sa focale. Dans notre cas, l'avance de phase pour $h = 8 \text{ mm}$ vaut $1,2 \mu\text{m}$. On voit apparaître des anneaux concentriques, franges d'interférence localisées, à partir d'une dizaine de mètres de propagation libre. Au delà, les anneaux se rapprochent du centre et sont de plus en plus contrastés. La direction du faisceau n'est donc pas bien définie au niveau de quelques 10^{-4} radian, limite de résolution estimée de nos mesures. Toutefois, cette aberration ne constitue pas un problème pour la mélasse optique. Elle n'affecte pas le profil d'intensité des faisceaux lasers au niveau de 1% à 5 cm de la lentille, là où se trouvent les atomes.

Trois points assurent le contact entre le collimateur et la face de référence. La direction du faisceau est ainsi perpendiculaire à cette face à l'incertitude de notre mesure près : pour l'effectuer, le miroir d'autocollimation est plaqué sur les trois points. Chaque fibre optique est maintenue à l'extrémité du collimateur par un connecteur de type F.C. La reproductibilité de la direction d'une connexion à l'autre est excellente. Ce type de connecteurs est habituellement utilisé pour connecter bout-à-bout deux fibres avec très peu de pertes. Des mesures, effectuées avec une photodiode à quatre cadrans,

montrent qu'elle est inférieure à 10^{-4} radian.

En résumé, les faisceaux lasers définissent la direction de lancement des atomes à quelques 10^{-4} radian près. Les fibres optiques ainsi que les collimateurs peuvent être démontés puis remontés ; sans réglage, la reproductibilité de la direction des faisceaux est au niveau de quelques 10^{-4} radian. Cette incertitude est nettement plus faible que la divergence du paquet d'atomes, de l'ordre de 5×10^{-3} radian pour une vitesse de lancement de 4 m/s et une température atomique de $5 \mu\text{K}$.

Les déséquilibres d'intensité laser dans la mélasse optique sont de l'ordre de 1%. Les faisceaux contre-propageants sont superposés à 0,1 mm près. La puissance de chacun est mesurée par une photodiode placée sur le collimateur du faisceau contre-propageant, après réflexion sur un cube polariseur (polarisations lin. \perp lin.). Ce cube est plus stratégique qu'il n'y paraît. Sans lui, une part importante de la puissance serait réfléchiée par la fibre polarisante opposée et poserait sans doute des problèmes pendant la phase de lancement des atomes. Les six photodiodes ont été calibrées relativement à une même photodiode de référence.

Un hublot de diamètre 20 mm permet de mesurer la fluorescence des atomes capturés dans la mélasse optique. Une lentille située derrière le hublot image le nuage atomique sur une photodiode de dimensions $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$. Le grandissement est 1/2. La lentille collecte environ 0,7% de la lumière émise par les atomes. La photodiode (0,5 Ampère/Watt optique) est montée sur un amplificateur transimpédance de gain $5 \times 10^6 \text{ V/A}$. La puissance lumineuse émise par atome est [58] :

$$P = h\nu \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{s+1}$$

où ν est la fréquence des photons et s le paramètre de saturation des atomes. s est donné par [58] :

$$s = \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4}$$

Dans cette dernière expression, Ω est la pulsation de Rabi du couplage atome-laser et δ le désaccord des lasers par rapport à la transition atomique. Ω est proportionnelle à l'intensité laser et vaut Γ pour une intensité de $2,2 \text{ mW/cm}^2$. Pour une puissance optique de 7 mW/faisceau , un désaccord des lasers de 3Γ la puissance de la fluorescence émise par atome au centre des faisceaux est $P = 2 \times 10^{-12} \text{ W/atome}$. Le nombre d'atomes capturés est environ $2,7 \times 10^7$ par volt de signal à la sortie de l'amplificateur.

4.4.4 La cavité micro-onde

Le cavité micro-onde est cylindrique, en cuivre, et mesure 19 cm de hauteur pour un diamètre intérieur de 4 cm. Entre la cavité et la zone de préparation des atomes, un cylindre en graphite empêche la vapeur de césium de migrer vers la partie haute de l'expérience. Cela évite de perturber les atomes par collisions pendant l'interaction et d'induire un excès de bruit à la détection en ajoutant une fluorescence parasite. La cavité est résonnante à la fréquence d'horloge sur le mode TE_{013} . Le facteur de qualité en charge est de quelques milliers seulement, pour éviter une trop grande sensibilité thermique de sa fréquence de résonance et donc de la puissance vue par les atomes. Afin d'éviter les fuites micro-ondes qui viendraient perturber les atomes en dehors de la zone d'interaction, chaque extrémité de la cavité se prolonge par un guide sous-coupure. Leur diamètre vaut 1 cm, leur longueur 5 cm. Des calculs effectués par M. Aubourg (IRCOM) montrent que l'atténuation y est de l'ordre de 50 dB/cm.

Cette cavité a été choisie dans l'idée qu'elle pourrait être la cavité de l'horloge spatiale (voir le chapitre 3). Rappelons ici quels sont ces principaux avantages :

- sa longueur est un bon compromis entre encombrement et temps d'interaction. Les atomes y passent la moitié de leur temps de vol ;
- les trous à chaque extrémité de la cavité peuvent être relativement gros sans trop perturber la distribution d'amplitude et de phase du champ micro-onde. Cela tient au fait que dans le mode choisi, le champ est quasi-nul à l'entrée des guides sous coupure ;
- pour la même raison, les pertes dans les guides sous coupure sont faibles. On s'attend donc d'une part à ce que le gradient de phase longitudinal soit faible, d'autre part à ce qu'il soit symétrique par rapport au centre de la cavité, aux défauts de la cavité près (géométrie, contact électrique entre le corps de la cavité et les fonds...). L'amplitude du champ possède la même symétrie. Cette symétrie de la phase et de l'amplitude du champ le long de la trajectoire des atomes conduit en théorie à une annulation de l'effet Doppler du premier ordre en absence de gravité.

La cavité est alimentée par un guide d'onde situé à l'extrémité d'un câble coaxial. Un couplage évanescent entre la cavité et le guide d'onde est assuré par un trou de diamètre 9 mm situé sur le corps du cylindre, au milieu de la cavité.

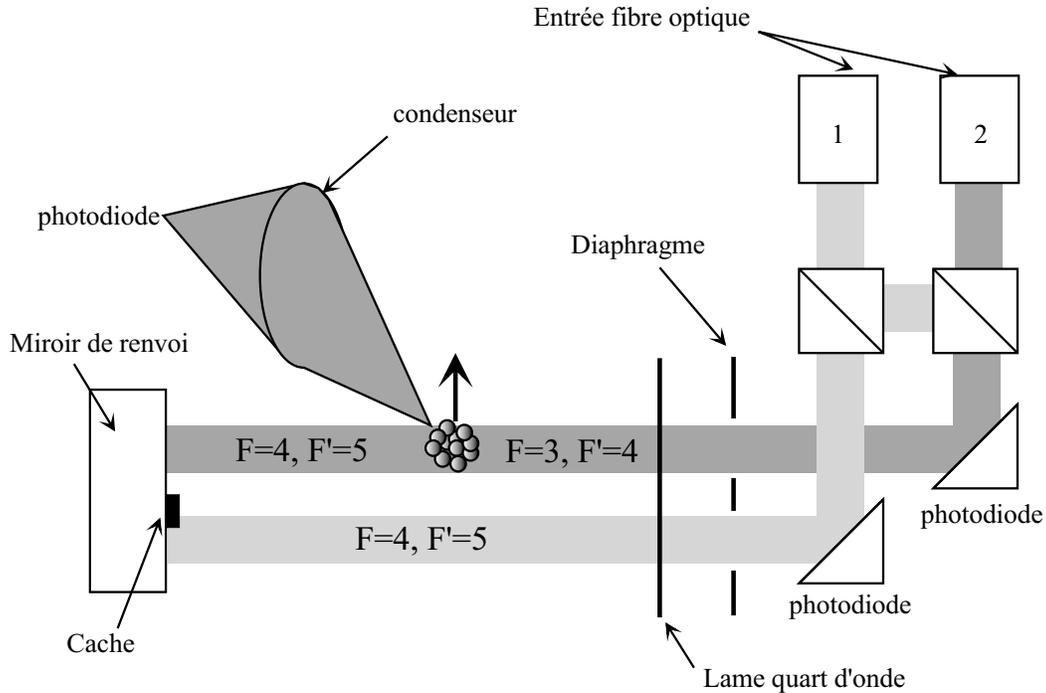


FIG. 4.13: Schéma de principe de la détection des atomes après l'interaction micro-onde.

4.4.5 La zone de détection

La zone de détection est représentée sur la figure 4.13. La méthode de détection est la même que dans la fontaine atomique. Deux fibres optiques sont connectées à la zone de détection. Après collimation, le diamètre des deux faisceaux est 1 cm. Le faisceau issu de la fibre détection 1 est accordé 2 MHz sur le rouge de la transition cyclante $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$. On constate expérimentalement que cette valeur de la fréquence optimise le nombre de photons de fluorescence émis par les atomes à la détection. Sa puissance, quelques mW, est mesurée à la sortie de la fibre et asservie par contre-réaction sur une lame à retard variable située sur le banc optique. Il est séparé en deux : une partie sert à la mesure de la population de l'état $|F = 4\rangle$, l'autre, superposée au faisceau issu de la fibre détection 2, à la mesure de la population de l'état $|F = 3\rangle$. Ce dernier faisceau est résonnant avec la transition $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$. Les deux parties du faisceaux sont diaphragmées par un cache rectangulaire de dimensions 5×10 mm. Leur direction de propagation est parallèle ; elle est perpendiculaire à la vitesse des atomes. Les deux faisceaux sont séparés d'une dizaine de millimètres.

La population des deux niveaux de la transition d'horloge est mesurée en deux temps. Les atomes entrent dans la zone de détection dans une superposition cohérente des deux niveaux de la transition d'horloge. A la traversée du premier faisceau, leur état interne est projeté soit sur le niveau $|F = 4\rangle$, soit sur le niveau $|F = 3\rangle$. Le nombre d'atomes dans le niveau $|F = 4\rangle$ est compté à l'aide de la fluorescence émise dans ce faisceau. Afin d'éviter de pousser les atomes par pression de radiation pendant la détection, le faisceau est rétro-réfléchi, formant ainsi une mélasse optique à une dimension. La lumière est polarisée circulairement ce qui a pour effet de pomper optiquement les atomes dans le sous-niveau Zeeman⁴ $|m = +4\rangle$. La probabilité que l'excitation laser les fasse retomber dans l'état $|F = 3\rangle$ est alors extrêmement faible. Le pompage optique permet d'augmenter le nombre de photons par atomes. Grâce à ces deux techniques, chaque atome diffuse de l'ordre de 10^4 photons de fluorescence au cours de leur passage dans la zone de détection. Une partie de la fluorescence (de l'ordre de 3 %) est focalisée par un condenseur sur une photodiode (0,5 Ampère/Watt optique) montée sur un amplificateur transimpédance de gain 5×10^7 V/A. La partie haute du faisceau n'est pas réfléchi par le miroir de renvoi grâce à la présence du cache représenté sur la figure 4.13 ; une fois détectés dans le niveau $|F = 4\rangle$, les atomes voient une onde progressive. Ils sont expulsés très violemment par pression de radiation. Restent alors les atomes dans l'état $|F = 3\rangle$. Ils traversent le deuxième faisceau, sont pompés optiquement dans le niveau $|F = 4\rangle$ et sont comptés par la même méthode que précédemment.

Une étude complète des sources de bruit à la détection reste à mener. Sans anticiper sur cette étude, nous pouvons signaler quelques caractéristiques de la méthode de détection :

- en comptant le nombre d'atomes dans les deux niveaux de la transition d'horloge, la mesure donne accès à la probabilité de transition. Elle est insensible aux fluctuations du nombre d'atomes ;
- on détecte de l'ordre de 300 photons par atomes. Ce nombre est suffisant pour que le bruit de photons soit négligeable devant le bruit de projection quantique si l'on se place à mi-hauteur de la frange de résonance ;
- le même laser, séparé en deux au dernier moment, est utilisé pour détecter le nombre d'atomes dans les deux niveaux. Cela permet d'être

4. l'axe de quantification choisi ici est parallèle au faisceau de détection, et donc orthogonal au champ magnétique. L'effet de ce champ peut être négligé ici dans la mesure où la fréquence de Larmor (de l'ordre de 1 KHz) est très faible devant le taux de pompage optique (de l'ordre du MHz)

insensible à la partie basse fréquence de son bruit d'amplitude. Une étude de l'effet du bruit de fréquence du laser se trouve dans la référence [17].

Signalons enfin qu'ici, la compacité est à double tranchant. La distance entre les éléments optiques et la zone de passage des atomes est de l'ordre de 10 cm ; la moindre réflexion parasite, la moindre diffusion sur une face d'un cube ou d'une lame peut entraîner une lumière parasite importante. De fait, les fluctuations de lumière parasite sur le signal de détection sont équivalentes à un bruit de l'ordre de 1000 atomes par cycle, nettement supérieur au bruit électronique de l'amplificateur de photodiode (~ 50 atomes par cycle). Avec environ 10^6 atomes dans $|m = 0\rangle$, la limite au rapport signal sur bruit imposée par cette lumière parasite est de l'ordre de 1000. Une deuxième génération de l'optique de détection est en cours d'étude pour réduire cet effet indésirable.

4.4.6 Vers un tube horloge spatial

La plupart des choix importants pour la conception du tube spatial n'ont pas encore été tranchés : type de cavité, possibilité ou non de préparer plusieurs nuages d'atomes froids par cycle, nécessité ou non de symétriser l'horloge à l'instar des horloges à jet thermique...

Quelques remarques s'imposent toutefois : l'essentiel de la masse du tube provient des blindages magnétiques. L'expérience sur les masers à hydrogène spatiaux [21, 80] montre cependant que leur poids peut être réduit. Un facteur important peut facilement être gagné sur la structure en titane, les pompes ioniques...

4.5 La chaîne de synthèse micro-onde

La chaîne de fréquence est schématisée sur la figure 4.14. Le champ micro-onde à la fréquence d'horloge est synthétisé à partir d'un oscillateur à quartz BVA à 10 MHz. Le signal est d'abord multiplié jusqu'à 100 MHz à l'aide d'un multiplicateur de fréquence commercial (société Wenzel). Un deuxième multiplicateur de fréquence l'amène à 9,2 GHz (société Omega). La puissance de sortie est 10 dBm. Le signal est ensuite mélangé aux 7,3 MHz d'un synthétiseur RF piloté par un ordinateur dans un mélangeur à bande latérale unique : la porteuse et la bande latérale à 9,207 GHz sont atténuées de plus de 25 dB à la sortie du mélangeur puis filtrés par la cavité. L'amplitude du signal de sortie est ajustée à l'aide d'un atténuateur piloté en tension. Afin de réduire l'effet de la sensibilité au champ magnétique du quartz et des multiplicateurs

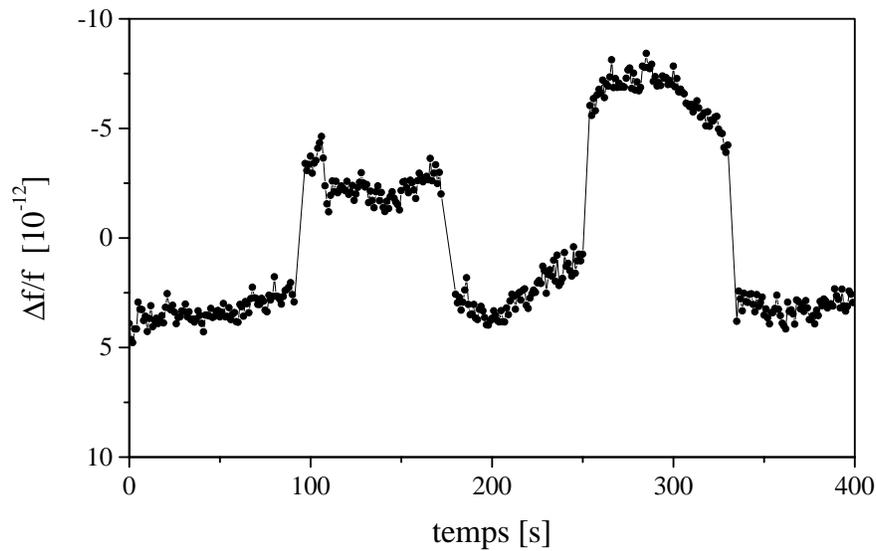


FIG. 4.15: *Mesure effectuée au laboratoire de la sensibilité accélérométrique de l'oscillateur à quartz selon son axe le moins sensible. La fréquence de l'oscillateur est comparée à celle du maser à hydrogène utilisé comme référence. La comparaison s'effectue à 9,2 GHz, chaque point est moyenné 1 s. Les sauts de fréquence correspondent à un retournement du quartz, donc à une variation de 2 g selon l'axe vertical. La sensibilité accélérométrique de l'oscillateur à quartz est de l'ordre de $4 \times 10^{-12}/g$.*

sensibilité accélérométrique est de $4 \times 10^{-12}/g$ (voir figure 4.15), sa stabilité à 1 s est de $1,8 \times 10^{-13}$. La chaîne de fréquence équipée de ce quartz a été testée sur la fontaine atomique. La stabilité de fréquence mesurée était de $1,5 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$, limitée par l'effet Dick [40, 33].

4.6 Électronique et informatique de commande

Un effort de miniaturisation a été réalisé sur l'électronique du prototype. Dans la fontaine atomique, l'électronique occupe trois bâti-racks de 2 mètres de hauteur. Il n'était pas question d'embarquer un système de la sorte dans l'avion. Nous l'avons réduit à six tiroirs 19 pouces, non compris l'ordinateur et le synthétiseur à 7,3 MHz. Deux des tiroirs abritent les alimentations de

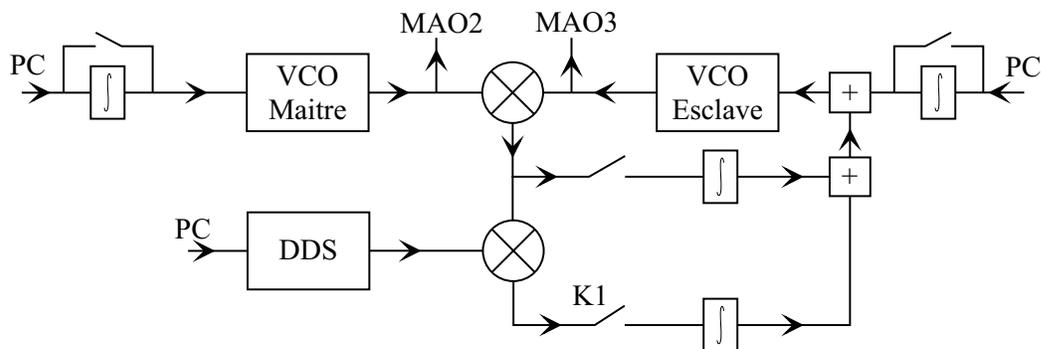


FIG. 4.16: Schéma de principe de l'asservissement de phase des VCO. Pendant la phase de chargement, l'interrupteur $K1$ est ouvert et les autres fermés. Pendant la phase de lancement, c'est le contraire.

l'expérience ; un tiroir les régulations de température et les alimentations de courant des diodes lasers ; un autre l'asservissement de puissance des faisceaux, les interfaces ordinateur-expérience et l'électronique radio-fréquence (RF) pour les MAO ; les deux derniers les asservissements de fréquence du laser maître et du repompeur, de température du tube horloge et les alimentations de la chaîne de fréquence. Je ne vais pas ici décrire par le menu la totalité des cartes électroniques développées pour ce projet, l'essentiel étant standard. Cependant, quelques points peuvent d'être mentionnés.

La réduction de l'encombrement de l'électronique en comparaison avec la fontaine atomique ne résulte pas d'une miniaturisation optimale de toutes les fonctions, mais de quelques modifications assez simples : la synchronisation de l'expérience est entièrement gérée par l'ordinateur et non par des circuits logiques externes, la quasi-totalité des potentiomètres est remplacée ici par des *trimmers*, les connecteurs BNC par des subclics... Au détriment d'une certaine souplesse d'utilisation, nous avons supprimé plusieurs éléments de visualisation en face avant des boîtiers électroniques.

Sur certains éléments critiques, des modifications plus importantes ont été réalisées. Sur les alimentations en courant des diodes lasers et sur les modules de régulation de leur température, les composants ont une faible sensibilité thermique ($\sim 10^{-6}/K$) en vue de l'environnement avion (cf. 5.3.1).

Pendant la capture et de lancement des atomes, la phase relative des deux signaux RF (autour de 80 MHz) qui alimentent les MAO 2 et 3 doit être bien contrôlée : La mélasse optique n'est pas perturbée si les fluctuations de phase sont faibles sur le temps caractéristique d'amortissement des vitesses atomiques, i.e. $\delta\phi \ll \pi$ sur un temps de l'ordre de 100 μs . Pour remplir cette condition, les signaux sont asservis en phase. Deux oscillateurs commandés

en tension (VCO) génèrent les signaux à 80 MHz. La figure 4.16 montre le schéma de principe de l'asservissement pendant les phases de capture et de lancement. Pendant la capture, le battement entre les deux signaux est intégré et rebouclé sur l'entrée du VCO esclave. Au début de la phase de lancement, la boucle est ouverte et les deux VCO balayés symétriquement en fréquence : l'ordinateur impose une tension constante à l'entrée de deux intégrateurs (un par VCO) dont le signal de sortie est sommé à la tension de commande des VCO. Un synthétiseur numérique (DDS), commandé par l'ordinateur, génère un signal à la fréquence $\delta\nu$, jusqu'à 20 MHz. Le battement entre les deux VCO est mélangé au signal de la DDS puis amplifié et rebouclé sur le VCO esclave. La bande passante de l'asservissement est ~ 150 KHz. Si $\delta\nu < 300$ KHz, on commence à voir apparaître des bandes latérales sur le spectre du VCO esclave. La vitesse minimale de lancement des atomes avec cette technique est $\sim 0,5$ m/s.

La spatialisation de l'électronique et de l'informatique de l'horloge n'apparaît pas a priori comme un point dur du projet.

Chapitre 5

Résultats expérimentaux

5.1 Introduction

Le prototype a été assemblé complètement en octobre 1996. Nous avons observé les premiers signaux expérimentaux quelques semaines plus tard. Les premiers mois de fonctionnement avaient pour objectif principal la préparation des vols à bord de l'avion zéro-g du CNES. La deuxième partie de ce chapitre synthétise les résultats obtenus lors de la campagne de vols paraboliques, qui s'est déroulée à la fin du mois de mai 1997: nous avons montré d'une part que le prototype était facilement transportable; d'autre part qu'il fonctionnait relativement bien dans un environnement très hostile en comparaison avec un environnement de laboratoire; enfin, que l'impesanteur permettait de réduire la largeur de la résonance atomique et par conséquent devrait conduire à une amélioration des performances de l'horloge dans l'espace.

La première partie du chapitre résume les résultats, encore très préliminaires, obtenus au laboratoire. Nous avons testé les différentes fonctions de manipulation des atomes et enregistré les premiers signaux de résonance atomique. L'évaluation des performances métrologiques du prototype est un travail long qui demandera des modifications de l'expérience et en particulier sa transformation vers une fontaine atomique. Seules des mesures préliminaires ont pu être menées jusqu'à présent.

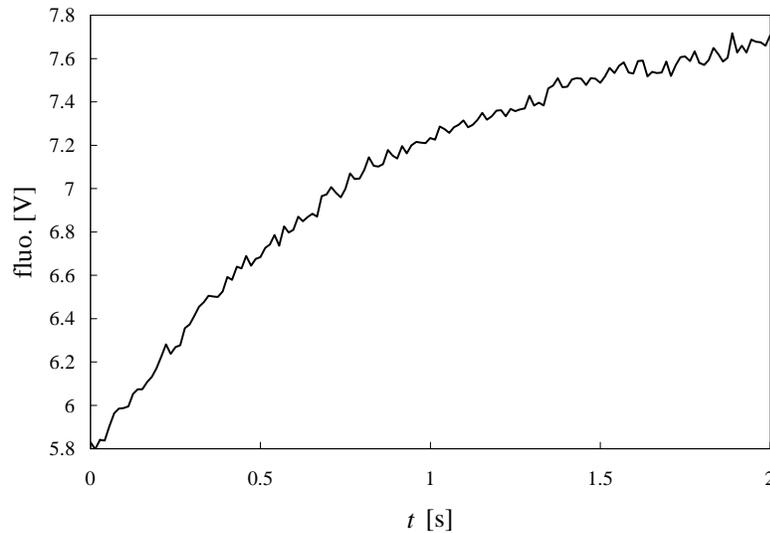


FIG. 5.1: *Fluorescence des atomes capturés dans la mélasse optique. A $t=0$, les faisceaux lasers sont allumés. Leur puissance est de 7 mW par faisceau. Le désaccord de la mélasse est 3Γ .*

5.2 Résultats terrestres

5.2.1 Capture des atomes froids

Le chargement de la mélasse optique est mesuré par la fluorescence des atomes capturés (cf 4.4.3). On en déduit à un facteur 2 près, le nombre d'atomes froids. L'incertitude sur cette mesure résulte de trois facteurs :

- incertitude sur l'efficacité de collection des photons de fluorescence en raison de l'extension spatiale de la mélasse ;
- incertitude sur la répartition des atomes dans les faisceaux lasers et donc sur l'intensité lumineuse vue par chaque atome. Nous avons prévu d'installer une caméra pour mesurer ce paramètre, qui donne accès à la densité atomique et donc au déplacement collisionnel.

Cette mesure s'effectue par ailleurs sur un fond très important de fluorescence de la vapeur environnante. Un signal de chargement typique est reproduit sur la figure 5.1. Le fond de fluorescence est de $5,8\text{ V}$, le signal d'atomes froids de $1,8\text{ V}$, ce qui correspond à environ 5×10^7 atomes capturés en un temps de chargement de 2 s . La lumière parasite est de quelques centaines de mV. La constante de temps du chargement, de l'ordre de 1 s , résulte d'une

compétition entre la capture et la fuite des atomes. Les pertes proviennent des collisions avec les atomes chauds de la vapeur d'une part, de l'extension finie des faisceaux lasers d'autre part : les atomes sont libres s'ils atteignent le bord des faisceaux au cours de la marche aléatoire caractéristique de leur mouvement Brownien dans la mélasse optique.

5.2.2 Lancement des atomes

Un grand nombre d'informations sur le fonctionnement de l'expérience est donné par le signal de fluorescence des atomes à leur passage dans la zone de détection (signal de temps de vol). Un signal expérimental typique¹ est reproduit sur la figure 5.2. Il permet tout d'abord de mesurer de manière très précise la vitesse de lancement v_l des atomes si elle est suffisamment faible. Si la vitesse est trop élevée ($v_l > 3$ m/s), les atomes ne passent qu'une fois dans la zone de détection. Il faudrait alors connaître avec précision leur position au moment où les lasers sont coupés pour déduire leur vitesse initiale. Quand $v_l \leq 3$ m/s, le nuage atomique n'atteint pas le sommet du tube à vide. Si le faisceau de détection est coupé pendant que les atomes montent, ils rebroussement chemin sous l'effet de la gravité et, à la descente, passent une deuxième fois dans la zone de détection. Il est alors possible de les détecter soit à la montée, soit à la descente. Pour effectuer cette mesure, seul le faisceau prévu pour la détection des atomes dans $|F = 3\rangle$ est utilisé ; à la montée comme à la descente, les atomes sont détectés avec le même faisceau sonde. Quand $v_l \leq 2,8$ m/s, les atomes n'ont pas assez d'énergie cinétique pour atteindre la zone de détection. La plage sur laquelle la mesure est possible est donc $2,8 \leq v_l \leq 3$ m/s. Soient t_1 et t_2 les temps moyens de passage dans la sonde à la montée et à la descente ; la vitesse atomique moyenne à l'instant où les faisceaux de la mélasse en mouvement sont coupés est donnée par :

$$v_l = \frac{1}{2}g(t_1 + t_2),$$

où g est l'accélération de la pesanteur. Quand on fixe $\delta\nu = 2,033$ MHz, ce qui correspond à $v_l = 3$ m/s selon l'équation 4.1, on mesure $t_1 = 202,6$ ms et $t_2 = 410$ ms. On en déduit $v_l = 3,005$ m/s, en très bon accord avec l'équation 4.1. Cette mesure permet de vérifier qu'il n'y a pas d'effet incontrôlé qui perturbe le lancement des atomes. Quand $v_l > 3$ m/s, les atomes atteignent les parois du tube à vide ; ils sont adsorbés et perdus. Ils ne passent alors qu'une fois dans la zone de détection et une mesure similaire n'est pas possible. On vérifie

1. En réalité, nous observons deux signaux de ce type décalés de quelques ms. Ils correspondent à la mesure de la population des deux niveaux de la transition d'horloge.

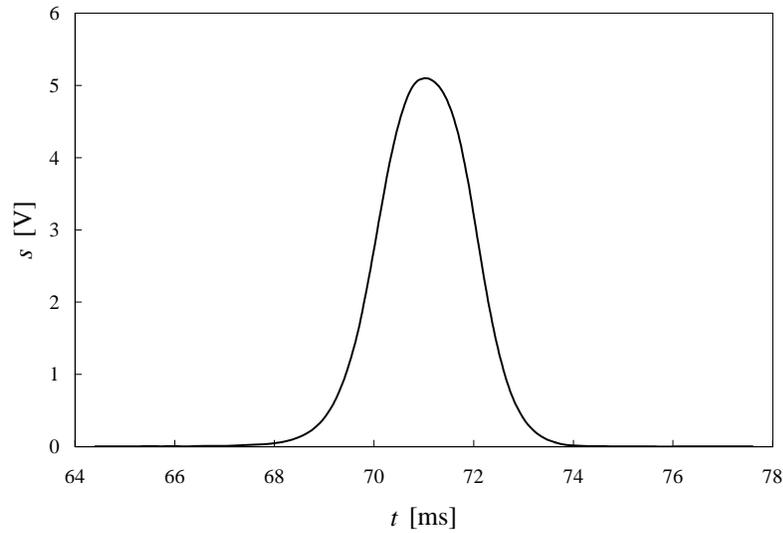


FIG. 5.2: *Signal de temps de vol enregistré pour $v_l = 6$ m/s. Les faisceaux lasers sont éteints à $t=0$. Le bruit haute fréquence est éliminé par un filtrage à 10 KHz. La fréquence d'échantillonnage est 50 KHz.*

cependant que l'ordre de grandeur du temps d'arrivée est celui attendu. Nous supposons donc dans la suite que quelque soit la vitesse de lancement, cette vitesse est celle prédite par l'équation 4.1.

Le lancement des atomes s'effectue en deux temps (voir le paragraphe 4.2.2) : une phase d'accélération de durée t_a et une phase de refroidissement de durée t_r précèdent l'extinction des faisceaux. Les désaccords de la mélasse mouvante pendant ces deux phases sont respectivement 2Γ et 12Γ , valeurs qui permettent de minimiser la durée de la phase d'accélération et la température à l'issue de la phase de refroidissement. Les valeurs de t_a et t_r optimales du point de vue du nombre d'atomes détectés sont respectivement 1,4 ms et 1,7 ms pour $v_l = 4$ m/s, vitesse de lancement utilisée en fonctionnement normal du prototype au laboratoire. Ces valeurs résultent d'un compromis illustré par la figure 5.3. Nous y avons reporté le nombre d'atomes détectés en fonction de t_a pour $t_r = 1,7$ ms. Les atomes s'accroissent progressivement autour de la vitesse de lancement. Pour $t_a = 1,5$ ms, un maximum d'atomes est accéléré. Au delà, les atomes dans la partie haute du nuage atomique commencent à sortir des faisceaux de mélasse optique pendant la phase de refroidissement et sont perdus. De même, si t_r est trop court, la température des atomes n'atteint pas l'optimum. Une partie des atomes ne sort pas de la cavité du fait de leur agitation thermique. Si t_r est trop long, les atomes

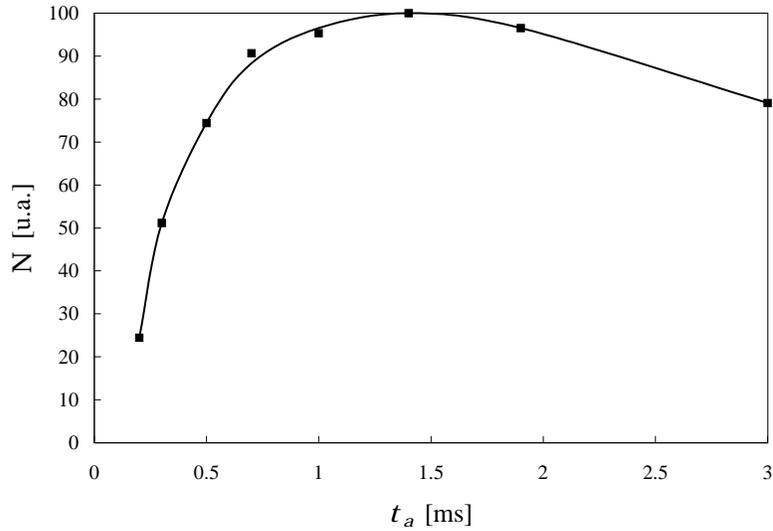


FIG. 5.3: Nombre d'atomes détectés en fonction de la durée de la phase d'accélération t_a pour $v_l = 4$ m/s et $t_r = 1,7$ ms.

commencent à sortir des faisceaux avant que ceux-ci ne soient coupés.

Il est difficile de déterminer de manière absolue l'efficacité de lancement. L'intégrale du signal de temps de vol donne le nombre d'atomes traversant le faisceau sonde par un calcul analogue au calcul de la fluorescence des atomes dans la mélasse optique effectué au paragraphe 4.4.3. Les incertitudes sur les deux mesures du nombre d'atomes sont du même ordre de grandeur. Le nombre d'atomes déduit du signal représenté sur la figure 5.2 est 8×10^6 contre $2,3 \times 10^7$ déduit de la mesure dans la zone de capture, après 500 ms de temps de chargement. On s'attend à ce que seuls 40% environ des atomes capturés passent à travers les trous de la cavité (voir ci-dessous la mesure aboutissant à cette estimation). On devrait alors détecter 9×10^6 atomes à la sortie de la cavité. Le désaccord est dans les barres d'erreur des deux mesures. Cependant, le nombre d'atomes contribuant au signal de temps de vol dépend peu de la vitesse de lancement (voir la figure 5.4) si $v_l \geq 4$ m/s. Cela est une indication que l'efficacité de lancement est proche de 1. Si tel n'était pas le cas, il est vraisemblable que les pertes augmenteraient de manière sensible avec la vitesse de lancement. Quand $v_l \leq 4$ m/s, le nombre d'atomes détectés décroît avec la vitesse de lancement. Cela est dû à l'augmentation du temps de vol libre avant le passage des atomes dans la sonde. Le défaut de verticalité de l'expérience et l'agitation thermique résiduelle entraînent des pertes de plus en plus importantes quand la vitesse de lancement diminue. Une partie

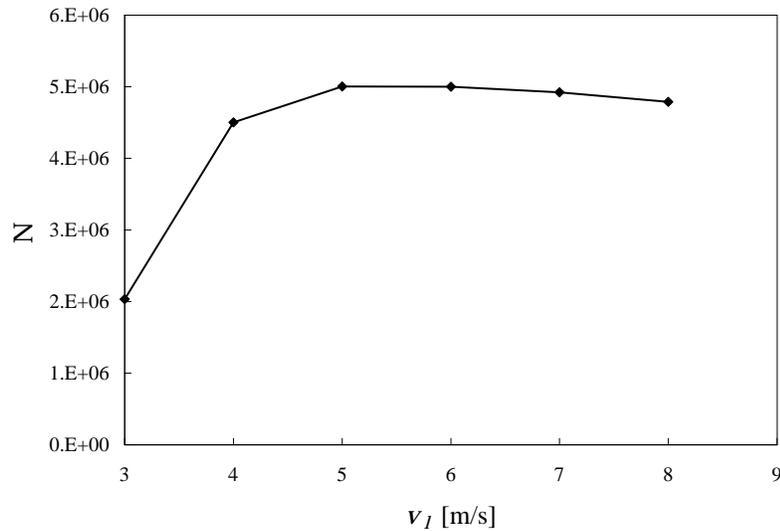


FIG. 5.4: Nombre d'atomes détectés à la sortie de la cavité en fonction de la vitesse de lancement. Pour $5 \leq v_l \leq 8$ m/s, le nombre d'atomes dépend très peu de la vitesse de lancement. Sur cette plage, il varie de moins de 5%.

des atomes ne sort plus de la cavité.

Le nombre d'atomes détectés est très stable sur le court terme. L'écart type de ses fluctuations est de l'ordre de 2×10^{-4} en valeur relative d'un cycle à l'autre. Sur des temps d'intégration plus longs, de l'ordre de quelques minutes, on observe une dérive du nombre d'atomes, probablement due aux variations de pression de la vapeur de césium dans la zone de capture, très sensible aux moindres fluctuations de température. Le rapport signal sur bruit de la mesure de fluorescence dans la zone de capture n'est pas suffisant pour détecter ces variations de pression et ainsi confirmer cette hypothèse. Pour le fonctionnement optimum du prototype en tant qu'étalon de fréquence, il sera possible de corriger le temps de chargement afin de réaliser un asservissement numérique du nombre d'atomes. Cela permettra de minimiser les variations du déplacement collisionnel sur le long terme.

5.2.3 Distribution de position et de vitesse des atomes

La forme du signal de temps de vol permet d'estimer la distribution de position et de vitesse des atomes dans la mélasse optique. Le temps de passage des atomes dans la sonde est de quelques millisecondes, temps pendant lequel la forme du nuage atomique n'évolue pas. Le signal réalise une photographie

de la distribution spatiale des atomes selon l'axe vertical, après un temps de vol libre T . Il est donné par :

$$s(t) \propto \int_{z=-\infty}^{+\infty} p(z)\rho(z - tv(T), T) dz. \quad (5.1)$$

$p(z)$ est la puissance de fluorescence émise par un atome à l'altitude z (de l'ordre de 1×10^{-12} W dans la sonde). Dans notre cas, $p(z)$ est proportionnelle à la fonction rectangle. $\rho(z, T)$ est la densité atomique intégrée selon les axes x et y et $v(T)$ la vitesse moyenne des atomes dans la zone de détection. Par déconvolution du signal de temps de vol, on retrouve $\rho(z, T)$.

$\rho(z, T)$ évolue sous l'effet de l'agitation thermique résiduelle des atomes. Si la vitesse de lancement des atomes est suffisamment grande ($v_l \geq 4$ m/s), le temps de vol libre est trop court pour que le nuage atomique se déforme de façon significative entre la coupure des faisceaux de mélasse et le passage dans le faisceau sonde. Nous en déduisons la distribution des atomes selon l'axe vertical dans la mélasse optique. Les mesures à $v_l = 4, 5, 6$ et 8 m/s donnent le même résultat à 5% près : la distribution est gaussienne avec un rayon à 1σ de $4,6 \pm 0,1$ mm. Nous avons représenté celle obtenue pour $v_l = 6$ m/s sur la figure 5.5. Les ailes de la distribution sont légèrement asymétriques. Cela pourrait provenir du déséquilibre résiduel entre les intensités lasers. Le rayon de la mélasse optique est voisin du rayon des trous de passage des atomes aux extrémités de la cavité (5 mm). Le nuage atomique est tronqué transversalement à son passage dans la cavité ; en supposant que la densité atomique est isotrope, seuls environ 40% des atomes lancés sont détectés.

Le rayon du nuage atomique est également très proche du rayon des faisceaux lasers (4 mm à 1σ). En fonction de leur position dans le nuage, les atomes voient donc des intensités très différentes. Il en résulte une inhomogénéité de la température atomique. La distance d parcourue par le centre du nuage atomique pendant la phase de lancement est reliée au temps moyen t_1 d'arrivée dans la zone de détection :

$$d = H - v_l t_1 + \frac{1}{2} g t_1^2.$$

L'origine des temps est prise au moment où les lasers sont coupés. H , la distance entre le centre du faisceau de détection et le centre des faisceaux de mélasse vaut 41,5 cm. Pour $v_l = 3$ m/s, $t_a = 1,9$ ms et $t_r = 1,7$ ms, nous mesurons $d = 8$ mm. Compte tenu de l'angle entre les faisceaux et la verticale, l'intensité lumineuse au centre du nuage atomique à la fin de la phase de lancement vaut 40% de l'intensité au centre des faisceaux. La température atomique est proportionnelle à l'intensité laser [81, 11]. En conséquence, la

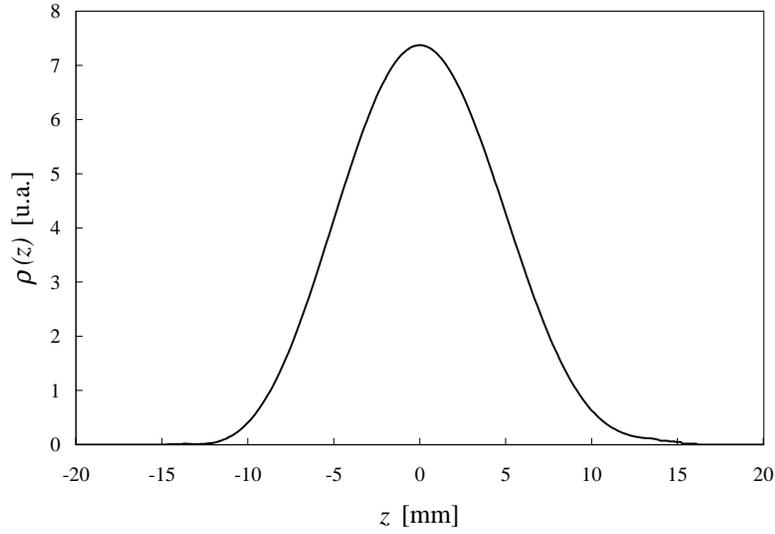


FIG. 5.5: *Distribution de position des atomes dans la mélasse optique déduite du signal de temps de vol pour $v_l = 6$ m/s.*

partie haute du nuage atomique est plus froide que la partie basse. Cela explique la dissymétrie croissante du signal de temps de vol au fur et à mesure de l'augmentation du temps de vol libre. Sur la figure 5.6, nous avons reporté la distribution de position des atomes après un temps de vol libre de 410 ms, pour $v_l = 3$ m/s.

La corrélation entre position et température dans la mélasse optique rend difficile une évaluation précise de la distribution de vitesse atomique à l'aide de la forme du signal de temps de vol. Pour évaluer l'ordre de grandeur de la largeur de la distribution de vitesse, nous négligerons cette corrélation, définissant ainsi une température effective Θ_{eff} . Le rayon à 1σ de la distribution de position des atomes évolue alors selon :

$$r(T)^2 = r(0)^2 + (v_{r.m.s}T)^2, \quad (5.2)$$

où $v_{r.m.s}$ est la vitesse quadratique moyenne d'agitation thermique des atomes, reliée à Θ_{eff} par :

$$v_{r.m.s} = \sqrt{\frac{k_B \Theta_{eff}}{m}}. \quad (5.3)$$

k_B est la constante de Boltzmann et m , la masse d'un atome de césium. Le résultat de différentes mesures de Θ_{eff} est reporté sur la figure 5.7. Ces

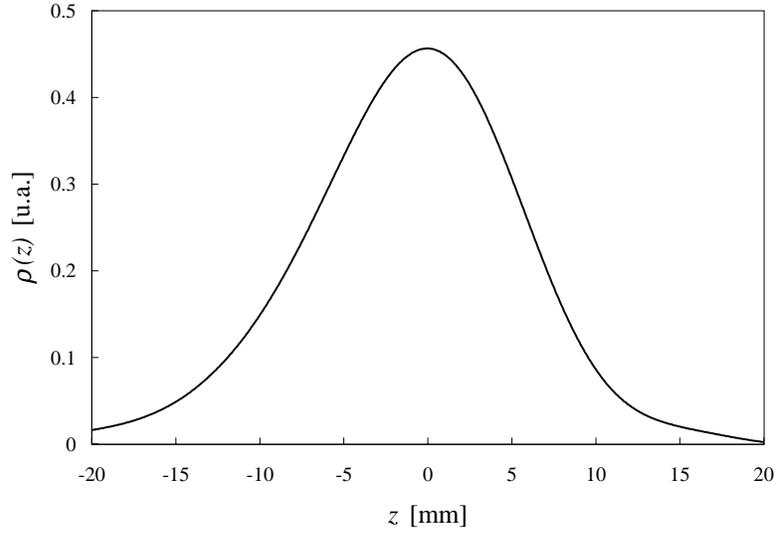


FIG. 5.6: *Distribution de position des atomes déduite du signal de temps de vol après un temps de vol libre de 410 ms.*

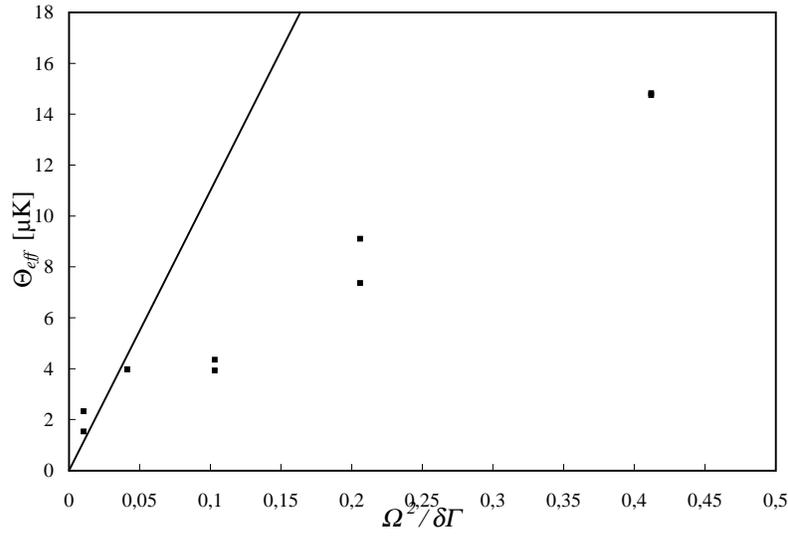


FIG. 5.7: *Température effective des atomes mesurée en fonction du rapport $\frac{\Omega^2}{\delta\Gamma}$. Ω et δ sont respectivement la pulsation de Rabi associée à un faisceau laser au centre du nuage atomique et le désaccord des faisceaux lasers à la coupure des faisceaux. Γ est la largeur de raie de la transition D_2 . La droite représente les mesures de la référence [11].*

mesures sont à prendre pour leur ordre de grandeur et conduisent probablement à sous-estimer la vitesse quadratique moyenne. Là où la température atomique est la plus élevée, la distribution de vitesse selon la direction z est la plus large ; c'est également le cas de la distribution de vitesse transverse. Une proportion plus faible de ces atomes contribue donc au signal, ce qui a pour effet de tronquer une des ailes du temps vol du fait de la corrélation position-température.

A titre de comparaison, nous avons ajouté sur la figure 5.7 la loi déduite de mesures similaires dans la référence [11]. L'accord entre cette loi et nos mesures est raisonnable compte tenu de l'approximation faite ici. Le signal de temps de vol est de plus en plus dissymétrique au fur et à mesure que la température augmente, ce qui explique sans doute le désaccord croissant avec le paramètre $\frac{\Omega^2}{\Gamma}$ entre nos mesures et celles de la référence [11].

5.2.4 Frange de résonance

Le signal de résonance expérimental obtenu au laboratoire pour une puissance micro-onde proche de la puissance optimale est représenté sur la figure 5.8. La vitesse de lancement des atomes est 4 m/s. La largeur du pic central est 13 Hz, son contraste, 98 %. Nous avons également reporté sur la figure 5.8 la résonance théorique, calculée numériquement avec pour carte du champ celle calculée par M. Aubourg (voir le paragraphe 3.4.4). Le calcul numérique tient compte de l'accélération de la pesanteur, de la distribution spatiale des atomes, mais pas de leur distribution de vitesse ; la distribution de vitesse transverse pourrait expliquer la légère dégradation du contraste observée sur la résonance expérimentale. Le bon accord entre signal expérimental et calcul théorique semble indiquer qu'aucun effet majeur et incontrôlé ne vienne perturber les atomes pendant l'interaction micro-onde. La dépendance de la forme de la résonance expérimentale en fonction de la puissance micro-onde est analogue à celle calculée numériquement (voir la figure 3.11).

La grandeur reportée sur la figure 5.8 en fonction du désaccord de la micro-onde n'est pas exactement la probabilité de transition, mais le rapport du nombre d'atomes dans le niveau $|F = 3\rangle$, noté N_3 , sur le nombre d'atomes dans le niveau $|F = 4\rangle$, noté N_4 , dans la zone de détection. A la fin de la phase de lancement, donc au début de l'interaction micro-onde, tous les atomes sont dans le niveau $|F = 4\rangle$, répartis de manière quasi-uniforme entre les sous-niveaux Zeeman. Pour cette mesure, nous n'avons pas opéré la sélection des atomes dans le sous-niveau Zeeman $|m = 0\rangle$. Les fluctuations relatives du nombre d'atomes sont rejetées en effectuant le rapport N_3/N_4 , mais pas les fluctuations de la répartition entre les sous-niveaux Zeeman. Le rapport signal sur bruit à la détection, de l'ordre de 300 par cycle d'horloge, est

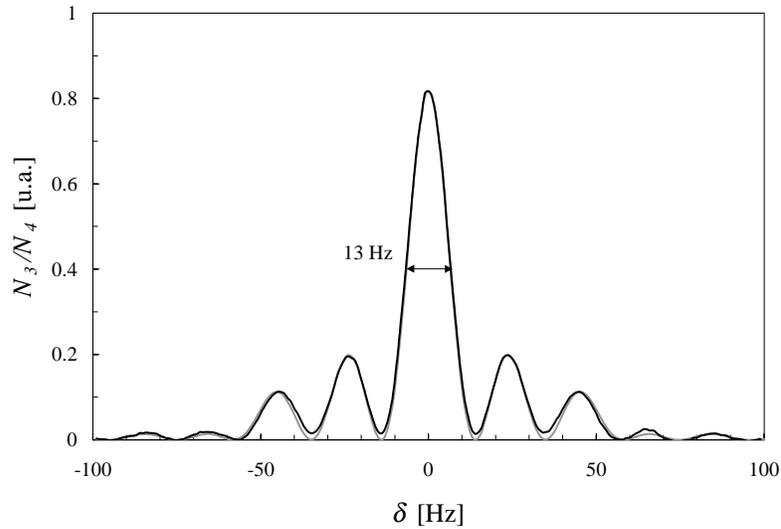


FIG. 5.8: *Signal de résonance expérimental (en noir) et signal théorique correspondant (en gris) obtenus pour une puissance micro-onde proche de l'optimum.*

vraisemblablement limité par cette absence de sélection. Les autres sources de bruit identifiées ne peuvent en effet expliquer cette limite : le bruit observé est proportionnel à N_3 ; or, si l'on était sensible au bruit de projection quantique ou au bruit induit par l'oscillateur local, il serait plus faible à résonance, là où N_3 est maximum ; si l'on était limité par un bruit technique (fluctuations de lumière parasite, bruit électronique ou d'acquisition, fluctuations du pompage optique résiduel des atomes de $|F = 4\rangle$ vers $|F = 3\rangle$ dans le premier faisceau de détection...), ce bruit persisterait probablement loin de résonance² ; si enfin la source de bruit dominante provenait de fluctuations de l'efficacité du pompage optique vers $|F = 4\rangle$, pompage nécessaire au comptage des atomes dans $|F = 3\rangle$, le bruit dépendrait de la puissance du repompeur dans la zone de détection, ce qui n'a pas été observé.

La stabilité relative de fréquence à laquelle on s'attend avec le rapport signal sur bruit actuel (~ 300) est

$$\sigma_y(\tau) \sim 1 \times 10^{-12} \tau^{-1/2}$$

si la durée du cycle de l'horloge est 0,5 s. Nous n'avons pas encore entrepris

2. Loin de résonance justement, la source de bruit dominante provient des fluctuations de lumière parasite (voir le paragraphe 4.4.5). Ces fluctuations sont environ trois fois plus faibles que les fluctuations du signal à mi-hauteur du pic central.

l'optimisation des performances du prototype au laboratoire ; il est clair que cet ordre de grandeur est encore loin des performances ultimes qui devraient être voisines de celles de la fontaine atomique. Ces perspectives seront évoquées dans la conclusion de ce chapitre.

5.2.5 Sélection du sous-niveau magnétique $|m = 0\rangle$

L'étude des sources de bruit à la détection présentée ici est sommaire. Elle devra être précisée par des mesures complémentaires, en particulier une fois que la sélection des atomes dans $|m = 0\rangle$ sera possible. Nous allons ici présenter brièvement la méthode de sélection.

Nous avons placé derrière un des hublots de la zone de manipulation des atomes une antenne micro-onde. Il s'agit d'un câble coaxial dénudé à son extrémité. Juste après le lancement, les atomes sont tous dans le niveau $|F = 4\rangle$. La dégénérescence entre sous-niveaux Zeeman est levée par le champ magnétique directeur appliqué sur tout le trajet des atomes (voir le paragraphe 4.4.2). Sous l'effet d'une impulsion micro-onde résonnante avec la transition $|F = 4, m = 0\rangle \rightarrow |F = 3, m = 0\rangle$, seuls les atomes dans le niveau $|m = 0\rangle$ effectuent la transition. Les autres atomes restent dans le niveau $|F = 4\rangle$; une impulsion lumineuse résonnante avec la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$ les expulse alors par pression de radiation.

La réalisation expérimentale de ce schéma de principe est encore préliminaire. Le laser nécessaire à l'expulsion des atomes est en cours de préparation. Nous avons cependant pu tester l'impulsion micro-onde et identifier une difficulté. La carte du champ micro-onde à l'intérieur de la zone de manipulation des atomes est déterminée principalement par la géométrie de cette zone ; en pratique, il est impossible de calculer les modes d'une cavité de cette forme (intersection de six cylindres de diamètre différents). Par malchance, à l'endroit où les atomes sont lâchés, la composante du champ micro-onde parallèle au champ directeur est plus de 10 fois plus faible que la composante perpendiculaire. Cette grandeur est mesurée en variant la fréquence micro-onde et en comparant les taux de transition π et σ . Les transitions σ sont nettement favorisées par rapport aux transitions π . La puissance nécessaire pour transférer tous les atomes de $|F = 4, m = 0\rangle$ vers $|F = 3, m = 0\rangle$ est telle qu'elle élargit les raies σ voisines. La durée de l'impulsion micro-onde est limitée à un temps de l'ordre de la milliseconde ; au delà, les atomes se déplacent et voient un champ très rapidement décroissant. Le seul moyen de séparer nettement en fréquence les différentes transitions est d'augmenter le champ magnétique statique jusqu'à une valeur de l'ordre de plusieurs micro-Tesla. Pour obtenir une stabilité long terme dans la gamme des 10^{-16} , il faudrait alors contrôler le champ magnétique à un niveau de l'ordre de 10^{-6} en valeur

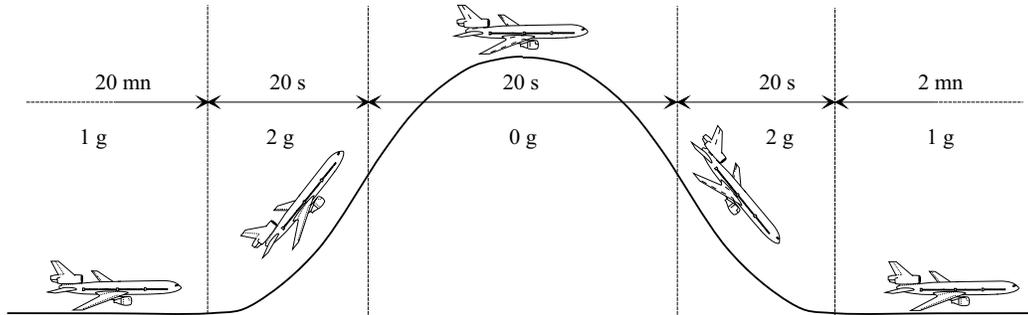


FIG. 5.9: *Déroulement d'une parabole à bord de l'avion*

relative, ce qui compliquerait sérieusement les choses. Un système de sélection deuxième génération est en cours d'étude. Le champ micro-onde sera appliqué aux atomes à l'intérieur d'un guide d'onde (ou d'une cavité) dans lequel la carte du champ est bien contrôlée ; sa composante perpendiculaire au champ statique sera quasi-nulle.

5.3 Dans l'avion zéro-g

5.3.1 Description de l'environnement

La campagne de vols paraboliques dure deux semaines. Celle à laquelle nous avons participé s'est déroulée la deuxième quinzaine du mois de mai 1997 à Bordeaux. La première semaine est consacrée à l'intégration des expériences dans l'avion, aux revues et autres réunions de sécurité, et éventuellement à d'ultimes réglages des expériences. La deuxième semaine est consacrée aux vols proprement dits. Trois vols sont prévus sur trois jours consécutifs ; le premier a lieu le mardi (si la météo le permet).

Chaque vol dure environ 3 heures, au cours desquelles 31 paraboles sont effectuées. La parabole type est représentée sur la figure 5.9. L'avion commence la première phase de ressource à vitesse maximale. Il se cabre progressivement, et pendant 20 s, la gravité apparente à bord est 2 g. Au terme de ces 20 s, il entre dans une trajectoire de chute libre (trajectoire parabolique) ; pendant une vingtaine de secondes, la gravité apparente est quasi-nulle, les fluctuations de pesanteur résiduelle sont de quelques 10^{-2} g. L'angle de rotation de l'avion au cours de la phase de chute libre est 100° . Il rejoint ensuite sa trajectoire horizontale par une deuxième phase de ressource, symétrique de la première. Les paraboles sont effectuées en six séries de 5 (plus une parabole d'essai au début du vol). Elles sont séparées de 2 minutes à l'intérieur de

chaque série. Sauf problème, les séries elles-même sont séparées de 5 minutes. Les vols ont lieu le matin ; l'après-midi, l'avion est rangé au hangar, il est alors possible d'intervenir sur les expériences.

Outre les vibrations de l'avion (particulièrement importantes lors du roulage précédant le décollage et des passages de 2 g à 0 g) et les 124 changements de gravité subis à chaque vol, l'environnement thermique à bord est très défavorable. Pendant les vols, la température est contrôlée à une valeur voisine de 23° ; quand l'avion est au sol, la climatisation est débranchée. Nous avons enregistré des températures de 19° au petit matin jusqu'à 35° l'après-midi. Il faut rappeler ici que les asservissements de la température du banc optique, du tube à vide et des chaînes de fréquence fonctionne par apport d'énergie uniquement. Au delà d'une température ambiante de 25° environ, ils deviennent inefficaces.

La durée des phases d'impesanteur est trop courte pour espérer évaluer les performances d'une horloge. L'objectif de la campagne en avion est d'une part d'identifier les éventuelles faiblesses de l'expérience, d'autre part d'enregistrer une frange de résonance atomique plus étroite qu'en présence de gravité.

5.3.2 Adaptation de l'expérience à l'utilisation à bord de l'avion

Une photographie du prototype prise à bord de l'Airbus zéro-g est reproduite sur la figure 5.10. Trois modules ont été embarqués : une armoire contenant l'électronique de contrôle, le tube horloge et ses deux chaînes de synthèse micro-onde, le banc optique et son électronique de commande. Pour la sécurité des expérimentateurs (il n'est pas toujours facile de contrôler sa chute à la fin des phases d'impesanteur), les arêtes accessibles du prototype sont recouvertes d'une mousse assurant l'absorption des chocs.

Il est indispensable que le fonctionnement de l'expérience soit aussi peu perturbé que possible pendant les vols paraboliques. La partie la plus sensible du prototype est le montage optique. Les faisceaux laser ne doivent pas subir de désalignement angulaire plus grand que 10^{-4} radian. Une intervention humaine pendant le vol n'étant pas possible, une mauvaise tenue mécanique du montage optique compromet toute la campagne de vols paraboliques. Les structures mécaniques qui assurent la fixation et l'isolation des modules pour les campagnes de vols paraboliques ont été réalisées par la société ORBITICS.

Le module banc optique

La structure mécanique de ce module est vissée sur les rails de fixation de l'avion. Dans sa partie basse, elle accueille 1 tiroir 19" qui regroupe en face

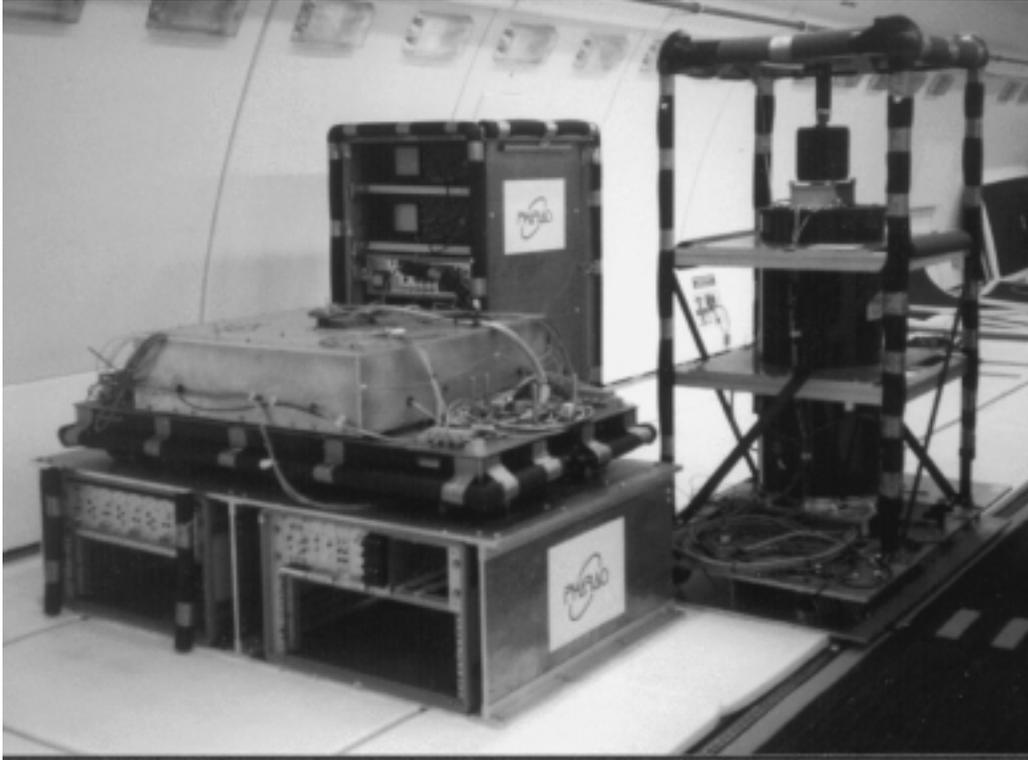


FIG. 5.10: Photographie du prototype à bord de l'avion zéro-g.

avant tous les signaux électriques de l'expérience et 4 tiroirs 19" contenant l'électronique de commande :

- les asservissements de température des diodes lasers, du montage optique, du tube à césium et des 2 chaînes de fréquence ;
- les 2 asservissements de fréquence du laser maître et du repompeur ;
- les 8 asservissements des intensités laser ;
- les 3 pilotes des modulateurs acousto-optiques ;
- les alimentations de courant des diodes laser et des bobines de champ magnétique ;
- le générateur des signaux de séquençement.

Les tiroirs 19" sont logés dans une structure métallique rigide. La table optique s'appuie sur cette structure métallique, isolée des vibrations de l'avion par l'intermédiaire de six ressorts-amortisseurs. Nous avons placé un premier accéléromètre 3 axes sur le banc lui-même.

Le module tube horloge

L'embase de ce module, une plaque en aluminium, est fixée sur les rails de fixation de l'avion. Le tube horloge ainsi que deux chaînes de synthèse de fréquence, une alimentation de pompe ionique et un deuxième accéléromètre 3 axes, est vissé sur une plaque en aluminium maintenue sur l'embase par l'intermédiaire de quatre ressorts-amortisseurs. Une structure en cornière entoure complètement le tube horloge pour en limiter la flexion. Tous les signaux électriques sont regroupés et envoyés vers l'électronique de commande :

- l'intensité des 8 faisceaux laser ;
- les 2 signaux de détection ;
- les alimentations de la régulation de température du tube et des 2 chaînes de fréquence ;
- la sonde de température de la cavité micro-onde ;
- les alimentations de courant des bobines de champ magnétique.

Le module électronique de contrôle

L'armoire électronique de contrôle est vissée directement sur une plaque en aluminium, elle même ancrée sur les rails de fixation de l'avion. Aucun système d'amortissement n'est prévu pour ce module à priori peu sensible aux vibrations. Il contient :

- les convertisseurs 220V/ basses tensions nécessaires à l'alimentation des différents éléments électroniques ;
- le synthétiseur permettant de balayer la fréquence du champ micro-onde vu par les atomes ;
- un compteur pour mesurer la fréquence du battement entre les deux chaînes de fréquence ;
- deux oscilloscopes utilisés principalement pour contrôler la fréquence des lasers ;
- un ordinateur. Il pilote le synthétiseur et enregistre la fréquence du battement mesurée par le compteur. Il est pourvu de 2 cartes d'acquisition numérique 2 voies et 16 voies et d'une carte qui fournit les principaux signaux de déclenchement de l'expérience (capture, lancement, refroidissement, détection).

Acquisition des signaux

Pendant les vols, nous pouvons visualiser en direct quatre signaux sur les deux oscilloscopes, ainsi que les deux signaux de détection et le signal de résonance atomique sur l'écran de l'ordinateur. Les signaux suivants sont enregistrées à une cadence de 100 ms :

- l'accélération verticale et longitudinale des 2 accéléromètres ;
- l'intensité de quatre des faisceaux de mélasse optique ;
- l'intensité des deux faisceaux de détection ;
- les signaux d'absorption dans des cellules de césium des faisceaux de chacune des diodes lasers ;
- les signaux d'erreur des asservissements de fréquence du laser maître et du repompeur.

A chaque cycle de fonctionnement de l'horloge (1s environ), nous enregistrons le signal de battement des deux chaînes de fréquence, les deux signaux de détection et le signal de résonance atomique.

Contraintes de transport et de stockage du prototype

Pour des raisons de sécurité, il est interdit de laisser un appareil sous tension à bord de l'avion en l'absence de techniciens spécialisés. Nous avons pu obtenir la présence continue d'un technicien pendant la semaine de vols, mais pas pendant la semaine d'intégration ni pendant le week-end ; si bien que les asservissements de température, dont le temps de stabilisation est de l'ordre de 24 heures, de même que la pompe ionique, ont dû être débranchés. Avant le premier vol, il ne nous a pas été possible de corriger les effets sur l'alignement du banc optique de plusieurs cycles thermiques survenus pendant le week-end.

Les oscillateurs à quartz des chaînes de fréquence sont toujours restés sous tension. Le temps de stabilisation de leur fréquence d'oscillation est de quelques jours. Deux batteries assurent leur alimentation en continue pendant le transport et pendant les interruptions de tension à bord de l'avion. Les chaînes de fréquence n'ont été intégrées dans l'avion que la veille du premier vol.

5.3.3 Résultats de la campagne de vols paraboliques

Les objectifs principaux de la campagne de vols paraboliques ont été atteints. Nous avons pu montrer que le prototype résistait parfaitement au transport, qu'il fonctionnait dans cet environnement perturbé, et que l'impesanteur permettait d'accroître la résolution de la spectroscopie atomique. Nous allons détailler ces résultats ; nous focaliserons ensuite notre attention sur l'étude du comportement des sous-systèmes sensibles aux accélérations : montage optique et oscillateurs à quartz.

Transport du prototype

Le déplacement du prototype à Bordeaux a été l'occasion de montrer son aptitude au transport. Il peut être chargé en moins d'une heure à bord d'une petite camionnette. Après 600 km par la route, il est arrivé en parfait état de marche. Une fois les asservissements de température stabilisés, il ne faut que quelques heures pour le remettre en fonctionnement. Cela est de bonne augure pour l'utilisation future du prototype en tant qu'horloge transportable.

Franges de résonance en impesanteur

Nous n'avons pu optimiser les réglages du banc optique que pour le troisième vol, aussi avons nous eu du mal à identifier les problèmes lors des deux premiers. Le troisième vol fut un succès ; les figures 5.11 et 5.12 montrent les

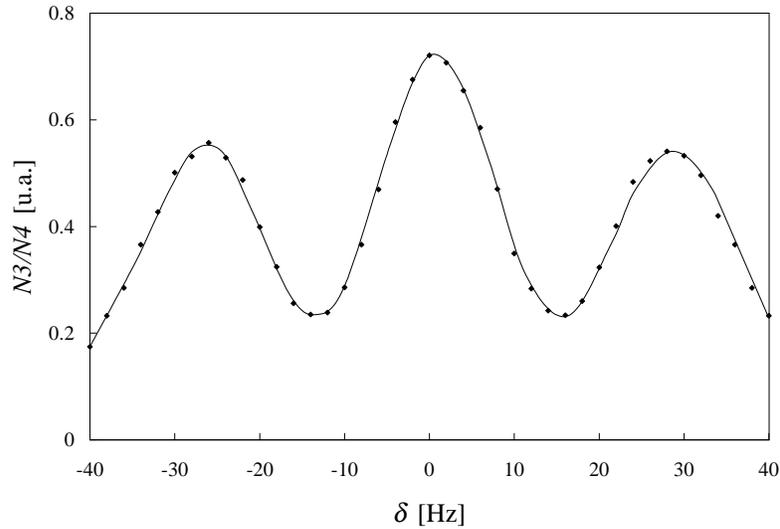


FIG. 5.11: *Courbe de résonance expérimentale obtenue en gravité réduite pendant les vols paraboliques. La vitesse de lancement des atomes est 4 m/s.*

signaux de résonance enregistrés lors des phases d'impesanteur de ce vol³. Le signal représenté sur la figure 5.11 est obtenu pour une vitesse de lancement des atomes de 4 m/s, identique à la vitesse de lancement au laboratoire. Le temps de séjour des atomes dans la cavité est plus court qu'en présence de gravité, aussi le pic central est-il un peu plus large, 14 Hz contre 13 Hz. La vitesse de lancement correspondant au signal représenté sur la figure 5.12 est 2 m/s. La largeur du pic central est 7 Hz. A cette vitesse, les atomes n'atteignent pas la zone de détection en présence de gravité. C'est la première fois qu'il est démontré expérimentalement que l'absence de pesanteur augmente la résolution de la spectroscopie atomique et par suite est susceptible d'améliorer les performances d'une horloge à atomes froids.

Le contraste des signaux de résonance est moins bon qu'au laboratoire. Nous n'avons pas utilisé les obturateurs mécaniques placés sur le banc optique pendant le dernier vol ; cela entraîne un déplacement lumineux inhomogène de la fréquence de la transition d'horloge dans la cavité et explique la dégradation du contraste. Bien que ne semblant pas avoir posé de problèmes particuliers lors des deux premiers vols, nous n'avons pas pris le risque de voir les vibrations acoustiques qui accompagnent le fonctionnement de ces

³ La puissance du champ micro-onde appliqué aux atomes lors de l'acquisition de ces signaux n'est pas optimale. Ce paramètre est difficile à régler avec précision dans le temps très court que dure chaque phase d'impesanteur.

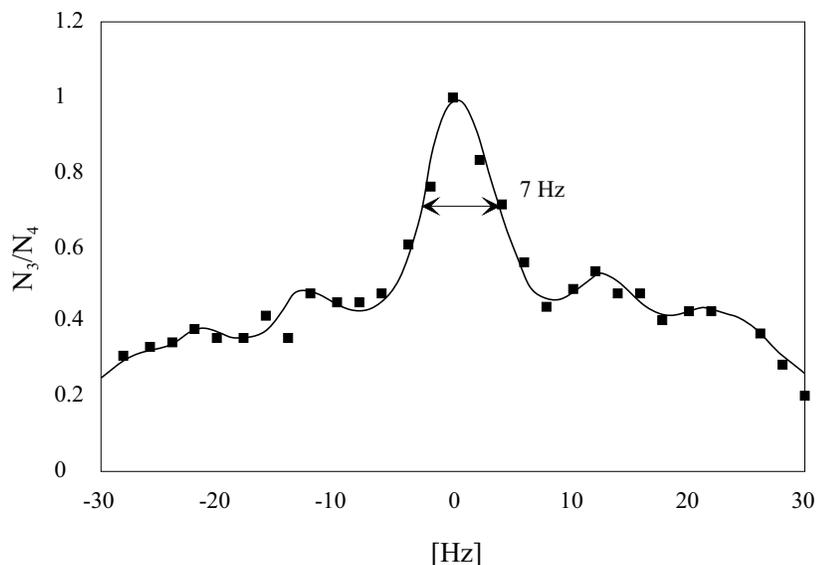


FIG. 5.12: *Courbe de résonance expérimentale obtenue en gravité réduite pendant les vols paraboliques. La vitesse de lancement des atomes est 2 m/s.*

obturbateurs mécaniques perturber les asservissements des lasers.

Le laser maître

Lors de cette campagne de vols paraboliques, nous avons testé le laser DBR à rétro-action optique faible. Il a très bien fonctionné. Son asservissement de fréquence n'a sauté qu'à la première parabole. Les paraboles suivantes ont permis d'expliquer ce saut en observant le comportement du laser non-asservi. Chaque passage en impesanteur est suivi d'une dérive lente de la fréquence laser. L'amplitude de la dérive est d'une centaine de MHz. L'effet est probablement lié à l'absence de convection en impesanteur, ce qui modifie l'équilibre thermique de la cavité externe. Lorsque le système est asservi, cette dérive de fréquence est parfaitement compensée par l'asservissement lent de la cale piézo-électrique, pourvu que le système n'approche pas la limite de la zone de stabilité du laser, dont la largeur est environ 300 MHz. La dérive étant très reproductible d'une parabole à l'autre, il a suffi de décentrer légèrement le point d'asservissement sur la zone de stabilité pour ne plus avoir de problèmes.

Il était prévu initialement de changer de laser entre deux vols afin de tester également le deuxième laser développé pour le prototype. Nous avons renoncé à cette idée au vu du déroulement des deux premiers vols.

Le repompeur

Le repompeur a globalement moins bien supporté les conditions de vols paraboliques que le laser maître. Il a très bien fonctionné lors du premier vol ; son comportement fut plus intermittent lors des deux vols suivants. Ce laser, une diode DBR, est très sensible à la réinjection optique, ce dont il fut manifestement victime dans l'avion. Lors de certains passages en impesanteur, nous avons observé des déplacements de fréquence transitoires du laser non asservi aussi grands que 500 MHz. De tels déplacements ne peuvent être compensés par l'asservissement, et le système décroche. L'origine de la réinjection optique n'est pas claire. Elle est d'autant plus difficile à déterminer que ces perturbations avaient un caractère intermittent. Elle pourrait être due à la présence de poussières qui, selon les paraboles, traverseraient le faisceau entre la sortie de la diode laser et le premier isolateur optique.

Injection des lasers esclaves

Les deux diodes esclaves se sont comportées différemment au cours des vols paraboliques. L'une a très bien fonctionné tout au long de la campagne de vols ; l'autre a plusieurs fois sauté hors de la plage d'accrochage de l'injection. Après la campagne de vols paraboliques, lors d'une analyse soigneuse de cette partie du montage optique, il est apparu que l'un des supports de miroirs qui alignent le faisceau d'injection de cette diode était défectueux.

Puissance à la sortie des fibres optiques

Pendant les vols, nous avons enregistré la puissance laser à la sortie de quatre des fibres guidant les faisceaux de mélasse optique et des 2 fibres de détection. Si cette puissance n'est pas asservie, ses variations sont de l'ordre de 10 % lorsque la pesanteur apparente passe de 2 g à 0 g et de 0 g à 2 g. Cela correspond à un désalignement de 10^{-4} radian des faisceaux laser dans les optiques de couplage des fibres. Le désalignement est sans aucun doute dû à la déformation du banc optique. Les six ressorts d'amortissement du banc optique sont disposés symétriquement (3 ressorts de chaque côté du banc). Mais la flexion mécanique due au poids de la boîte, contenant le montage optique et placé au centre de la structure, est mal compensée.

Boucles d'asservissement fermées, la puissance de 2 des faisceaux de refroidissement est restée constante à mieux que 10^{-2} en valeur relative pendant toute la durée des vols. Les asservissements de puissance ont donc parfaitement rempli leur rôle. En revanche, la puissance des 2 autres faisceaux de refroidissement fluctuait de manière très importante (100 %), et cela uniquement pendant les phases à 0 g. Nos enregistrements semblent indiquer que ces

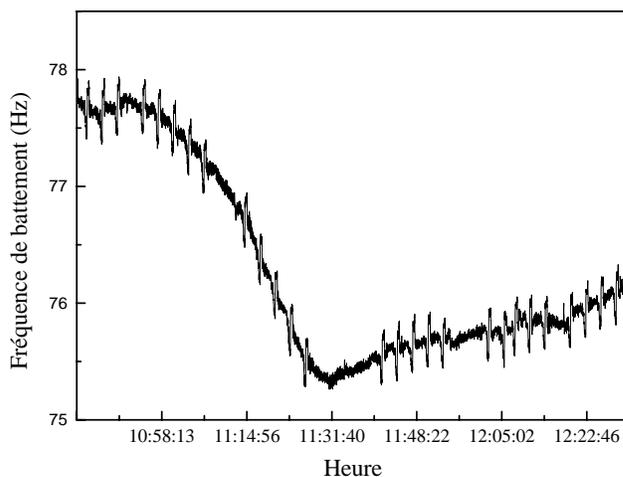


FIG. 5.13: *Fréquence du battement à 9 GHz entre les signaux de sortie des deux chaînes de fréquence au cours d'un vol complet.*

fluctuations sont d'origine électrique. peut-être sont-elles dues à un mauvais contact électrique sur certains composants des circuits d'asservissement.

Fréquence des quartz

Pour évaluer la sensibilité accélérométrique des oscillateurs à quartz, nous avons enregistré le battement entre les 2 chaînes de fréquence. Un des oscillateurs à quartz a son axe de faible sensibilité aligné sur la verticale (direction ou les changements de gravité sont les plus importants), l'autre sur une direction différente. En effectuant le battement entre les signaux de sortie des deux chaînes de fréquence, nous mesurons la sensibilité accélérométrique de l'oscillateur le plus sensible. La fréquence à laquelle la comparaison de fréquence est effectuée est 9,2 GHz. Sur la figure 5.13, nous avons reporté la fréquence de battement enregistrée pendant presque toute la durée d'un vol. On reconnaît sur cette courbe les changements de fréquence correspondant à chaque parabole. La dérive de fréquence à plus long terme, d'une amplitude voisine de 3 Hz, est due aux variations de la température des chaînes de fréquence. Les asservissements de température n'ont pas la dynamique nécessaire pour compenser la différence énorme entre la température de l'avion la nuit et le jour. Sur la figure 5.14, nous détaillons les variations de la fréquence du battement au cours d'une parabole. Elle décroît de 200 mHz au passage 1 g vers

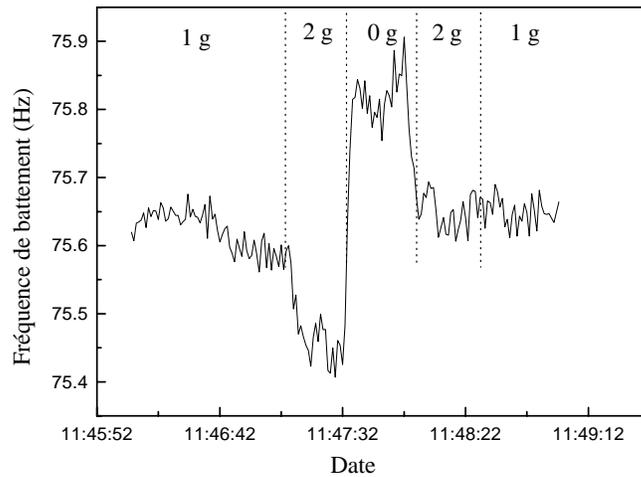


FIG. 5.14: *Fréquence du battement à 9 GHz entre les signaux de sortie des deux chaînes de fréquence au cours d'une parabole.*

2 g, croît de 400 mHz de 2 g vers 0 g, décroît à nouveau de 200 mHz de 0 g vers 2 g, et curieusement reste constante lors du retour à 1 g. Cela correspond à une sensibilité accélérométrique de 2×10^{-11} par g pour le quartz le plus sensible.

5.4 Perspectives

Le premier objectif recherché avec la réalisation du prototype avion a été atteint. Les résultats de la campagne de vols paraboliques sont très satisfaisants, d'autant plus qu'une seule campagne a suffi pour faire fonctionner l'ensemble du prototype. Nous avons certes rencontré plusieurs problèmes expérimentaux qui n'ont pas permis son fonctionnement permanent lors des vols. Ces problèmes semblent loins d'être fondamentaux et pourraient être résolus à court terme. L'intérêt d'une deuxième campagne faisant suite à ces modifications apparaît cependant limité s'il s'agit seulement de montrer le fonctionnement continu du prototype dans l'avion. Néanmoins, au fur et à mesure de leur développement pour l'horloge spatiale, il pourrait être intéressant de remplacer tel ou tel sous-système du prototype par sa version industrielle afin de la valider en vols paraboliques.

Au laboratoire, les expériences menées avec le prototype entrent dans

une deuxième phase. Nous allons évaluer et optimiser ses performances par de menues transformations. Une deuxième zone de détection sera ajoutée en dessous de la cavité. Deux méthodes d'interrogation seront alors possibles : les atomes pourront effectuer soit un simple passage dans la cavité (méthode d'interrogation utilisée aujourd'hui), soit un double passage, dans une géométrie de fontaine atomique. Cette dernière méthode permettra d'optimiser la durée de l'interrogation micro-onde, qui alors approchera la seconde. En comparant les deux fréquences d'horloge obtenues par l'une et l'autre méthode, il sera possible d'évaluer l'effet de l'inhomogénéité de la phase dans la cavité TE_{013} . Au premier ordre, les effets du gradient de phase à l'aller et au retour se compensent dans la configuration fontaine atomique (voir le paragraphe 3.2.1).

Les performances attendues du prototype optimisé sont comparables avec celles de la fontaine atomique. En disposant de deux étalons de fréquence de performances similaires, on espère s'affranchir de la limite imposée par le maser à hydrogène, et pour la mesure de la stabilité des horloges, et pour l'évaluation des effets systématiques. La troisième horloge à atomes froids en cours de construction au LPTF permettra d'enrichir ces résultats. Pour la première fois, il sera possible d'explorer la gamme des 10^{-16} en terme de stabilité à moyen et à long terme ($\tau \geq 3$ heures) et d'exactitude.

Conclusion

L'absence de gravité modifie profondément la manière dont on peut envisager le fonctionnement d'une horloge atomique.

D'un côté, en permettant de tirer pleinement profit des vitesses atomiques extrêmement basses qu'il est possible d'atteindre à l'aide du refroidissement laser, l'apesanteur offre la possibilité d'accroître le temps d'interaction entre les atomes et le champ au-delà de ce qui est réalisable en présence de gravité. Cela doit conduire à une amélioration des performances de l'horloge. Le temps d'interaction peut alors atteindre plusieurs secondes et n'est plus limité en principe que par la température résiduelle des atomes. Au prix d'une légère complication du dispositif expérimental et d'une augmentation de la durée de la préparation des atomes, il est en principe possible d'amener cette température à une valeur arbitrairement basse soit par refroidissement, soit par sélection géométrique. Pour une température atomique fixée, on peut varier le temps d'interaction sur près d'un ordre de grandeur, pour, selon les applications, optimiser soit la stabilité court terme, soit la stabilité long terme et l'exactitude. Cette souplesse d'utilisation, inédite en présence de gravité, est un avantage majeur de l'horloge en apesanteur.

D'un autre côté, nous avons rencontré des problèmes nouveaux liés à cet environnement particulier. L'effet des fluctuations de gravité à bord du satellite peut limiter sérieusement la stabilité de l'horloge. Cette limite est à prendre en considération si l'on cherche à faire fonctionner l'horloge à bord d'un satellite habité. Nous avons étudié ce problème et proposé plusieurs méthodes pour minimiser l'effet : allongement de l'horloge, diminution de la profondeur de modulation, voire correction du signal d'erreur en fonction des fluctuations de gravité mesurées in-situ.

Le problème du choix de la méthode d'interrogation des atomes a été étudié en détail et résolu en partie. Nous avons proposé une nouvelle méthode, basée sur la fonction de sensibilité atomique, pour prendre en compte les déplacements de fréquence de la transition atomique quelque soit la méthode d'interrogation utilisée. Elle permet de comparer de manière extrêmement simple différents schémas d'interrogation possibles. Nous avons en particu-

lier envisagé trois types d'interrogation : l'interrogation de Ramsey, l'interrogation dans une cavité cylindrique utilisée dans le mode TE_{011} ou TE_{013} . Restent à évaluer plusieurs effets qui détermineront le choix définitif : l'effet d'une raie parasite dans le spectre micro-onde, l'effet du désaccord de la cavité par rapport à la fréquence atomique...

Du point de vue expérimental, nous avons réalisé un prototype de l'horloge spatiale. Compact et fiable, il constitue une étape intermédiaire entre la fontaine atomique et l'horloge spatiale. Ce travail est le résultat d'une collaboration entre le LKB le BNM-LPTF et le LHA. Le prototype a été testé avec succès en apesanteur, à bord de l'avion zéro-g de la société NOVESPACE. Nous avons montré d'une part la fiabilité du dispositif expérimental dans cet environnement très éloigné d'un environnement de laboratoire, d'autre part l'intérêt de l'apesanteur qui a permis pour la première fois d'accroître la résolution de la spectroscopie atomique. Ce prototype va maintenant être légèrement transformé de manière à évaluer et à optimiser ses performances qui devraient être comparables à celles de la fontaine atomique.

Une première mission spatiale pourrait voir le jour dès 2003 sur la station spatiale internationale. La proposition ACES [82] a été faite à l'ESA dans ce sens. Elle vise à embarquer sur la station une nouvelle génération d'horloges atomiques spatiales [83] : une (ou deux) horloge à atomes froids, un maser à hydrogène, une horloge à ions piégés, un oscillateur cryogénique... L'intérêt de cette mission est multiple. Elle permettra l'étude de la physique des horloges à atomes froids dans une gamme de performances inédite (10^{-16}), la dissémination d'une échelle de temps haut de gamme accessible à tous sur terre, divers tests relativistes... En montrant un gain de plusieurs ordres de grandeur sur les performances des horloges spatiales et sur les techniques de transfert de temps-fréquence, elle ouvre la voie à plus long terme à de vastes champs d'applications dans des domaines très variés : mesures relativistes dans le champ gravitationnel du soleil, interférométrie à très longue base, positionnement et navigation d'objets terrestres où spatiaux... mais ceci est une autre histoire.

Annexe A

Le TROOP

An Atom Trap Relying on Optical Pumping.

P. BOUYER, P. LEMONDE, M. BEN DAHAN, A. MICHAUD
C. SALOMON and J. DALIBARD

*Laboratoire Kastler Brossel, Département de Physique
de l'Ecole Normale Supérieure and Collège de France(*)
24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France*

(received 13 April 1994; accepted in final form 25 July 1994)

PACS. 32.80P – Optical cooling of atoms; trapping.
PACS. 42.50 – Quantum optics.

Abstract. – We have investigated a new radiation pressure trap which relies on optical pumping and does not require any magnetic field. It employs six circularly polarized divergent beams and works on the red of a $J_g \rightarrow J_e = J_g + 1$ atomic transition with $J_g \geq 1/2$. We have demonstrated this trap with cesium atoms from a vapour cell using the 852 nm $J_g = 4 \rightarrow J_e = 5$ resonance transition. The trap contained up to $3 \cdot 10^7$ atoms in a cloud of $1/\sqrt{e}$ radius of 330 μm .

The number of experiments using laser-cooled atoms has dramatically increased during the last few years, thanks to the relative easiness of capturing and cooling atoms with the radiation pressure force. The most commonly used device is the magneto-optical trap (MOT), which consists of 3 pairs of circularly polarized counterpropagating laser beams, superimposed on a gradient of magnetic field [1]. The Zeeman shifts for an atom located out of the centre of the trap cause an imbalance between the six radiation pressure forces, which results in a restoring force towards the centre of the trap.

We present in this letter a radiation pressure Trap Relying On Optical Pumping (TROOP), which does not require any magnetic field. Therefore it is particularly attractive for several applications such as cold-atom frequency standards [2,3] or subrecoil cooling [4,5], where any residual magnetic field may cause severe limitations. The trap consists of six circularly polarized diverging laser beams (see fig. 1a) which induce a position-dependent optical pumping resulting in a restoring force. The atomic transition used for the trapping process involves a ground state with angular momentum J_g and an excited state with $J_e = J_g + 1$. The trap should work for any $J_g \neq 0$. We have demonstrated this trapping effect for cesium atoms, using the $J_g = 4 \rightarrow J_e = 5$ transition at 852 nm. The performance of the trap, in terms of capture of atoms from a vapour and confinement, are

(*) Unité de Recherche de l'Ecole Normale Supérieure et de l'Université Pierre et Marie Curie, associée au CNRS (UA18).

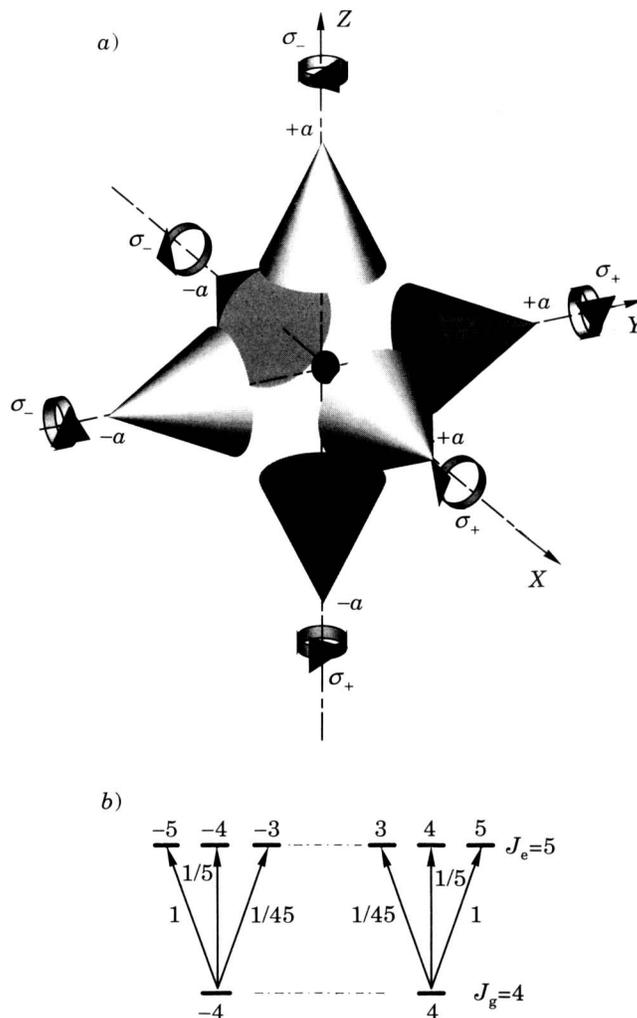


Fig. 1. - Principle of the trap relying on optical pumping. *a)* Six circularly polarized divergent beams are detuned on the red of a $J_g \rightarrow J_e = J_g + 1$ atomic transition with $J_g \geq 1/2$. Note the differences in helicity between the Z beams and the XY beams. The position-dependent optical pumping creates an imbalance in m state populations. *b)* Since the squares of the Clebsch-Gordan coefficients for σ_+ and σ_- transitions are different, there is a global restoring force toward the centre. Shown here is the $4 \rightarrow 5$ transition of cesium. In the experiment, each laser beam is focused at 3.5 cm from the centre of the trap using an objective with $NA = 0.4$.

within one order of magnitude of the performance of the optimized MOT constructed with the same laser beams.

Soon after early proposals [6], the optical Earnshaw theorem was proved by Ashkin and Gordon, stating that no stable trapping could be achieved with the radiation pressure force for particles with *scalar polarizabilities* [7], such as an atom with a $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$ transition. In weak, non-saturating laser light, the force is then proportional to the Poynting vector \mathbf{II} . Since $\nabla \cdot \mathbf{II} = 0$, the force also has zero divergence. Therefore it cannot be an inward force everywhere on a closed surface.

A simple way to get round the Earnshaw theorem is to achieve a situation where the polarizability of the atom is not scalar. As first shown in [8], a static magnetic field or a suitable optical-pumping configuration can lead to such non-scalar polarizabilities, and can, therefore, generate a stable radiation pressure trap. The MOT, although different from the explicit proposals of [8], works along the same principle [1].

The trap that we have investigated (fig. 1a)) also relies on a non-linear relation between the radiation pressure force and the Poynting vector, induced by optical pumping. We restrict our analysis to the low saturation limit: from the state of polarization of the total light field at a given point, we first derive the atomic internal steady state, where most of the population is in the ground state. Then we add independently the six radiation pressure forces acting on this atom. Our simple model neglects the interference effects between the beams, which may result in dipole or vortex forces on the wavelength scale.

Take an atom at a point A , which is displaced a distance z from the origin O along the positive Z -axis. We assume that z is small compared to the distance a between O and each focus of the diverging waves. The beam W_{z+} , propagating from $z = +\infty$ to $z = -\infty$, creates a radiation pressure force which tends to restore the atom towards O . The five other beams, *i.e.* W_{z-} and the four diverging waves propagating along the X and Y axes, produce a net expelling force along the Z -direction. For a particle with scalar polarizability, the restoring and expelling forces cancel. This is a manifestation of the Earnshaw theorem.

For circularly polarized laser waves with a convenient choice of helicities, and for an atomic transition having $J_g > 0$, we now show that this theorem does not hold anymore if we take into account the modification of the internal state due to optical pumping.

We restrict here to the case where the helicity h_i of two waves W_{i+} and W_{i-} is the same, so that each pair of waves is in a $\sigma_+ - \sigma_-$ configuration. At O , the total field has no preferred polarization axis and the ground-state population in the steady-state regime is equally distributed among the Zeeman sublevels.

Take the configuration where the W_{z+} and W_{z-} waves are, respectively, σ_- - and σ_+ -polarized along the Z -axis; assume also that the polarizations of the waves propagating along X and Y have been chosen such that an atom located at A sees a resulting light from the six beams with a total σ_- intensity $I(\sigma_-)$ larger than the σ_+ one. Because of optical pumping, the population of the ground-state sublevels $|g, m_g\rangle$ with $m_g < 0$ increase and the populations for $m_g > 0$ decrease. This breaks the balance between the six radiation pressure forces since, for $m_g < 0$, the Clebsch-Gordan coefficient of the σ_- transition starting from a given $|g, m_g\rangle$ induced by the W_{z+} wave is larger than the one for the σ_+ transition starting from the same substate and induced by the W_{z-} wave (fig. 1b)). Therefore, to first order in z/a , one finds that the restoring force due to W_{z+} is enhanced with respect to the case where no modification of optical pumping occurs; on the opposite, the expelling force due to W_{z-} is reduced. Finally, the component on the Z -axis of the force due to the four X and Y beams which involves a geometrical z/a factor remains unchanged to first order in z/a . The overall effect is a net restoring force towards O along the Z -axis.

The previous discussion leads to a 3D trapping effect if one of the three helicities is different from the other two. If the three helicities are the same, then at first order in z/a the light remains natural ($I(\sigma_+) = I(\sigma_-) = I(\pi)$). No trapping force can occur in this case since the steady state of the atom is unchanged at first order in z/a .

We choose for instance, as in fig. 1a), $h_z = -h_x = -h_y = 1$; for an atom displaced a distance z along the Z -axis, and for a quantization axis along Z , we obtain the relation between the intensities of the σ_{\pm} and π components of the light:

$$I(\sigma_+) = \sum_{X,Y,Z} I(\sigma_+) = (1 - 2z/a)I(\pi), \quad I(\sigma_-) = (1 + 2z/a)I(\pi). \quad (1)$$

For an atom displaced by a quantity ξ along the X or Y axis, we choose now the quantization axis along the displacement axis and we obtain

$$I(\sigma_+) = (1 + \xi/a)I(\pi), \quad I(\sigma_-) = (1 - \xi/a)I(\pi). \quad (2)$$

Consequently, this configuration, analogous to the one used in the MOT, guarantees that the light at a location different from the centre of the trap has a deviation from natural light which favours the restoring component of the force. We can write the force for an atom, respectively, located on the Z or on the XY -axis:

$$f_z = -2\mu \frac{z}{a} F_0, \quad f_{\xi} = -\mu \frac{\xi}{a} F_0. \quad (3)$$

F_0 is the force exerted by a single wave on an atom at rest in O :

$$F_0 = \hbar k \Gamma \frac{\Omega^2}{\Gamma^2 + 4\delta^2}, \quad (4)$$

where k is the wave vector of the light, Γ is the natural width of the atomic excited state, Ω is the Rabi frequency at O calculated for a transition with a Clebsch-Gordan coefficient equal to 1, and $\delta = \omega_L - \omega_A$ is the detuning between the laser and atomic frequencies. Since $f_z = 2f_{\xi}$, we expect the trap to be elliptic, the ratio between major and minor axis being $\sqrt{2}$. In (3), the numerical coefficient μ , which is a fraction of unity, characterizes the efficiency of the trapping process and at small saturation it is expected to be independent of intensity. A quantitative evaluation of μ and its dependence on the laser parameters would require a complete determination of the atomic steady state in the 3D optical field. One would then recover the neglected dipole force contributions as well as corrections due to the spatial modulation on the wavelength scale of the optical-pumping processes.

We have demonstrated this trap in an apparatus similar to that used for the usual vapour cell MOT [9]. Three laser diodes generate the three beam pairs along X , Y , Z . They are injected by a grating-tuned extended-cavity laser diode. The total power in each beam pair is tuned using a half-wave plate polarizing cube system before being split into two counterpropagating beams using a second half-wave plate polarizing cube system. This allows a fine tuning of the intensity balance among the six trap beams. Each beam is focused 3.5 cm from the centre of the trap and has a $\pm 22^\circ$ divergence. The polarization is set circular with an ellipticity $(I(\sigma^+) - I(\sigma^-))/I(\sigma^+) + I(\sigma^-)$ less than 4%. The Earth's magnetic field is compensated to less than 10 mG. Optional MOT coils are installed, since a convenient way for finding the TROOP is to start from a MOT and gradually decrease the magnetic-field gradient, while balancing precisely the six laser beam intensities. The coils also allow an easy comparison between the TROOP and the MOT.

We have measured the number of trapped atoms and the cloud dimensions with a CCD camera looking from the (1, 1, 1) direction. The atom number is deduced (to within a factor of ~ 2) from the fluorescence emitted by the trapped atoms. A time-of-flight method gives access to the vertical temperature, using a probe beam located 5 cm below the trap. In order to let the atoms fall, the current of the injected diodes is quickly (≤ 100 ns) changed so as to destroy the injection locking. This switches their wavelength far away from the atomic resonance. In a second stage, the diodes are turned off in about 50 μ s.

As shown in fig. 2, at a detuning of -2Γ , a Rabi frequency of $0.8 (\pm 0.12)\Gamma$ per wave and a vapour pressure of $\sim 5 \cdot 10^{-8}$ Torr, our trap contained up to $3 \cdot 10^7$ atoms. There is a pronounced optimum for the trapped-atom number at $|\delta| \sim 2\Gamma$, whereas the trap size does not vary much with the detuning for $\Gamma \leq |\delta| \leq 3\Gamma$. The trapped-atoms cloud is found to be of

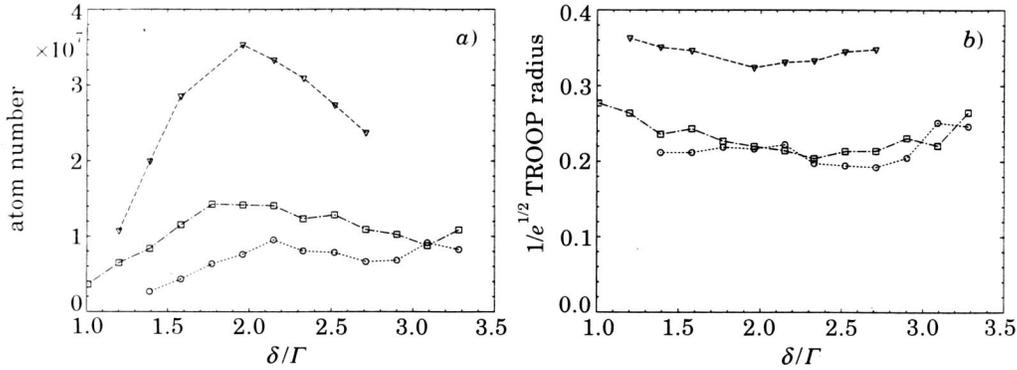


Fig. 2. – Experimental results: the trap parameters (*a*) atom number and *b*) $1/\sqrt{e}$ minor axis of the ellipse) are measured with a CCD camera looking from the (1, 1, 1)-direction, for 3 different single-wave Rabi frequencies $\Omega = 0.8\Gamma$ (∇), $\Omega = \Gamma$ (\square), $\Omega = 1.5\Gamma$ (\circ). The peak density in the trap is $\sim 3 \cdot 10^{10}$ at. cm^{-3} .

elliptic shape, the minor axis being along the Z -direction. The position distribution along the minor axis of the CCD camera picture was well fitted by a Gaussian curve having a $1/\sqrt{e}$ radius of $330 (\pm 50) \mu\text{m}$. By analysing several trap pictures for different laser parameters, we find that the ratio between major and minor axis is $1.3 (\pm 0.1)$. Taking into account the direction of observation, this leads to a ratio of $\sim 1.5 (\pm 0.1)$ between the trap size along the XY -axis and along the Z -axis. This is in good agreement with the $\sqrt{2}$ value expected from (3) and (4). The peak atomic density is $\sim 3 \cdot 10^{10}$ at. cm^{-3} . At these densities, we did not notice any significant deviation from a spatial Gaussian distribution, that one should expect if atom-atom interactions played an important role [10-12].

We made several additional tests to confirm our understanding of this new trapping mechanism. First, the trap disappears if all six waves have the same helicity: when we invert the two helicities of the beams along the Z -axis, the trap vanishes, leaving only a uniform molasses signal. From this situation, if we now invert the helicities of the other beams along the X and Y axes, we recover the TROOP. This excludes trapping through any residual magnetic-field gradient. Secondly, the intensity balance in each trapping beam pair is very critical and must be done at the percent level. This trap is also sensitive to the intensity imbalance between the X , Y and Z pairs. A 20% intensity increase in the X beams decreases the number of trapped atoms by 25%, as the expelling effect of these beams along the Y and Z axes gradually compensates the restoring force.

In order to estimate the trap spring constant κ , we take the data at small saturation ($\Omega = 0.8\Gamma$, $\delta = -2\Gamma$). From the major axis of $400 (\pm 50) \mu\text{m}$, from a temperature of $40 (\pm 10) \mu\text{K}$, and from

$$\kappa = \frac{k_B T}{r^2}, \quad (5)$$

we find $\kappa \sim 5 \cdot 10^{-21}$ J/m², a value which is one order of magnitude below the spring constant of a MOT at the same intensity and detuning and a gradient of 10 G/cm along the coil axis [11, 12]. From

$$\mu = \frac{a\kappa}{F_0}, \quad (6)$$

we find $\mu \sim 0.1$.

Finally, we found that the number of atoms in the TROOP was 5 to 20 times lower than in an optimized vapour cell MOT at the same detuning, Rabi frequency and confinement volume. Indeed, the Zeeman assisted slowing effect occurs during the capture process of a MOT and enhances the maximum velocity which can be effectively cooled. For loading a larger number of atoms in the TROOP, the use of pre-cooled atoms such as a slow atomic beam using the frequency-chirping method or atoms falling from a spatially separated MOT may be a better choice. In the cell trap, one could also think of frequency-chirping the trapping beams and/or using additional laser beams. Finally, the role of the relative phases between the beams on this trapping mechanism should be further investigated theoretically and experimentally using either servo-controlled phases [13] or the minimal four-beam geometry of [14].

To summarize, we believe that the simplicity of this trap and the absence of magnetic field will make it particularly useful in various applications.

* * *

We wish to acknowledge useful discussions with Y. CASTIN, A. STEANE and our colleagues of the ENS laser cooling group. This work was supported in part by BNM, CNES, DRET, Collège de France, and NEDO (Japan).

REFERENCES

- [1] RAAB E., PRENTISS M., CHU S. and PRITCHARD D., *Phys. Rev. Lett.*, **59** (1987) 2631.
- [2] KASEVICH M., RIIS E., CHU S. and DE VOE R., *Phys. Rev. Lett.*, **63** (1989) 612.
- [3] CLAIRON A., SALOMON C., GUELLATI S. and PHILLIPS W., *Europhys. Lett.*, **16** (1991) 165.
- [4] ASPECT A., ARIMONDO E., KAISER R., VANSTEEKISTE N. and COHEN-TANNOUJDI C., *Phys. Rev. Lett.*, **61** (1988) 826.
- [5] KASEVICH M. and CHU S., *Phys. Rev. Lett.*, **69** (1992) 1741.
- [6] MINOGIN V. G., *Sov. J. Quantum Electron.*, **12** (1982) 299; MINOGIN V. G. and JAVANAINEN J., *Opt. Commun.*, **43** (1982) 119.
- [7] ASHKIN A. and GORDON J. P., *Opt. Lett.*, **8** (1983) 511.
- [8] PRITCHARD D., RAAB E., BAGNATO V., WIEMAN C. and WATTS R., *Phys. Rev. Lett.*, **57** (1986) 310.
- [9] MONROE C., SWANN W., ROBINSON H. and WIEMAN C., *Phys. Rev. Lett.*, **65** (1990) 157.
- [10] WALKER T., SESKO D. and WIEMAN C., *Phys. Rev. Lett.*, **64** (1990) 408.
- [11] STEANE A. and FOOT C., *Europhys. Lett.*, **14** (1991) 231.
- [12] DREWSSEN M., LAURENT PH., NADIR A., SANTARELLI G., CLAIRON A., CASTIN Y., GRISON D. and SALOMON C., submitted to *Appl. Phys. B* (1994).
- [13] HEMMERICH A. and HÄNSCH T. W., *Phys. Rev. Lett.*, **68** (1992) 1492.
- [14] GRYNBERG G., LOUNIS B., VERKERK P., COURTOIS J.-Y. and SALOMON C., *Phys. Rev. Lett.*, **70** (1993) 2249.

Annexe B

Le POE

An Opto-electric Trap for Cold Atoms.

P. LEMONDE, O. MORICE, E. PEIK, J. REICHEL, H. PERRIN
W. HÄNSEL and C. SALOMON

*Laboratoire Kastler Brossel, Département de Physique de l'École Normale Supérieure
24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France*

(received 4 August 1995; accepted 19 October 1995)

PACS. 32.80Pj – Optical cooling of atoms; trapping.
PACS. 42.50–p – Quantum optics.

Abstract. – We present a new type of conservative trap for cold atoms: a static electric field creates a position-dependent Stark potential to compensate gravity and a far-off-resonance laser beam provides transverse confinement. We demonstrate this Opto-Electric Trap (OET) on cesium atoms, using a ring electrode at 12 kV and a Ti-sapphire laser. Loaded from a magneto-optical trap, up to $2.5 \cdot 10^6$ atoms are captured in the OET. The $1/e$ lifetime is ~ 1 s, presently limited by collisions with the background gas. This trap is well suited for subrecoil laser cooling and evaporative cooling of confined atoms.

Impressive progress has been made in the last few years in increasing the phase space density of atomic gases. One of the major steps was the magneto-optical trap (MOT) [1], commonly used now because of its experimental simplicity. However, the phase space density in a MOT remains limited [2, 3], and other techniques must be used to overcome this limit: evaporative cooling of atoms confined in a magnetic trap has recently proved very successful by reaching Bose-Einstein condensation [4]. Here, we aim at applying to confined atoms the subrecoil laser cooling methods demonstrated on free atoms, such as velocity selective coherent population trapping [5, 6] and Raman cooling [7, 8]. In these experiments, the final temperature and number of cooled atoms depend on the interaction time, which is limited by gravity and the laser beam size. Cooling trapped atoms allows much longer interaction times and with decreasing temperature the confinement increases the atomic density, enhancing the gain in phase space density. Raman cooling of Na atoms in a dipole laser trap has recently produced a 1D r.m.s. velocity of ~ 0.8 times the single-photon recoil velocity [9].

We present here a new trap which is well suited for subrecoil cooling. It is made of a horizontal ring electrode at high voltage and a vertical Gaussian laser beam (fig. 1a)). In this Opto-Electric Trap (OET), the electrode creates an inhomogeneous electric field along the vertical axis (z) inducing on the atom a position-dependent force due to the second-order Stark effect, which compensates gravity. Because of Laplace's equation, a purely electrostatic field cannot produce stable trapping in 3D. We therefore use the atom's dynamic polarizability to produce the transverse confinement with a far-off-resonance laser beam.

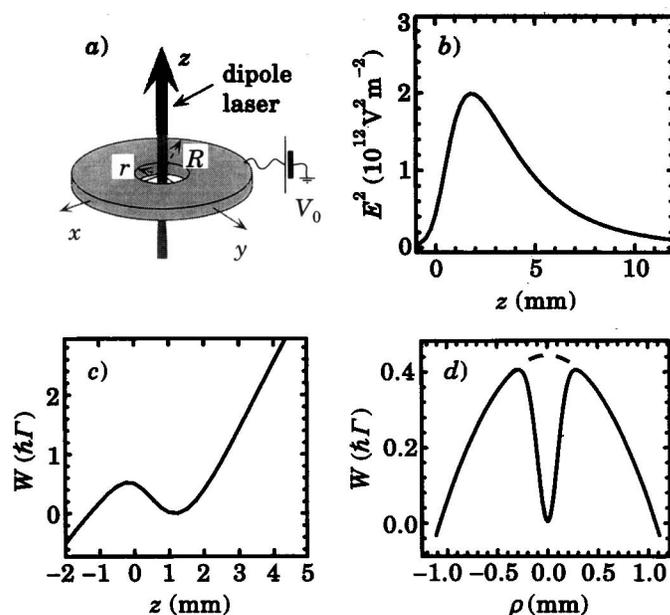


Fig. 1. – *a*) The Opto-Electric Trap (OET). Not shown are a cylindrical grid of 30 mm diameter at ground potential surrounding the ring, and the legs holding the electrode. *b*), *c*), *d*) Calculated characteristics of the OET for cesium atoms with $R = 5$ mm, $r = 1.5$ mm and $V_0 = 12$ kV. *b*) Square of the electric field as a function of z . The ring is symmetrical around $z = 0$. The electric field does not cancel at $z = 0$ because of the legs holding the electrode. *c*) Stark and gravitational potential. The trap depth U_z is ~ 120 μ K. *d*) Transverse potential. Dashed line: expulsion by the static field without laser. Solid line: total (Stark and light) potential calculated with a 200 mW, linearly polarized laser beam at $\lambda = 853$ nm ($\delta\lambda = 0.9$ nm) with a $1/e^2$ waist radius $w_0 = 100$ μ m.

This trapping configuration has several advantages:

i) If the laser is very far detuned from any atomic resonance, the population of the atom's excited state(s) is very small and heating by spontaneous emission can be made negligible [10]. Therefore this trap is nearly conservative and thus well suited for subrecoil laser cooling and evaporative cooling.

ii) Because the laser beam only has to ensure the horizontal confinement and not to compete with gravity, it can have a relatively large waist (several hundred micrometres). The OET thus has a relatively large capture volume (several $(100 \mu\text{m})^3$) and can trap more atoms than the usual dipole trap [11] or the crossed dipole trap [12] having a volume in the $(10 \mu\text{m})^3$ range.

iii) For a linearly polarized laser beam and large detuning, only the scalar part of the light shift Hamiltonian has a non-zero matrix element in the $6S_{1/2}$ level. Since the static Stark shift Hamiltonian has the same symmetry, all ground-state sublevels (hyperfine and Zeeman) are shifted by the same amount [13], a feature which is, of course, not the case in magnetic traps.

iv) By the independent choice of high voltage and laser parameters, the OET can be made isotropic, in contrast to the standard dipole trap [11].

In our experiments, the inhomogeneous electric field is generated by a ring electrode (fig. 1a)) with outer radius $R = 5$ mm, inner radius $r = 1.5$ mm and 0.5 mm thickness, at

$V_0 \sim 12$ kV potential. The square of the electric field on the z -axis, calculated numerically from Laplace's equation, is plotted in fig. 1b). In the absence of the dipole laser, atoms in the ground state and at position $\mathbf{r} = (\rho, \theta, z)$ are submitted to the potential

$$W(\mathbf{r}) = Mgz - \frac{\alpha}{2} |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2, \quad (1)$$

where M is the atomic mass, g the acceleration of gravity and $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ the electric field. The static polarizability for the cesium $6S_{1/2}$ level is $\alpha = 5.8 \cdot 10^{-39} \text{ Jm}^2\text{V}^{-2}$ [14]. The potential (1) is plotted in fig. 1c). The equilibrium point for Cs atoms is at $z = 1.1$ mm above the electrode. The trap depth along z is $U_z = 0.5 \hbar\Gamma$ (120 μK), where $\Gamma/2\pi = 5.3$ MHz is the natural linewidth of the cesium $6P$ level. The spring constant in the harmonic approximation is $\kappa_z = 3.5(5) \cdot 10^{-21} \text{ J/m}^2$, where the quoted uncertainty reflects both the uncertainty on α and on the geometrical parameters of our trap.

The static electric field expels the atoms in the transverse direction (fig. 1d)) with a harmonic constant $\kappa_\rho^{\text{exp}} = -2.7 \cdot 10^{-21} \text{ J/m}^2$. The dipole beam, propagating along the z -axis, has to compensate this expulsion. The radial light shift potential for a two-level atom is given by

$$W_{\text{ls.}}(\rho) = \frac{\hbar |\Omega_R(\rho)|^2}{4\Delta}, \quad (2)$$

where Δ is the laser detuning ($|\Delta| \gg \Omega_R(\rho), \Gamma$), and $\Omega_R(\rho)$ is the spatially varying Rabi frequency. Figure 1d) shows the transverse potential acting on the atoms. It is calculated for cesium atoms in a 200 mW Gaussian laser beam, with a $1/e^2$ waist radius $w_0 = 200 \mu\text{m}$, and red detuned by $\delta\lambda = 0.9$ nm from the cesium $D2$ line at $\lambda = 852.1$ nm. The transverse trap depth is $U_\rho = 0.4 \hbar\Gamma$ (or $\sim 100 \mu\text{K}$) and the spring constant is $\kappa_\rho^{\text{trap}} = 1.3 \cdot 10^{-19} \text{ J/m}^2$.

We have demonstrated the OET on cesium atoms in a low-pressure glass cell. A cylindrical grid at ground potential around the electrode prevents the cell from becoming charged. A Ti-sapphire laser provides the dipole beam. After spatial filtering through a monomode fibre, the polarization is made linear.

We load the OET with cold atoms provided by a MOT in a few 10^{-9} mbar of cesium vapour [15]. Six independent laser beams are generated from a single 150 mW laser diode injected by a grating-tuned extended-cavity laser diode. The horizontal beams are ~ 1 cm wide. The diameter of the vertical beams is limited to 3 mm by the hole in the electrode, leading to a relatively small MOT capture volume. This limits the number of atoms in the MOT to a few 10^5 ⁽¹⁾. The position of the MOT coils is precisely (to $\pm 50 \mu\text{m}$) adjusted to make the MOT coincide with the OET, 1.1 mm above the electrode. After loading the MOT for ~ 1 s at a detuning of -3Γ , we decrease the intensity of the six beams to $I_0 = 2 \text{ mW/cm}^2$ while shifting the detuning to -10Γ for 20 ms. This further cools the atoms and increases the atomic density. This temporal sequence provides us with $\sim 5 \cdot 10^5$ atoms, at a temperature of $\sim 10 \mu\text{K}$, in a cloud of transverse (respectively vertical) $1/\sqrt{e}$ diameter of 480 μm (respectively 280 μm). The peak density n_0 is $\sim 4 \cdot 10^9 \text{ at/cm}^3$, with an absolute uncertainty of about a factor 4. The current of the injected diode is then quickly (≤ 100 ns) changed so as to destroy the injection locking. This switches the laser to a frequency far from resonance while it is cut off by a mechanical shutter in less than 1 ms. At the same time we turn on the high voltage and the dipole beam in less than 1 ms while turning off the current in the MOT coils in a few ms.

⁽¹⁾ It is possible to increase this number by using either a dark SPOT [16] or with atoms transferred from a spatially separated MOT [17].

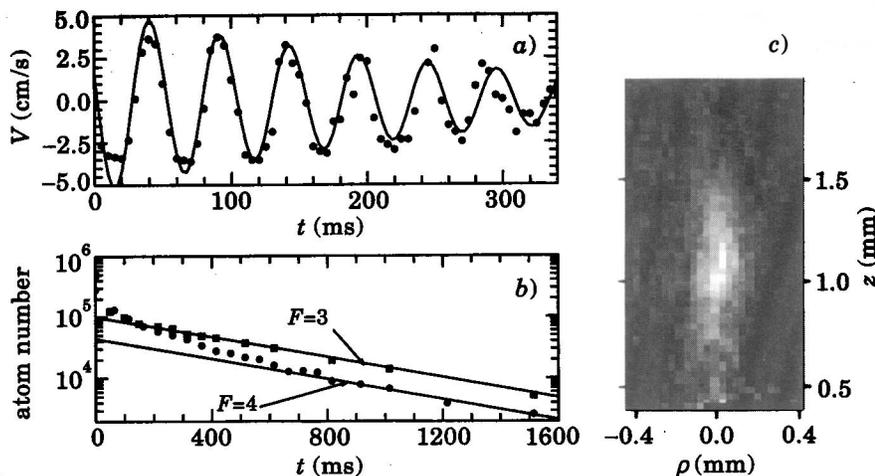


Fig. 2. – *a*) Oscillations of the atomic velocity in the OET observed with the time-of-flight signal: at $t=0$, the atoms are released in the OET, 300 μm higher than the equilibrium position. After a time t , the high voltage is switched off. From the mean arrival time $t + \langle t_{\text{flight}} \rangle$ of the atoms in the probe beam, we deduce their vertical velocity in the OET at t . Continuous line: fit with a damped harmonic oscillation. Oscillation period: 52(1) ms. Damping time: 260(30) ms. *b*) Number of trapped atoms as a function of time for the two cesium ground-state hyperfine levels. The initial atom number is $5 \cdot 10^5$. *c*) Spatial profile of the OET at $t = 700$ ms. Average of 10 images recorded with a triggered CCD camera (see text).

Two independent methods are used to monitor the OET. We measure the trap size with a triggered CCD camera: immediately after switching off the OET in $\sim 200 \mu\text{s}$, we illuminate the atoms with the MOT beams at $\delta = -2\Gamma$ and $I = I_0$ during 1 ms. The camera records the fluorescence signal with a resolution of $\sim 30 \mu\text{m}$. The second method is a time-of-flight technique: the absorption of a resonant, 200 μm high light sheet located 2 mm below the trap gives the velocity distribution in the OET along z as well as the number of atoms to within a factor 2.

Operating at $V_0 = 12$ kV, a laser power of 200 mW, $w_0 = 320 \mu\text{m}$ (respectively 200 μm) and $\delta\lambda = 0.8$ nm, we are able to transfer 50% (respectively 20%) of the atoms from the MOT to the OET, giving $2.5 \cdot 10^5$ (respectively, $1 \cdot 10^5$) atoms trapped in the OET at $t = 0$. This is about two orders of magnitude more than in a dipole trap[9-11] or in a crossed dipole trap[12], thanks to the much larger capture volume of the OET. Since the MOT atomic cloud is still larger than w_0 , some atoms are marginally trapped in the wings of the dipole laser and they eventually escape from the OET. This appears as a non-exponential decay of the number of atoms in the first 200 ms after loading the OET (fig. 2*b*). At 200 ms, the peak density n_0 is $6 \cdot 10^9$ at/cm³. For $w_0 = 220 \mu\text{m}$ and after 700 ms trapping time, the cloud of atoms has a transverse (respectively vertical) $1/\sqrt{e}$ diameter of $\sim 180 \mu\text{m}$ (respectively $\sim 660 \mu\text{m}$) (cf. fig. 2*c*). The atoms nearly fill the transverse potential well. At this time, n_0 has decreased to $n = 6 \cdot 10^8$ at/cm³.

A slight displacement of the MOT in the z -direction allowed us to observe the vertical oscillations of the atoms in the OET with both the camera and the time-of-flight method (fig. 2*a*). The oscillation period is 52(1) ms ($\Omega = 120$ rad/s), leading to $\kappa_z = M\Omega^2 = 3.2(1) \cdot 10^{-21}$ J/m², in good agreement with the calculated value. The oscillation is damped with a time constant of $\sim 260(30)$ ms. This damping is a consequence of residual heating by

the dipole laser and possibly anharmonic coupling between vertical and transverse motions.

The atom number in the trap is plotted as a function of time in fig. 2b) for $\delta\lambda = 0.7$ nm. The first 200 ms are dominated by the geometrical selection which is similar for atoms trapped in $F = 4$ or $F = 3$. Then, when atoms are trapped in the $F = 3$ level (and maintained in $F = 3$ with a weak repumping laser), the decay is well fitted by a single exponential curve of time constant $\tau = 500(50)$ ms. This lifetime results from two loss processes: collisions with background gas and residual photon scattering of about 160 photons/s from the dipole laser beam (for atoms at $q = 0$) which makes the atoms slowly boil out of the trap with a heating rate of ~ 70 μ K/s. At lower cesium pressure ($\sim 2 \cdot 10^{-9}$ mbar) and larger detuning ($\delta\lambda = 1.8$ nm), we observed a lifetime of 1.0(1) s, mostly limited by background gas collisions.

When the atoms are trapped in $F = 4$, we observe a non-exponential behaviour in the range 200–500 ms (fig. 2b)), which almost vanishes when the initial atom number in the trap is decreased by a factor 10. We attribute this effect to hyperfine changing collisions [18, 19]: when two cold atoms in $F = 4$ collide, the collision can produce one (or two) atoms in $F = 3$. Energy conservation implies that the hyperfine energy is transferred into kinetic energy which is large enough to eject both atoms from the trap. The decay curve is fitted by a solution of

$$\frac{dN}{dt} = -\gamma N - \beta \frac{N^2}{V}, \quad (3)$$

where V is the trap volume. This leads to $\beta = 5(4) \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, a value comparable to previous measurements [19]. Note that a much more precise value of β could be obtained after cooling the atoms in the OET, thereby increasing the trap density and this loss process.

In conclusion, we have demonstrated a quite promising trap for future cooling experiments. Monte Carlo simulations of Raman cooling in the OET show that temperatures below the single-photon recoil temperature (0.2 μ K) should be easily attainable. A very interesting variant of our trap would be to replace the Ti-sapphire laser by a CO_2 laser [20]. The OET then becomes quasi-static ($\lambda_{\text{CO}_2} \gg \lambda_{\text{Cs}}$) and heating due to photon scattering becomes totally negligible.

* * *

We thank J. DALIBARD, J. LAWALL and A. MICHAUD for fruitful discussions. This work was supported in part by Collège de France, BNM and CNES. JR and EP acknowledge grants from the European Union HCM program. Laboratoire Kastler Brossel is Unité de Recherche de l'École Normale Supérieure et de l'Université Pierre et Marie Curie, associée au CNRS (UA18).

REFERENCES

- [1] RAAB E., PRENTISS M., CABLE A., CHU S. and PRITCHARD D., *Phys. Rev. Lett.*, **59** (1987) 2631.
- [2] WALKER T., SESKO D. and WIEMAN C., *Phys. Rev. Lett.*, **64** (1990) 408.
- [3] DREWSEN M., LAURENT PH., NADIR A., SANTARELLI G., CLAIRON A., CASTIN Y., GRISON D. and SALOMON C., *Appl. Phys. B*, **59** (1994) 283.
- [4] ANDERSON M. H., ENSHER J. R., MATTHEWS M. R., WIEMAN C. E. and CORNELL E. A., *Science*, **269** (1995) 198.
- [5] ASPECT A., ARIMONDO E., KAISER R., VANSTEENKISTE N. and COHEN-TANNOUJDI C., *Phys. Rev. Lett.*, **61** (1988) 826.

- [6] LAWALL J., BARDOU F., SAUBAMÉA B., SHIMIZU K., LEDUC M., ASPECT A. and COHEN-TANNOUDJI C., *Phys. Rev. Lett.*, **318** (1994) 1915.
- [7] KASEVICH M. and CHU S., *Phys. Rev. Lett.*, **69** (1992) 1741.
- [8] REICHEL J., MORICE O., TINO G. M. and SALOMON C., *Europhys. Lett.*, **28** (1994) 477.
- [9] LEE H. J., ADAMS C., DAVIDSON N., YOUNG B., WEITZ M., KASEVICH M. and CHU S., *Atomic Physics*, Vol. 14, edited by C. WIEMAN and D. WINELAND (AIP, New York, N.Y.) 1994, p. 258.
- [10] MILLER C., CLINE R. and HEINZEN D., *Phys. Rev. A*, **47** (1994) R4567.
- [11] CHU S., BJORKHOLM J. E., ASHKIN A. and CABLE A., *Phys. Rev. Lett.*, **57** (1986) 314.
- [12] ADAMS C. S., LEE H. J., DAVIDSON N., KASEVICH M. and CHU S., *Phys. Rev. Lett.*, **74** (1995) 3577.
- [13] ANDERSON L. W., *Nuovo Cimento*, **XXII** (1961) 936.
- [14] MARRUS R., MCCOLM D. and YELLIN J., *Phys. Rev.*, **147** (1966) 55.
- [15] MONROE C., SWANN W., ROBINSON H. and WIEMAN C., *Phys. Rev. Lett.*, **65** (1990) 408.
- [16] KETTERLE W., DAVIS K. B., JOFFE M. A., MARTIN A. and PRITCHARD D. E., *Phys. Rev. Lett.*, **70** (1993) 2253.
- [17] STEANE A., SZRIFTGISER P., DESBIOLLES P. and DALIBARD J., *Phys. Rev. Lett.*, **74** (1995) 4972.
- [18] JULIENNE P., SMITH A. and BURNETT K., *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, Vol. 30, edited by B. BEDERSON and D. BATES (Academic Press, San Diego) 1992, p. 141; WALKER T. and FENG P., *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, Vol. 34, edited by B. BEDERSON and D. BATES (Academic Press, San Diego) 1994, p. 125.
- [19] SESKO D., WALKER T., MONROE C., GALLAGHER A. and WIEMAN C., *Phys. Rev. Lett.*, **63** (1989) 961.
- [20] TAKEKOSHI T., YEH J. R. and KNIZE R. J., *Opt. Commun.*, **114** (1995) 421.

Annexe C

Les mélasses grises

Laser cooling of cesium atoms in gray optical molasses down to 1.1 μK

D. Boiron, A. Michaud, P. Lemonde, Y. Castin, and C. Salomon

Laboratoire Kastler-Brossel and Collège de France, 24 rue Lhomond, Paris 75005, France

S. Weyers, K. Szymaniec, L. Cognet, and A. Clairon

LPTF-BNM, Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire, Paris 75014, France

(Received 23 February 1996)

We have studied the behavior of cesium atoms cooled in six-beam “gray” optical molasses. Cooling occurs for a laser detuned to the blue side of the $6S_{1/2}, F=3 \rightarrow 6P_{3/2}, F'=2$ transition, and a Sisyphus-type effect accumulates the atoms in states not coupled to the light. We measure a minimum temperature of $1.1 \pm 0.1 \mu\text{K}$ at low atomic density. The typical cooling time is on the order of 1 ms. A linear dependence of the temperature versus atomic density is found with a slope of $\sim 0.6 \mu\text{K}/(10^{10} \text{ atoms}/\text{cm}^3)$. [S1050-2947(96)50806-1]

PACS number(s): 32.80.Pj

I. INTRODUCTION

Laser cooling of atoms in optical molasses and magneto-optical traps (MOT) is now a widespread technique [1]. It relies on Sisyphus cooling using a $J \rightarrow J' = J + 1$ cycling transition with red detuned laser beams ($\omega_L < \omega_{\text{at}}$). The minimum temperature of the cooled atoms depends on the fluorescence rate and, at high atomic density, on photon multiple scattering [2,3]. For cesium the lowest steady-state temperature measured in six-beam molasses was $2.5 \mu\text{K}$ [4] and $1.2 \mu\text{K}$ in four-beam optical lattices [5]. We call these molasses *bright* molasses (BM).

It has recently been proposed to cool atoms using transitions of the $J \rightarrow J$ and $J \rightarrow J - 1$ types [6,7], for which some atomic state(s) of the internal ground-state manifold are not coupled to the laser field. The atoms are accumulated with low momenta (on the order of the single-photon momentum $\hbar k$) into these states where their fluorescence is considerably reduced, hence the name “gray molasses” (GM) or “gray lattices.” This property is at the origin of the interest in gray molasses: the low photon scattering rate is expected to reduce the strength of the interaction between atoms (via reabsorption of fluorescence photons and short-range resonant dipole-dipole interaction). This would allow the production of atomic samples at higher densities than in a MOT.

In Refs. [8] and [9], it was shown experimentally that four-beam or six-beam optical lattices using $J \rightarrow J - 1$ transitions produced efficient cooling and accumulation of the atoms in uncoupled states, but temperatures no lower than $5 \mu\text{K}$ were found. We show here that cesium six-beam gray molasses can provide temperatures as low as $1.1 \pm 0.1 \mu\text{K}$ at low atomic density. We study the behavior of GM as a function of the laser parameters and of the density of atoms. In spite of the fact that the fluorescence rate in GM is strongly reduced, we observe an increase of temperature when the atomic cloud becomes denser. This increase is linear in atomic density and, surprisingly, is found to be similar to that occurring in bright molasses.

The cooling mechanism in GM has already been described in Refs. [6–10]. It relies on a Sisyphus effect between coupled states which have spatially modulated light shifts and uncoupled states which experience no light shift.

For $\delta = \omega_L - \omega_{\text{at}} > 0$, the optical potentials of the coupled states lie above the flat potential of the uncoupled states. Motional coupling between both types of states [11] is position dependent. It leads to a position-dependent transition rate from the uncoupled states to the coupled states that is maximum when the light intensity is minimum, i.e., when the light shift of the coupled states is minimum. The transition rate from the coupled states to the uncoupled ones is proportional to the light intensity, as a regular optical pumping rate, so that atoms are pumped back into uncoupled states preferentially in points where the light shifts are maximum; in this case they have climbed a hill of potential energy before returning to the uncoupled states. Kinetic energy is thus extracted from the atoms.

II. EXPERIMENTAL SETUPS

Because of the blue detuning of the laser beams, the GM are not able to capture directly the atoms from a cesium vapor. For loading the GM, we first use a standard MOT in a low vapor pressure cell ($\approx 10^{-6}$ Pa) with laser beams tuned to the red side of the $F = 4 \rightarrow F' = 5$ cesium transition. In our experiments, two different setups were used. In the first one, two extended cavity lasers with an emission linewidth of the order of 100 kHz provide the $F = 4 \rightarrow F' = 5$ (MOT and bright molasses) and $F = 3 \rightarrow F' = 2$ circularly polarized cooling beams (gray molasses). The repumping lasers are tuned to the transitions $F = 3 \rightarrow F' = 4$ and $F = 4 \rightarrow F' = 4$, respectively. The vapor cell is surrounded by a μ -metal chamber to shield external magnetic fields to less than 1 mG.

A second setup was designed to be simpler than the first one. It employs only two DBR laser diodes (distributed Bragg reflector) for capture and GM cooling. We use the fast frequency tunability offered by the diode current to switch the laser frequencies between the capture values and the GM values. The measured linewidth of the DBR laser diodes is ≈ 8 MHz. Atom capture is performed as in the first setup. For the GM phase, the frequency locking loops are quickly opened and the $F = 4 \rightarrow F' = 5$ laser is switched to the

$F=4 \rightarrow F'=4$ transition, whereas the $F=3 \rightarrow F'=3$ laser is switched to the blue side of the $F=3 \rightarrow F'=2$ transition. When the GM cooling sequence is complete, the lasers are brought back to resonance and are automatically relocked. Coils are used for compensating external stray magnetic fields.

In the first setup, we determined the minimum temperature of atoms in gray molasses as follows. After a capture of about 2×10^7 atoms, the magnetic field is switched off, leaving the atoms in a 60-ms-long BM phase. This phase guarantees the full decay of the magnetic field inside the magnetic shield. In a second step the $F=4 \rightarrow F'=5$ cooling beams are switched off and the six GM beams are applied. The duration of the GM can be changed between 0 and 500 ms.

After turning off the GM beams rapidly ($\leq 1 \mu\text{s}$), the temperature and the number of cooled atoms are measured by a time-of-flight technique. The atoms fall through a probe beam located 14 cm below the atom cloud. This beam has a vertical Gaussian profile with a $e^{-1/2}$ radius of $640 \mu\text{m}$. It contains two frequencies, one resonant with the $F=4 \rightarrow F'=5$ transition, and one resonant with the $F=3 \rightarrow F'=4$ transition. The atomic fluorescence is then simply collected on a low noise photodiode and the temperature of the atoms along the vertical is then deduced from the width of the time-of-flight peak. A small correction factor is applied to these measurements to include the effect of the geometrical broadening of the peak due to the finite height of the probe and of the initial atom cloud. This latter height is measured using a charge-coupled device camera by applying a 5-ms pulse of bright molasses light. We have checked that, with such a short pulse, spatial diffusion of the cloud is negligible as compared to its diameter. This technique thus provides an instant picture of the spatial distribution of atoms in GM. The horizontal (vertical) spatial profile is well fitted by a Gaussian profile with an $e^{-1/2}$ radius of 0.7 mm (0.6 mm), leading to a temperature correction of $\sim 0.1 \mu\text{K}$. The 5-ms-long fluorescence signal is also used to deduce the number of atoms and the density in the gray molasses cloud.

III. RESULTS

When switching on the GM (6 $\sigma^+ \sigma^-$ beams with a diameter of 1 cm, a Rabi frequency per wave $\Omega = 0.5\Gamma$, and a detuning $\delta = +4.5\Gamma$ where $\Gamma = 2\pi \times 5.3 \text{ MHz}$), the amount of fluorescence decreases to less than 1% of the MOT fluorescence operating at a detuning of -3Γ and a Rabi frequency of $\Omega = \Gamma$. From the time-of-flight results, we find that more than 98% of the atoms are in the $F=3$ hyperfine level. The $F=4 \rightarrow F'=4$ beam (Rabi frequency of 0.5Γ) is tuned to resonance and has little influence on temperature and capture efficiency. Moreover, no stable GM is observed on the red side of the $F=3 \rightarrow F'=2$ transition ($1/e$ lifetime less than 5 ms), whereas the GM lifetime for blue detuning exceeds 100 ms. This observation is also valid when the laser is tuned to $F=3 \rightarrow F'=3$, although in that case the $F=4 \rightarrow F'=4$ beam is no longer a repumper and has to be tuned to the blue side of the transition (the $F=3 \rightarrow F'=3$ transition is no longer closed). All these remarks are in agreement with our theoretical analysis and consistent with the fact that atoms are mostly in uncoupled states.

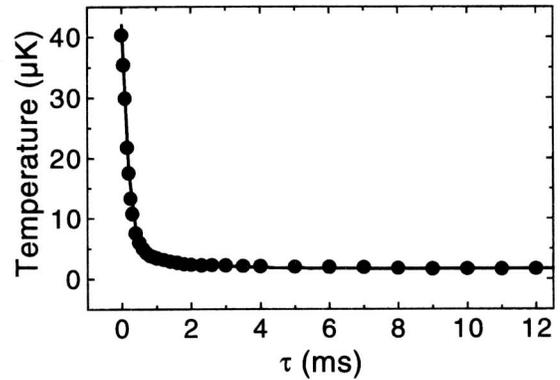


FIG. 1. Evolution of the temperature as a function of the gray molasses time τ . At $\tau=0$, 2×10^7 atoms are released from bright optical molasses at a temperature of $40 \mu\text{K}$ into gray molasses with $\Omega = 0.5\Gamma$, $\delta = +4.5\Gamma$. At 2 ms the temperature is $2.3 \mu\text{K}$ and levels off at $1.6 \mu\text{K}$ beyond 8 ms.

In Fig. 1, we give the evolution of the temperature of atoms initially prepared at $40 \mu\text{K}$, when switching on at $\tau=0$ the GM. Within 2 ms, the temperature drops down to $2.3 \mu\text{K}$ and levels off at $1.6 \mu\text{K}$ beyond 8 ms, showing the efficiency of this cooling with gray states. If we repeat this experiment with a lower GM intensity, the final temperature is lower but at the expense of a severe loss of atoms: the GM capture velocity becomes smaller than the width of the initial velocity distribution. In order to reach smaller temperatures without atom loss, we first turn on the GM at high intensity ($\Omega = 0.7\Gamma$) and then reduce the intensity in 13 ms to an adjustable final value. If we maintain the intensity constant at this final value for longer times, the temperature no longer evolves. Atom losses in this process never exceed 15% in the first 20 ms of GM. We present in Fig. 2 the measured temperature as a function of the light-shift parameter ($\Omega^2/\delta\Gamma$) for various detunings and final intensities. For a peak atomic density of $4 \times 10^9 \text{ atoms/cm}^3$, the minimum temperature is

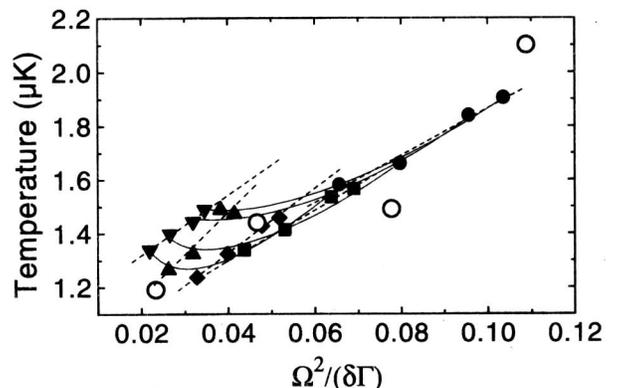


FIG. 2. Temperature of atoms in gray molasses as a function of the light-shift parameter $\Omega^2/\delta\Gamma$ at $n_{\text{peak}} = 4 \times 10^9 \text{ atoms/cm}^3$ for different intensities and detunings: dashed lines at constant detunings, from left to right, $\delta/\Gamma = 6.8, 5.7, 4.5, 3.4,$ and 2.3 ; solid lines at constant intensities, from top to bottom, $\Omega^2/\Gamma^2 = 0.25, 0.22, 0.18,$ and 0.16 . For a given intensity, there is a clear optimum in detuning. Open circles: numerical results of a 3D quantum Monte Carlo calculation at a fixed detuning of $+5\Gamma$.

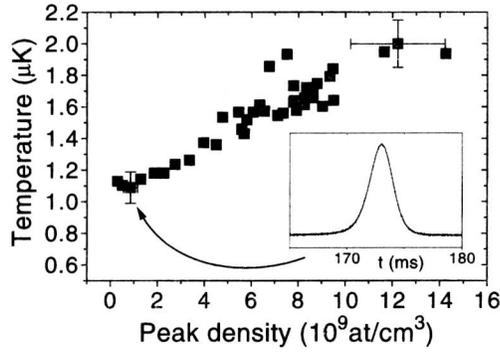


FIG. 3. Temperature of atoms in gray molasses as a function of peak atomic density for $\delta=4.5\Gamma$, $\Omega^2=0.16\Gamma^2$. The absolute density is known to a factor of 2. Inset: time-of-flight signal corresponding to a temperature of $1.1\pm 0.1 \mu\text{K}$ ($v_{\text{rms}}=8.3 \text{ mm/s}$).

$1.25 \mu\text{K}$. We observe a linear dependence of the temperature as a function of the intensity (dashed lines) and a linear dependence as a function of $1/\delta$ for detunings smaller than $+4\Gamma$. The open circles in Fig. 2 are theoretical predictions for the mean kinetic energy obtained by a three-dimensional (3D) Monte Carlo wave function calculation for cooling on a $J=3\rightarrow J'=2$ transition, for a detuning $\delta=+5\Gamma$, and for fixed relative phases between the three standing waves ($0, \pi/3, 2\pi/3$). The numerical implementation closely follows that of Ref. [12]. The agreement between theory and experiments is good considering the theoretical ($0.2 \mu\text{K}$) and experimental ($0.1 \mu\text{K}$) uncertainties. From this agreement, we deduce an excited-state population on the order of 3×10^{-4} .

A deviation from the universal intensity-detuning law appears for $\delta\geq 5\Gamma$ and becomes more and more pronounced as the detuning increases. We attribute this heating effect to a destabilization of the uncoupled states by a parasitic excitation of the $F=3\rightarrow F'=3$ transition which is indeed only at $+150 \text{ MHz}$ (i.e., $+28\Gamma/2\pi$) from the $F=3\rightarrow F'=2$ transition. Generally none of the two uncoupled states associated with the $F=3\rightarrow F'=2$ transition coincides with the uncoupled state associated with the $F=3\rightarrow F'=3$ transition.

Another interesting result deals with the density dependence of the minimum temperature, presented in Fig. 3. For $n\leq 10^9 \text{ atoms/cm}^3$, the temperature is as low as $1.1\pm 0.1 \mu\text{K}$. The corresponding rms velocity is 8.3 mm/s or 2.4 times the single-photon recoil velocity. We noticed that the minimum temperatures measured with the second setup using the DBR lasers are higher by $0.4 \mu\text{K}$ than those found in the first one (narrow linewidth lasers). When increasing the density up to $1.5\times 10^{10} \text{ atoms/cm}^3$, the temperature increases linearly to $2 \mu\text{K}$. The density variations are obtained either by increasing the MOT magnetic-field gradient or by changing the diameter of the MOT beams without modifying the GM beams. We attribute this heating effect to photon multiple scattering within the GM atomic cloud. The surprising feature of these measurements is that the temperature in GM as a function of density has nearly the same slope ($0.6 \mu\text{K}/10^{10} \text{ atoms/cm}^3$) as that of the $F=4\rightarrow F'=5$ bright molasses for a detuning of -10Γ , an intensity of $\Omega^2=0.23\Gamma^2$, and a temperature at low density of $3.5 \mu\text{K}$. In this case the one-beam excitation rate is $6\times 10^{-4}\Gamma$, resulting

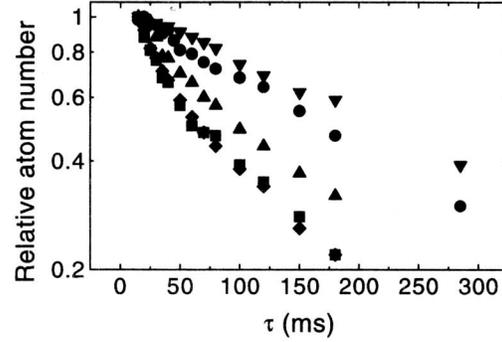


FIG. 4. Relative number of cold atoms in gray molasses as a function of time τ . The gray molasses beam intensity is kept constant for $\tau\geq 13 \text{ ms}$ (from top to bottom: $\Omega^2/\Gamma^2 = 0.49, 0.36, 0.25$, and 0.16). The two lower curves at $\Omega^2=0.16\Gamma^2$ were obtained at two background pressures of Cs which differ by 30%. For a MOT lifetime of 1 s, $1/e$ time constants in GM are, respectively, 290, 220, 127, and 92 ms (from top to bottom).

in an excited-state population of $\sim 4\times 10^{-3}$ [13]. The atoms in GM being mostly in uncoupled states, one would indeed expect a much-reduced heating effect in GM than in BM. The theoretical interpretation of this heating, which is a crucial point in attempts to build an atom laser, will be published in a future paper and is only sketched here. The equilibrium temperature in molasses results from a balance between a cooling power from the Sisyphus mechanism and the spontaneous emission (and stimulated) heating. From Fig. 1 we deduce an effective cooling time ≈ 20 times longer than that of bright molasses [3], resulting in a cooling power 20 times weaker in GM than in BM. It is thus sufficient to have 20 times less fluorescence emission to produce an excess temperature in GM similar to that of BM.

Finally, we have investigated the lifetime of GM as a function of the beam intensity at a detuning of $\delta=+4.5\Gamma$ (Fig. 4). At relatively high intensity ($\Omega=0.7\Gamma$, $T=2.0 \mu\text{K}$), the $1/e$ lifetime is 290 ms, a factor of 3 shorter than that of the MOT. At lower intensities this lifetime shortens considerably, indicating that GM possesses a loss mechanism. We have not yet studied this loss in detail (anomalous spatial diffusion, Doppler heating, etc.), but we have checked that it is not dependent on the background gas pressure in the chamber.

IV. CONCLUSION

We have shown here that gray molasses yields lower temperatures than bright optical molasses and that it can be very simply implemented with only two DBR laser diodes. The minimum temperature is $1.1\pm 0.1 \mu\text{K}$, similar to that of bright optical lattices [5]. Gray molasses cools the atoms in the lowest hyperfine state and has a reduced fluorescence rate. This opens the way to produce atomic samples with higher densities than in a MOT but, as we have shown, at the expense of an increase in temperature. A first possibility that we are presently investigating is to superimpose on the GM a far off resonance dipole trap [14] or a crossed dipole trap [15] to create an additional confining force. We foresee several other applications of these gray molasses; for instance, in atomic fountain clocks where it is desirable to get a colder

cloud of atoms [16]. The cold and dense sample (peak density $\sim 2 \times 10^{10}$ atoms/cm³) produced by this technique has a phase space density $1/2n\Lambda^3 = 2 \times 10^{-5}$, where $\Lambda = h/(2\pi M k_B T)^{1/2}$ is the thermal de Broglie wavelength and where the factor 1/2 accounts for the two uncoupled states. This is a very simple source for further cooling such as Raman or evaporative cooling in order to reach the Bose-Einstein condensation [17].

ACKNOWLEDGMENTS

The authors wish to thank C. Cohen-Tannoudji, J. Dalibard, G. Grynberg, and S. Lea. This work has been supported by CNES, BNM, CNRS, Région Ile de France, Collège de France, and NEDO (Japan). Access to the MasPar computer provided by the MPCC program at NASA Goddard Space Center is gratefully acknowledged.

-
- [1] See, for instance, *Laser Manipulation of Atoms and Ions*, edited by E. Arimondo, W. Phillips, and F. Strumia (North-Holland, Amsterdam, 1992).
- [2] T. Walker, D. Sesko, and C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 408 (1990).
- [3] M. Drewsen, P. Laurent, A. Nadir, G. Santarelli, A. Clairon, Y. Castin, D. Grison, and C. Salomon, *Appl. Phys. B* **59**, 283 (1994).
- [4] C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Phillips, A. Clairon, and S. Guellati, *Europhys. Lett.* **12**, 683 (1990).
- [5] A. Kastberg, W. D. Phillips, S. L. Rolston, and R. J. C. Spreeuw, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1542 (1995).
- [6] G. Grynberg and J.-Y. Courtois, *Europhys. Lett.* **27**, 41 (1994).
- [7] M. Weidemüller, T. Esslinger, M. A. Ol'Shanii, A. Hemmerich, and T. W. Hänsch, *Europhys. Lett.* **27**, 109 (1994).
- [8] D. Boiron, C. Triché, D. R. Meacher, P. Verkerk, and G. Grynberg, *Phys. Rev. A* **52**, R3425 (1995).
- [9] A. Hemmerich, M. Weidemüller, T. Esslinger, C. Zimmermann, and T. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 37 (1995).
- [10] M. S. Shariar, P. R. Hemmer, M. G. Prentiss, P. Marte, J. Mervis, D. P. Katz, N. P. Bigelow, and T. Cai, *Phys. Rev. A* **48**, R4035 (1993).
- [11] For $J > 1$, this motional coupling never vanishes, because the uncoupled states are not eigenstates of the total Hamiltonian including the kinetic energy operator. This can be contrasted with the $J = 1$ case having perfect dark state(s), which allows subrecoil cooling [A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 826 (1988)].
- [12] Y. Castin and K. Mølmer, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3772 (1995).
- [13] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, and J. Dalibard, *Phys. Rev. A* **52**, 1423 (1995).
- [14] J. D. Miller, R. A. Cline, and D. J. Heinzen, *Phys. Rev. A* **47**, R4567 (1994).
- [15] C. S. Adams, H. J. Lee, N. Davidson, M. Kasevich, and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3577 (1995).
- [16] A. Clairon, P. Laurent, G. Santarelli, S. Ghezali, S. Lea, and M. Bahoura, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **44**, 128 (1995).
- [17] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995).

Annexe D

Sigles

ACES : atomic clock ensemble in space

CNES : centre national d'études spatiales

ESA : European Space agency

IRCOM : institut de recherche en communications et micro-onde (Limoges)

LCEP : laboratoire de chronométrie, électronique et piézoélectricité (Besançon)

LHA : laboratoire de l'horloge atomique (université d'Orsay/CNRS)

LKB : laboratoire Kastler-Brossel (École normale supérieure)

LPMO : laboratoire de physique et de métrologie des oscillateurs (Besançon)

LPTF : laboratoire primaire du temps et des fréquences (bureau nationale de métrologie, observatoire de Paris)

NIST : national institute of standards and technology (USA)

PHARAO : projet d'horloge atomique par refroidissement d'atomes en orbite

PTB : physikalisch-technische Bundesanstalt (Braunschweig, Allemagne)

OCA : observatoire de la côte d'azur (Grasse)

Bibliographie

- [1] Voir par exemple "Laser Manipulation of Atoms and Ions", *Proc. of the International School of Physics "Enrico Fermi"*, E. Arimondo, W. Phillips and F. Strumia ed., North-Holland, Amsterdam, 1992.
- [2] M. Kasevich, E. Riis, S. Chu, and R. de Voe, "RF spectroscopy in an atomic fountain," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 63, p. 612, 1989.
- [3] A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati, and W. Phillips, "Ramsey resonance in a Zacharias fountain," *Europhys. Lett.*, vol. 16, p. 165, 1991.
- [4] K. Gibble and S. Chu, "A laser cooled Cs frequency standard and a measurement of the frequency shift due to ultra-cold collisions," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 70, p. 177, 1993.
- [5] A. Clairon, S. Ghezali, G. Santarelli, P. Laurent, S. Lea, M. Bahoura, E. Simon, S. Weyers, and K. Szymaniec, "Preliminary accuracy evaluation of a cesium fountain frequency standard," in *Proc. of Fifth Symposium on Frequency Standards and Metrology* (J. Bergquist, ed.), World Scientific, 1996.
- [6] E. Simon, P. Laurent, and A. Clairon, "Experimental measurement of the shift of cesium hyperfine splittings due to a static electric field," in *Proc. of 11th European Frequency and Time Forum*, (Neuchâtel, Switzerland), 1997.
- [7] A. Clairon, "Communication privée." 1997.
- [8] N. Ramsey, "History of atomic clocks," *Journal of Research NBS*, vol. 88, p. 301, 1983.
- [9] C. Audoin, "Caesium beam frequency standards: Classical and optically pumped," *Metrologia*, vol. 29, p. 113, 1992.

- [10] A. Bauch, T. Heindorff, R. Schröder, and B. Fischer, “The PTB primary clock Cs3: type B evaluation of its standard uncertainty,” *Metrologia*, vol. 33, p. 249, 1996.
- [11] C. Salomon, J. Dalibard, W. Phillips, A. Clairon, and S. Guellati, “Laser cooling of cesium atoms below $3 \mu\text{K}$,” *Europhys. Lett.*, vol. 12, p. 683, 1990.
- [12] D. Boiron, A. Michaud, P. Lemonde, Y. Castin, C. Salomon, S. Weyers, K. Szymaniec, L. Cognet, and A. Clairon, “Laser cooling of cesium atoms in gray optical molasses down to $1.1 \mu\text{K}$,” *Phys. Rev. A.*, vol. 53, p. R3734, 1996.
- [13] S. Ghezali, P. Laurent, S. Lea, and A. Clairon, “An experimental study of the spin-exchange frequency shift in a laser cooled cesium fountain standard,” *Europhys. Lett.*, vol. 36, no. 1, p. 25, 1996.
- [14] K. Gibble, S. Chang, and R. Legere, “Direct observation of s-wave atomic collisions,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, p. 2666, 1995.
- [15] M. Arndt, M. Ben Dahan, D. Guéry-Odelin, M. Reynolds, and J. Dalibard, “Observation of a zero energy resonance in Cs-Cs collisions,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 79, p. 625, 1997.
- [16] E. Simon, P. Laurent, and A. Clairon, “Measurement of the Stark shift of the Cs hyperfine splitting in an atomic fountain,” *Phys. Rev. A.*, vol. 57, 1998.
- [17] E. Simon, “Vers une stabilité et une exactitude de 10^{-16} pour les horloges atomiques : le rayonnement de corps noir, la détection optique”, *Thèse de doctorat de l’université Paris XI*, 1997.
- [18] A. Bauch and R. Schröder, “Experimental verification of the shift of the cesium hyperfine transition frequency due to blackbody radiation,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 78, p. 622, 1997.
- [19] T. Damour and A. Polyakov *Nucl. Phys.*, vol. B423, p. 532, 1994.
- [20] J. Prestage, R. Tjoelker, and L. Maleki, “Atomic clocks and variations of the fine structure constant,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 74, p. 3511, 1995.
- [21] R. Vessot *et al.*, “Tests of relativistic gravitation with a space-borne hydrogen maser,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 45, p. 2081, 1980.
- [22] R. Pound and G. Rebka *Phys. Rev. Lett.*, vol. 4, p. 337, 1960.

- [23] R. Pound and J. Snider *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, p. 539, 1964.
- [24] C. Salomon and A. Clairon. *PHARAO: A cold atom clock in space*, Proposal in response to: ESA SP 1201, 1997.
- [25] B. Lounis, J. Reichel, and C. Salomon *C.R. Acad. Sci. (Paris)*, vol. 316, no. 2, p. 739, 1993.
- [26] N. Ramsey, "Experiments with separated oscillatory fields and hydrogen masers," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 62, p. 541, 1990.
- [27] W. Markowitz, R. Hall, L. Essen, and J. Parry *Phys. Rev. Lett.*, vol. 1, p. 105, 1958.
- [28] J. Vanier and C. Audoin, *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards*. Adam Hilger, 1989.
- [29] A. Bauch *et al.*, "Cs2: The PTB's new primary clock," *IEEE Trans. on Inst. and Meas.*, vol. 36, p. 613, 1987.
- [30] A. Bauch, B. Fischer, T. Heindorff, and R. Schröder *IEEE Trans. on Inst. and Meas.*, vol. 42, p. 44, 1993.
- [31] G. Rovera, E. de Clercq, and A. Clairon, "An analysis of major frequency shifts in the LPTF optically pumped primary frequency standard," *IEEE Trans. on Ultr., Ferr. and Freq. Contr.*, vol. 41, no. 2, p. 245, 1994.
- [32] R. Drullinger, D. Glaze, J. Lowe, and J. Shirley, "The NIST optically pumped cesium frequency standard," *IEEE Trans. on Inst. and Meas.*, vol. 40, no. 2, p. 162, 1991.
- [33] A. Clairon, P. Laurent, G. Santarelli, S. Ghezali, S. Lea, and M. Bahoura, "A cesium fountain frequency standard: recent results," *IEEE Trans. on Inst. and Meas.*, vol. 44, no. 2, p. 128, 1995.
- [34] D. Allan *Proc. IEEE*, vol. 54, p. 221, 1966.
- [35] C. Audoin, G. Santarelli, A. Makdissi and A. Clairon, "Properties of an oscillator slaved to a periodically interrogated atomic resonator", à paraître dans *IEEE Trans. on Ultrason., Ferr. and Freq. Contr.*, 1997.
- [36] A. Makdissi, E. de Clercq, C. Audoin, and A. Clairon, "Generalisation of the Dick effect to continuous beam frequency standards," in *Proc. of 51th Symp. on Freq. Contr.*, (Orlando), 1997.

- [37] C. Audoin, V. Candelier, and N. Dimarcq, "A limit to the frequency stability of passive frequency standards due to an intermodulation effect," *IEEE Trans. on Inst. and Meas.*, vol. 40, p. 121, 1991.
- [38] N. Dimarcq, V. Giordano, P. Cerez, and G. Theobald, "Analysis of the noise sources in an optically pumped cesium beam resonator," *IEEE Trans. on Inst. and Meas.*, vol. 42, p. 115, 1993.
- [39] D.J. Wineland et al., "Recent Experiments on Trapped Ions at NIST", in "Laser Manipulation of Atoms and Ions", *Proc. of the International School of Physics "Enrico Fermi"*, E. Arimondo, W. Phillips and F. Strumia ed., North-Holland, Amsterdam, 1992.
- [40] G. Dick, "Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards," in *Proc. of Precise Time and Time Interval*, (Redondo Beach), pp. 133–147, 1987.
- [41] G. Santarelli, "Contribution à la Réalisation d'une Fontaine atomique", *Thèse de doctorat de l'université Paris VI*, 1996.
- [42] G. Santarelli, C. Audoin, A. Makdissi and A. Clairon, "Frequency Stability Degradation of an Oscillator Slaved to a Periodically Interrogated Atomic Resonator", à paraître dans *IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectr. and Freq. Contr.*, 1997.
- [43] A. Makdissi, J. Berthet, and E. de Clercq, "Improvement of the short term stability of the LPTF cesium beam frequency standard," in *Proc. of 11th European Frequency and Time Forum*, (Neuchâtel, Switzerland), 1997.
- [44] A. Bauch, H. de Boer, B. Fischer, T. Heindorff, and R. Schröder, "Planned and realized improvements to the PTB's primary cesium clocks," *IEEE Trans. on Inst. and Meas.*, vol. 40, p. 153, 1991.
- [45] W. Lee, J. Shirley, J. Lowe, and R. Drullinger, "The accuracy evaluation of NIST-7," *IEEE Trans. on Inst. and Meas.*, vol. 44, p. 120, 1993.
- [46] A. Bauch and R. Schröder, "Frequency shifts in a cesium atomic clock due to Majorana transitions," *Ann. Physik*, vol. 2, p. 421, 1993.
- [47] L. Cutler, C. Flory, R. Giffard, and A. de Marchi, "Frequency pulling by hyperfine σ -transitions in cesium beam atomic frequency standards," *J. Appl. Phys.*, vol. 69, p. 2780, 1991.

- [48] J. Shirley, "Velocity distributions calculated from the Fourier transform of Ramsey lineshapes," *IEEE Trans. on Inst. and Meas.*, vol. 46, p. 117, 1997.
- [49] A. Makdissi and E. de Clercq, "A signal approach analysis of the Ramsey pattern in cesium beam frequency standards," *IEEE Trans. on Inst. and Meas.*, vol. 46, p. 112, 1997.
- [50] W. Itano, L. Lewis, and D. Wineland *Phys. Rev. A.*, vol. 25, p. 1233, 1982.
- [51] E. Tiesinga, B. Verhaar, H. Stoof, and D. van Bragt, "Spin exchange frequency shift in a cesium atomic fountain," *Phys. Rev. A*, vol. 45, p. R2671, 1992.
- [52] S. Ghezali, *Thèse de doctorat de l'université Paris VI*, 1997.
- [53] M. Anderson, J. Enscher, M. Matthews, C. Wieman, and E. Cornell *Science*, vol. 269, p. 198, 1995.
- [54] K. Davies, M. Mewes, M. Andrews, N. V. Druten, D. Durfee, D. Kurn, and W. Ketterle *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, p. 3969, 1995.
- [55] C. Bradley, C. Sackett, J. Tollet, and R. Hulet *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, p. 1687, 1995.
- [56] S. Kokkelmans, B.J. Verhaar, K. Gibble and D.J. Heinzen, "Predictions for laser cooled Rb clocks", soumis à *Phys. Rev. Lett.*, 1997.
- [57] S. Oshima, Y. Nakadan, T. Ikegami, and Y. Koga, "Light shift in optically pumped cesium beam frequency standard," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 40, p. 1003, 1991.
- [58] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg, *Processus d'interaction entre photons et atomes*. InterEditions/Editions du CNRS, 1988.
- [59] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji *Phys. Rev. Lett.*, vol. 61, p. 826, 1988.
- [60] M. Kasevich and S. Chu *Phys. Rev. Lett.*, vol. 69, p. 1741, 1992.
- [61] J. Reichel, F. Bardou, M. Ben-Dahan, E. Peik, S. Rand, C. Salomon, and C. Cohen-Tannoudji, "Raman cooling of cesium atoms below 3 nK: new approach inspired by Levy flights statistics," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, p. 4575, 1995.

- [62] A. Papoulis, *Signal Analysis*. New York: McGraw-Hill, 1977.
- [63] J. Barnes, A. Chi, L. Cutler, D. Healey, D. Leeson, T. McGunigal, J. Mullen, W. Smith, R. Sydnor, R. Vessot, and G. Winkler *IEEE Trans. on Inst. Meas.*, vol. 20, p. 105, 1971.
- [64] P. Touboul, B. Foulon, and G. Le Clerc. *ESA symposium proc. on "Space Station Utilisation"*, SP 385, 225, 1996.
- [65] D. Eilers, "Eureca micro-g and microdynamics in-orbit measurements (prel. results)," in *Proc. of 44th congress of the International Astronautical Federation*, (Graz, Austria), 1993.
- [66] H. Hamacher and H. Öry. *ESA symposium proc. on "Space Station Utilisation"*, SP 385, 209 (1996).
- [67] A. Messiah, *Mécanique Quantique*. Paris: Dunod, 1964.
- [68] E. Bava, P. Tavella, and A. De Marchi, "Doppler effects in a multi-wavelength Rabi cavity for the excitation of atomic beams in microwave frequency standards," in *Proc. of 46th FCS*, p. 81, 1992.
- [69] A. De Marchi, E. Bava, and P. Tavella, "Accuracy analysis of the atom microwave interaction in a TE₀₁₇ cylindrical Rabi cavity for a high C-field cesium beam resonator," in *Proc. of 7th EFTF*, (Neuchâtel), 1993.
- [70] R. J. Besson and M. Mouret, "Performances of new hyperstable BVA oscillators," in *Proc. of 11th European Frequency and Time Forum*, (Neuchâtel, Switzerland), 1997.
- [71] E. Tuhadar, G. Jenni, and J. Aubry, "Improved BVA resonator-oscillator performances and frequency jumps," in *Proc. of 11th European Frequency and Time Forum*, (Neuchâtel, Switzerland), 1997.
- [72] G. Dick and D. Santiago, "Temperature-compensated sapphire resonator for ultra-stable oscillator capability at temperatures above 77 K," *IEEE Trans. on Ultr., Ferr. and Freq. Contr.*, vol. 42, no. 5, p. 812, 1995.
- [73] A. Luiten, A. Mann, N. McDonald, and D. Blair, "Latest results on the U.W.A. cryogenic sapphire oscillator," in *Proc. of IEEE International Frequency Control Symposium*, 1995.
- [74] R. Vessot, in *Perspective in neutrinos, atomic physics and gravitation*, J. Tran Thanh Vân, T. Damour, E. Hinds and J. Wilkerson, p. 471, 1995.

- [75] P. Fridelance, E. Samain, and C. Veillet, "T2L2-time transfer by laser link: a new optical time transfer generation," *Experimental Astronomy*, vol. 7, p. 191, 1997.
- [76] E. Samain and P. Fridelance, "The time transfer by laser link experiment on MIR (T2L2)," in *Proc. of 11th European Frequency and Time Forum*, (Neuchâtel, Switzerland), 1997.
- [77] D. S. Weiss, E. Riis, M. Kasevich, K.A. Moler and S. Chu in *Light Induced Kinetic Effects on Atoms, Molecules and Ions*, L. Moi, S. Gozzini, C. Gabbanini, E. Arimondo, F. Strumia eds., ETS Editrice, p.35, 1991.
- [78] CNES, *communication privée*.
- [79] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*. London: Pergamon Press, 1975.
- [80] G. Busca and P. Thomann. *ESA symposium proc. on "Space Station Utilisation"*, SP 385, 299, 1996.
- [81] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, "Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 6, p. 2023, 1989.
- [82] C. Salomon and C. Veillet. *ESA symposium proc. on "Space Station Utilisation"*, SP 385, 295, 1996.
- [83] Voir par exemple les différents articles sur le sujet in *Proc. of the Fifth Symposium on Frequency Standards and Metrology*, J. Bergquist ed., World Scientific, 1996.

RÉSUMÉ

Les performances des horloges atomiques ont été considérablement améliorées par l'utilisation d'atomes refroidis par laser. En effet, il est possible d'observer ces atomes extrêmement lents beaucoup plus longtemps que les atomes à température ambiante des horloges conventionnelles. A ce jour, la meilleure horloge à césium a une exactitude de 2×10^{-15} et une stabilité de 1×10^{-15} sur trois heures d'intégration. Sur terre, le temps d'observation est limité à une seconde environ par la présence de gravité. L'objet de ce travail de thèse est l'étude d'une horloge à atomes froids fonctionnant en impesanteur. Dans un premier temps, nous montrons comment la micro-gravité peut conduire à une amélioration des performances de l'horloge avec un temps d'observation des atomes de plusieurs secondes. Les performances ultimes d'une horloge à atomes froids dans l'espace sont étudiées. Atteindre une exactitude et une stabilité à un jour de 1×10^{-16} semble tout à fait réaliste à court terme. Le problème de la méthode d'interrogation des atomes doit être reconsidéré à ce niveau de performances et dans cet environnement d'impesanteur. Nous introduisons la fonction de sensibilité atomique pour le résoudre et comparer plusieurs méthodes d'interrogation possibles. La deuxième partie de ce travail présente un prototype de l'horloge spatiale. Compact et fiable, il a été testé en absence de gravité au cours de vols paraboliques à bord d'un avion. Cette expérience montre la faisabilité de l'horloge spatiale.

ABSTRACT

The performances of atomic clocks have been drastically improved in the last few years thanks to laser cooling techniques. Indeed, extremely slow atoms can be observed much longer than the room temperature atoms used in conventional clocks. Today, the best cesium clock has an accuracy of 2×10^{-15} and a stability of 1×10^{-15} after a three hours integration time. On earth, the observation time of the atoms is limited to one second due to the presence of gravity. This thesis is devoted to the study of a micro-gravity clock using laser cooled atoms. In the first part, we show how this environment can lead to better performances with a several seconds observation time of the atoms. The ultimate performances of a cold atom clock in space are investigated. It seems realistic to reach in the short term an accuracy and a stability per day of 1×10^{-16} . The interrogation scheme of the atoms has to be reconsidered at this level of performances and in the environment of absence of gravity. We introduce the sensitivity function to solve this problem and compare different possible interrogation scheme. The second part of the thesis describes a prototype of the space clock. Compact and reliable, it has been tested in the reduced gravity of aircraft parabolic flights. This experiment shows the feasibility of the future space clock.

MOTS CLEFS

métrologie temps-fréquence, horloge atomique, horloge spatiale, refroidissement laser, atome à deux niveaux