



HAL
open science

Horloge optique miniature à ion piégé

Bachir Achi

► **To cite this version:**

Bachir Achi. Horloge optique miniature à ion piégé. Optique / photonique. Université Bourgogne Franche-Comté, 2022. Français. NNT : 2022UBFCD017 . tel-04195089

HAL Id: tel-04195089

<https://theses.hal.science/tel-04195089v1>

Submitted on 4 Sep 2023

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.

THESE DE DOCTORAT DE L'ETABLISSEMENT UNIVERSITE BOURGOGNE FRANCHE-COMTE

**PREPAREE A L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE ET DES
MICROTECHNIQUES**

Ecole doctorale n° 37

SPIM

Doctorat d'Optique et photonique

Par

Bachir ACHI

Horloge optique miniature à ion piégé

Thèse présentée et soutenue à Besançon, le 20 mai 2022

Composition du Jury :

Sébastien BIZE
Laurent HILICO
Nils HUNTEMANN
Albane DOUILLET
Vincent GIORDANO
Clément LACROÛTE
Moustafa ABDEL-HAFIZ

Directeur de recherche SYRTE
Professeur LKB
Directeur de recherche PTB
Maîtresse de conférences
Directeur de recherche CNRS FEMTO-ST
Chargé de recherche FEMTO-ST
Maître de conférences ENSMMM

Rapporteur
Rapporteur
Examinateur
Examinatrice
Directeur de thèse
Encadrant de thèse
Co-encadrant, membre invité

Table des matières

Remerciements	4
Introduction générale	5
1 Fonctionnement et état de l'art des horloges optiques à ions piégés	7
1.1 Fonctionnement général des horloges optiques	7
1.1.1 Principe de fonctionnement	7
1.1.2 Outils de caractérisation des horloges	8
1.1.3 Interrogations Rabi et Ramsey	9
1.1.4 Asservissement et bruit de projection quantique d'une horloge atomique	12
1.1.5 Cas particulier d'une horloge optique à ion $^{171}\text{Yb}^+$	13
1.2 État de l'art des horloges optiques	17
1.2.1 Horloges optiques à atomes neutres	17
1.2.2 Horloges optiques à ion piégés	17
1.3 Piégeage d'ions	19
1.3.1 Principe général du fonctionnement des pièges de Paul	19
1.3.2 Pièges surfaciques	21
1.3.3 Équations de Mathieu et paramètres de stabilité	24
1.3.4 Pseudo-potentiel, approximation adiabatique	28
1.3.5 Micromouvement	29
1.4 Refroidissement Doppler	31
1.4.1 Introduction au refroidissement Doppler	31
1.4.2 Force de pression de radiation	32
1.5 Projet d'horloge compacte $^{171}\text{Yb}^+$	34
1.5.1 Critères de conception des pièges surfaciques	35
1.5.2 Séquence d'interrogation de l'ion	40
2 Dispositif expérimental	43
2.1 Montages optiques	43
2.1.1 Laser de refroidissement à 369 nm	45
2.1.2 Laser repompeur à 935 nm	46
2.1.3 Laser de ionisation à 399 nm	47
2.1.4 Laser repompeur à 638 nm	48
2.1.5 Banc de couplage	49
2.1.6 Imagerie	50
2.1.7 Asservissement en fréquence des lasers grâce au λ -mètre	51
2.1.8 Améliorations futures du banc optique	52
2.2 Pilotage de l'expérience	53
2.2.1 Pilotage en fréquence des modulateurs acousto-optiques	53
2.2.2 Mesures du temps de réponse des AOMs	55
2.2.3 Génération de séquences d'interrogation informatiques	56
2.2.4 Électronique de contrôle : ARTIQ	57
2.3 Génération du champ RF de piégeage	58
2.3.1 Transformateur	59
2.3.2 Résonateur	62

2.3.3	Fluctuations d'amplitude RF	65
2.4	Enceintes à vide	66
2.4.1	Ancienne et future dispositions de l'enceinte à vide principale	66
2.4.2	Enceinte de test	70
3	Travaux préparatoires pour la spectroscopie	73
3.1	Séjour à la PTB : Comparaisons des séquences d'interrogations Rabi et Ramsey . .	73
3.1.1	Introduction	73
3.1.2	Approche phénoménologique	73
3.1.3	Stabilité de l'horloge	76
3.2	Mise en place du laser d'horloge	82
3.2.1	Peigne de fréquence optique et cavité ultra-stable	82
3.2.2	Montage optique du laser d'horloge à 435,5 nm	83
3.2.3	Asservissement du laser d'horloge sur le peigne de fréquence optique . . .	84
3.3	Paramètres de piégeage pour la nouvelle puce	88
3.3.1	Conception de la nouvelle puce	88
3.3.2	Calcul du potentiel électrique	91
3.3.3	Contrôle des paramètres du piège par les électrodes DC	93
3.3.4	Résultats des simulations	95
4	Résultats du piégeage d'ions	105
4.1	Mesures expérimentales	105
4.1.1	Position de l'ion	105
4.1.2	Fréquences séculaires	106
4.1.3	Durée de vie d'un ion unique dans le piège	108
4.2	Diminution de l'excès de micromouvement	110
4.2.1	Introduction	110
4.2.2	Déplacement de l'ion	111
4.2.3	Photocorrélation	112
4.2.4	Excitation paramétrique	114
4.3	Pompage optique de l'ion dans son état fondamental	118
4.4	Mesure du taux de chauffage du piège	119
4.4.1	Technique du Doppler <i>recooling</i>	120
4.4.2	Mesure de la taille du spot de l'ion	121
4.4.3	Conclusion et perspectives	123
	Conclusion générale	124
	Annexe	126
	Piège prototype : calcul de l'influence de chaque électrode DC	126
	Nouveau piège : calcul de l'influence de chaque électrode DC	126
	Calcul numérique du potentiel électrique d'une électrode surfacique	127
	Modification de la distance d de l'ion	129

Remerciements

J'aimerais avant tout remercier les membres du jury qui ont assisté à ma thèse, notamment Albane Douillet, Nils Huntemann et plus particulièrement mes rapporteurs, Laurent Hilico et Sébastien Bize. Merci pour vos relectures.

Je remercie également le Labex First-TF ainsi que la région Franche-Comté pour le financement de cette thèse. Je remercie également le COST qui m'a permis d'aller en Allemagne pendant quelques mois pour travailler sur l'excellent projet *opticlock* à la PTB.

Je tiens à remercier chaleureusement Clément Lacroûte qui m'a encadré pendant ma thèse. Son expertise et son accessibilité m'ont été précieuses durant mes travaux. J'ai énormément appris à ses côtés, tant du côté professionnel que du côté humain, et je suis confiant sur la bonne voie de ce projet enrichissant.

Je remercie également Vincent Giordano, mon directeur de thèse, qui m'a donné de précieux conseils ainsi que pour sa disponibilité durant la rédaction de ma thèse.

Enfin, je remercie toutes les personnes que j'ai pu côtoyer pendant toutes ces années, notamment l'équipe ion ou ex-ion. Merci à Marion Delehaye pour toute son aide, à Thomas Lauprêtre, qui m'a appris aussi énormément de choses et avec qui j'ai passé beaucoup de temps au labo. Merci à Moustafa Abdel-Hafiz qui a rejoint l'équipe en cours de route et avec qui j'ai fait connaissance en Allemagne. Merci à Lucas Groult, pour sa bonne humeur et ses conseils. Hvala Josipa Madunic! Thank you for your support especially before my PhD presentation.

Également un grand merci aux membres (ou ex-membre) du département TF pour leurs fructueuses discussions (ou pas!) : Yann Kersalé le boss, Jacques Millo, Jean-Michel Friedt, Gwenhael Goavec-Merou, Jonathan Gillot, Benoît Dubois, Rodolphe Boudot, Christophe Flur, Damien Teysieux, François Vernotte, Enrico Rubiola, Rémy Vicarini, Yannick Grusson, Fransisco Sebastian Ponciano, Michael Petersen et Pierre-Yves Bourgeois et LE Docteur Falzon Tetsing Talla Santerelli.

Un grand merci aux thésards et courage à eux (surtout pour la 3ème année...) : Antoine Baudiquez, Anthony Gusching, Shambo Mukherjee, Clément Carlé, Martina Matusko, Martin Callejo, Martin Hauden et Juliette Breurec.

Et un grand merci à ma famille et mes amis pour leur soutien constant.

Introduction générale

La mesure du temps est basée sur l'observation de phénomènes cycliques. Les performances des horloges sont donc intrinsèquement liées à l'immuabilité et à la répétabilité de la grandeur observée. En 1873, James Clerk Maxwell suggéra d'exploiter les propriétés oscillatoires des atomes pour établir des unités de temps et d'espace.

Les avancées de la mécanique quantique à partir du début du siècle dernier, ont apporté de nouvelles connaissances dans le domaine de la physique fondamentale et plus particulièrement dans le domaine de la physique atomique. Une des notions clés de la mécanique quantique est la dualité onde-corpuscule des objets physiques. Le caractère ondulatoire des particules permet alors de comprendre, par exemple, la quantification des états d'énergie des atomes. La transition entre deux états d'énergie E_1 et E_2 d'un atome peut être excitée avec une onde électromagnétique d'une fréquence ν telle que $E_2 - E_1 = h\nu$ où h est la constante de Planck. Ainsi, un élément atomique est caractérisé par son spectre lumineux et une onde électromagnétique produite par un oscillateur local peut être asservie sur une transition constituant une référence de fréquence.

Avec les avancées de la mécanique quantique et les apparitions de nouvelles technologies comme le maser, le laser ou les semi-conducteurs, les horloges atomiques ont pu faire leur apparition. Depuis 1967, la seconde est définie par rapport à une transition hyperfine de l'atome de césium 133 non perturbée. Cette transition se situe dans le domaine microonde et sa fréquence est définie à 9 192 631 770 Hz. À l'heure actuelle, les meilleures horloges microondes atteignent une stabilité relative de fréquence de l'ordre de $10^{-14}\tau^{-1/2}$ et définissent la seconde avec une exactitude de l'ordre de 10^{-16} [1].

En termes de stabilité, les horloges atomiques fonctionnant dans le domaine de l'optique surpassent les horloges microondes. Elles exploitent des atomes ou un ion unique. Par exemple, l'horloge du JILA utilisant des atomes Sr atteint une stabilité de l'ordre de $10^{-17}\tau^{-1/2}$ [2, 3].

Une des applications les plus concrètes des horloges atomique est le géopositionnement. Les avancées technologiques ont permis de réduire considérablement le volume et la puissance consommée pour certains types d'horloges. Elles restent suffisamment stables pour qu'une constellation de satellites puisse les embarquer et émettre un signal pour qu'un récepteur sur terre puisse se localiser avec une bonne précision [4].

Les meilleures performances réalisées avec les horloges optiques sont obtenues en laboratoire, mais elles occupent des volumes considérables. La sensibilité de la référence atomique aux perturbations extérieures affectent la fréquence générée par l'horloge et permet donc de mesurer avec précision diverses grandeurs physiques. Ainsi, par exemple, outre la mesure du temps, de telles horloges sont capables de mesurer le champ gravitationnel terrestre si elles se déplacent en altitude [5, 6].

Cette thèse s'inscrit dans le développement d'une horloge optique compacte transportable utilisant un unique ion $^{171}\text{Yb}^+$ comme référence de fréquence. Le but du projet est de concevoir une horloge d'un volume total de 500 L avec une stabilité relative de fréquence de l'ordre de $10^{-14}\tau^{-1/2}$. L'ion étant sensible aux champs électriques, les électrodes d'un piège de Paul quadrupolaire sont utilisées pour confiner l'ion dans une région de l'espace en un minimum de potentiel électrique. La particularité de cette horloge est d'utiliser un piège de Paul surfacique. Ces derniers sont très utilisés dans le domaine prolifique de l'information quantique (QIP). L'intérêt d'utiliser un tel type de piège est d'une part, de profiter des retombées des recherches dans le QIP concer-

nant par exemple la conception des pièges ou leurs techniques de productions. Et d'autre part, l'utilisation de puces permettrait, à long terme, d'incorporer des éléments comme par exemple des guides d'onde optiques miniaturisant ainsi l'horloge.

Ce manuscrit est divisé en quatre chapitres et présente les résultats de mes trois années de recherche au département temps-fréquence de l'institut FEMTO-ST de Besançon. Lors de ma thèse, j'ai effectué un séjour de trois mois dans le cadre d'une collaboration à *Physikalisch-Technische Bundesanstalt* (PTB), l'institut national de métrologie allemand. J'ai ainsi accompli des travaux sur *opticlock*, une horloge à ion piégé transportable très similaire à celle actuellement développée à Besançon.

Les principaux résultats expérimentaux présentés ont été obtenus avec un piège prototype. Des résultats de simulations concernant un nouveau piège, conçu et fabriqué au sein du département, sont présentés.

Le premier chapitre est consacré au fonctionnement général des horloges optiques à ion piégé. Pour situer ce projet dans le domaine actuel des connaissances, un état de l'art des horloges optiques sera présenté. Le fonctionnement des pièges de Paul surfaciques, la technique de refroidissement par laser ainsi que les particularités du projet seront également abordés.

Le second chapitre est consacré au dispositif expérimental utilisé pour mener à bien le projet. Les montages optiques des différents lasers utilisés pour ioniser, refroidir et détecter l'ion seront présentés. Le système électronique de contrôle de l'expérience, la génération de hautes tensions RF pour le piégeage d'ion ainsi que les éléments utilisés pour la génération d'un ultra-vide seront décrits.

Le troisième chapitre présente la mise en place des éléments pour la préparation de la spectroscopie de l'ion $^{171}\text{Yb}^+$. Nous verrons les travaux et les résultats obtenus à la PTB concernant la recherche des paramètres optimaux de l'asservissement du laser d'horloge sur la transition atomique de l'ion piégé. Nous verrons également le montage optique du laser d'horloge ainsi que sa pré-stabilisation en fréquence. Par la suite, les résultats de la simulation des performances du nouveau piège seront également exposés.

Le dernier chapitre montre les résultats expérimentaux obtenus avec le piège prototype. Des comparaisons avec les résultats théoriques seront effectuées et des techniques de détection de l'excès de micromouvement seront présentées. Une mesure du taux de chauffage, caractérisant le piège, sera également exposée.

Chapitre 1

Fonctionnement et état de l'art des horloges optiques à ions piégés

1.1 Fonctionnement général des horloges optiques

1.1.1 Principe de fonctionnement

Les horloges optiques sont des dispositifs permettant le contrôle et l'asservissement d'une source laser, constituant l'oscillateur local, sur une référence de fréquence définie par une transition atomique entre deux états d'énergie. La figure 1.1 schématise le fonctionnement des horloges optiques.

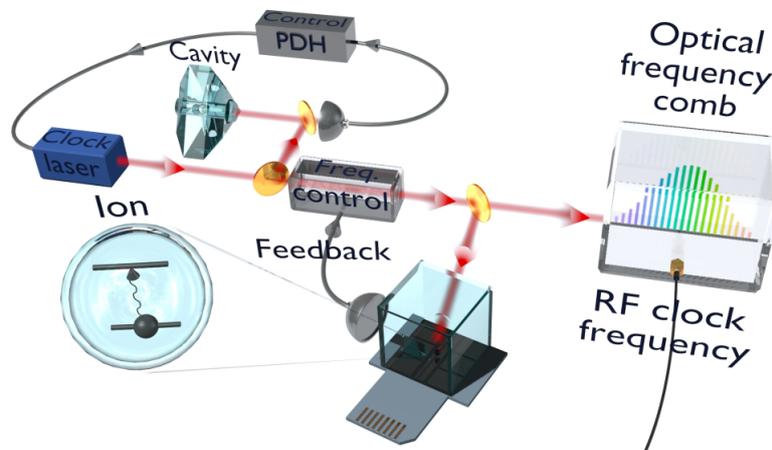


FIGURE 1.1 – **Principe de fonctionnement général d'une horloge optique.** Un laser, constituant l'oscillateur local, interroge une transition atomique constituant la référence de fréquence. Un asservissement corrige la fréquence du laser en fonction du signal d'erreur obtenu après l'étape d'interrogation. Le signal optique est alors transféré, grâce à un peigne de fréquence optique vers le domaine RF pour être compté de façon électronique. Figure tirée de [7].

Depuis 1967, la seconde est définie par rapport à une transition hyperfine d'un atome ^{133}Cs qui peut être excitée par une onde qui se situe dans le domaine des microondes à une fréquence d'environ $9,2 \text{ GHz}^1$ et fait suite à l'élaboration d'une horloge atomique en 1955 [8] qui présentait des performances, en termes de stabilité ou d'exactitude, supérieures aux systèmes basés sur le

1. La définition officielle donnée par le Bureau International des Poids et Mesures (BIPM) est : «la seconde, symbole s, est l'unité de temps du SI. Elle est définie en prenant la valeur numérique fixée de la fréquence du césium, $\Delta\nu_{\text{Cs}}$, la fréquence de la transition hyperfine de l'état fondamental de l'atome de césium 133 non perturbé, égale à $9\,192\,631\,770$ lorsqu'elle est exprimée en Hz, unité égale à s^{-1} .»

mouvement des astres [9].

La stabilité relative de fréquence d'une horloge atomique, qui traduit les fluctuations de fréquence de l'oscillateur asservi sur la transition atomique, est donnée par la relation [10] :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{C}{SNR} \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \sqrt{\frac{t_s}{\tau}}, \quad (1.1)$$

où C et SNR sont respectivement le contraste et le rapport signal à bruit du signal produit par l'interaction entre l'oscillateur local et la référence atomique, constituée d'un ensemble de N atomes neutres ou d'un unique ion piégé, et générant le signal d'erreur. $\Delta\nu$ et ν_0 sont respectivement la largeur de raie et la fréquence de transition considérée. Enfin, t_s est la durée totale d'une séquence d'interrogation.

Les fontaines atomiques au césium permettent d'atteindre des stabilités relatives de fréquences $\approx 10^{-14}\tau^{-1/2}$. Comparativement aux horloges atomiques se situant dans le domaine des microondes ($\nu_0 \approx 10$ GHz), la stabilité d'une horloge optique est accrue en utilisant une référence dans le domaine optique ($\nu_0 \approx 10^2$ THz) : le maintien d'un signal ayant le même contraste, rapport signal à bruit et une largeur de transition $\Delta\nu$ équivalents permet une réduction de l'instabilité relative de fréquence σ_y .

Néanmoins, la synthèse, la lecture et le contrôle des fréquences microondes peuvent être réalisées de manière électronique, tandis qu'une lecture de fréquence absolue dans le domaine optique requière des outils supplémentaires [11]. Les peignes de fréquences optique, apparus en 1999 [12] ont révolutionné [13] le domaine du temps-fréquence grâce au transfert simple de stabilité relative de fréquence du domaine optique vers le domaine RF. Ils permettent également une comparaison entre des horloges optiques fonctionnant à des longueurs d'ondes différentes. La partie 3.2 présente de manière plus détaillée le fonctionnement des peignes de fréquences optiques.

1.1.2 Outils de caractérisation des horloges

Les horloges optiques sont caractérisées à la fois par leur stabilité et leur exactitude. L'exactitude est une mesure de l'incertitude des effets systématiques de déplacements de fréquence induits par des perturbations extérieures sur la transition de référence. En effet, la fréquence de transition atomique de référence, par différents mécanismes (effets Doppler, Stark ou Zeeman par exemple), est sujette à des déplacements de fréquence qu'il est important de caractériser. Une discussion plus détaillée sur ce sujet est présentée dans la partie 1.2. La stabilité caractérise les fluctuations de la fréquence délivrée par l'horloge.

Un oscillateur réel est entâché de nombreuses sources de bruit qui affectent l'amplitude et la fréquence du signal délivré. Ainsi, le signal d'un oscillateur réel de fréquence ν_0 peut s'exprimer en négligeant le bruit d'amplitude par

$$V(t) = V_0 \cos(2\pi\nu_0 t + \phi(t)) = V_0 \cos \Phi(t), \quad (1.2)$$

où V_0 est l'amplitude du signal, $\phi(t)$ sont les fluctuations de phase et $\Phi(t)$ est la phase instantanée du signal.

La fréquence instantanée du signal $\nu(t)$ s'exprime alors en fonction des fluctuations de phase par la relation

$$\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \Phi(t)}{\partial t} = \nu_0 + \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \phi(t)}{\partial t}. \quad (1.3)$$

La relation 1.3 montre le lien qui existe entre le bruit de phase et la mesure de la fréquence d'un signal $V(t)$. Enfin, les fluctuations relatives de fréquence d'un signal sont définies par la relation

$$y(t) = \frac{\nu(t) - \nu_0}{\nu_0} = \frac{1}{2\pi\nu_0} \frac{\partial \phi(t)}{\partial t}. \quad (1.4)$$

Un compteur électronique de fréquence va produire une mesure \bar{y} correspondant à la valeur moyenne de $y(t)$ sur le temps τ . Une mesure de l'oscillateur sur une durée T produit donc une suite de M mesures de fluctuations relatives de fréquences $(\bar{y}_i)_{i \in \llbracket 1, M \rrbracket}$ avec $T = M\tau$.

La stabilité relative de fréquence d'un oscillateur est alors caractérisée par l'écart-type d'Allan $\sigma_y(\tau)$ défini par la relation [14]

$$\sigma_y(\tau) = \sqrt{\frac{1}{2(M-1)} \sum_{i=1}^{M-1} [\bar{y}_{i+1} - \bar{y}_i]^2}. \quad (1.5)$$

Contrairement à la variance usuelle, la variance d'Allan $\sigma_y^2(\tau)$ ne diverge pas pour le bruit de flicker de fréquence [15]. La variance d'Allan permet de distinguer les différents types de bruits qui perturbent le signal (cf figure 1.2).

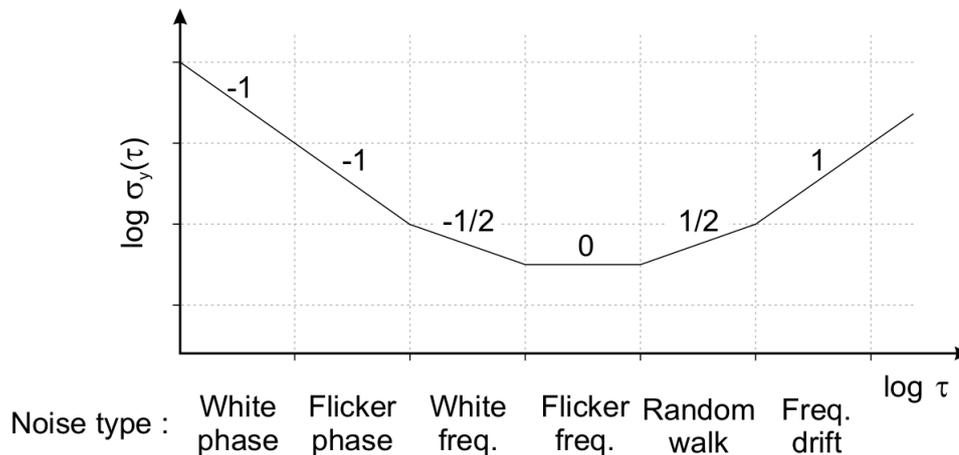


FIGURE 1.2 – Détermination du type de bruit auquel est soumis l'oscillateur grâce à l'écart-type d'Allan. En prenant le logarithme de $\sigma_y(\tau)$, il est possible de distinguer le type de bruit en fonction de la pente de la courbe obtenue. Figure tirée de [15].

Il existe d'autres outils pour quantifier la stabilité d'un oscillateur ou déterminer le type de bruits auquel il est soumis comme par exemple la densité spectrale de puissance $S_y(f)$ ou la densité spectrale de fluctuations de phases S_ϕ avec des relations les liant avec la variance d'Allan $\sigma_y(\tau)$ ou encore la variance d'Allan modifiée [16, 17].

1.1.3 Interrogations Rabi et Ramsey

Comme nous l'avons vu dans la partie 1.1.1, l'élaboration d'une horloge optique passe par un asservissement en fréquence d'un oscillateur local sur une transition atomique. L'évaluation du décalage de fréquence est réalisée par une étape d'interrogation (spectroscopie).

Cette dernière consiste à appliquer une ou plusieurs impulsions lumineuses sur la transition atomique. Ces techniques d'interrogation permettent de réaliser la spectroscopie avec une très grande précision [18, 19] et sont donc naturellement utilisées dans l'élaboration d'une horloge atomique stable et précise.

Nous allons ici considérer une onde électromagnétique en interaction avec un atome (ou ion) unique. Pour un gaz d'atomes, nous pourrions nous référer à la thèse [20].

Soit un atome (ou ion) au repos et quasiment isolé de son environnement. Nous nous intéressons à une transition entre l'état fondamental $|g\rangle$ et l'état excité $|e\rangle$. La différence d'énergie entre ces deux niveaux est donnée par la relation $\hbar\omega_0 = E_e - E_g$. La largeur de la transition de l'état excité est notée Γ . Par exemple, dans le cas d'une horloge à ion $^{171}\text{Yb}^+$ unique piégé, l'état $|g\rangle$ est l'état d'énergie $^2S_{1/2} |F=0, m_F=0\rangle$, l'état $|e\rangle$ est l'état $^2D_{3/2} |F=2, m_F=0\rangle$ et le temps de vie de l'état excité est d'environ 52 ms soit $\Gamma \approx 2\pi \times 3$ Hz.

Un vecteur d'état $|\psi\rangle = a_g |g\rangle + a_e |e\rangle$, avec a_g et a_e les amplitudes de probabilité, décrit le système. Considérons la matrice densité définie par

$$\rho = |\psi\rangle \langle\psi| = \begin{pmatrix} \rho_{gg} & \rho_{ge} \\ \rho_{eg} & \rho_{ee} \end{pmatrix}, \quad (1.6)$$

où $\rho_{gg} = a_g a_g^*$ et $\rho_{ee} = a_e a_e^*$ sont respectivement les probabilités de trouver le système dans l'état fondamental et excité et où $\rho_{ge} = a_g a_e^* = \rho_{eg}^*$. Les termes diagonaux de la matrice ρ sont appelés «populations» tandis que les termes non diagonaux sont appelés «termes de cohérences».

De manière générale, l'interaction entre une onde électromagnétique et le système quantique précédemment défini obéit aux équations de Bloch optiques

$$\begin{cases} \frac{d\rho_{ee}}{dt} &= \frac{1}{2i} (\Omega_{\text{Rabi}} \rho_{eg}^* - \Omega_{\text{Rabi}}^* \rho_{eg}) - \Gamma \rho_{ee} \\ \frac{d\rho_{gg}}{dt} &= \frac{1}{2i} (\Omega_{\text{Rabi}}^* \rho_{eg} - \Omega_{\text{Rabi}} \rho_{eg}^*) + \Gamma \rho_{ee}, \\ \frac{d\rho_{eg}}{dt} &= -\frac{1}{2i} \Omega_{\text{Rabi}} (\rho_{ee} - \rho_{gg}) - \left(\frac{\Gamma}{2} + i\delta\right) \rho_{eg} \end{cases} \quad (1.7)$$

où Ω_{Rabi} est la pulsation de Rabi et modélise le couplage entre l'onde électromagnétique et l'atome. $\delta = \omega_0 - \omega$ est le désaccord entre la pulsation de l'onde électromagnétique et la pulsation de résonance de l'atome.

Interrogation Rabi

Une interrogation Rabi consiste à utiliser une unique impulsion d'une durée τ_{Rabi} telle que

$$\Omega_{\text{Rabi}} \tau_{\text{Rabi}} = \pi. \quad (1.8)$$

Dans le cas d'un système avec une largeur de transition nulle qui ne produit ni émission spontanée ni décohérence, la probabilité d'excitation de l'atome P_e est donnée par [21]

$$P_e = \frac{\Omega_{\text{Rabi}}^2}{\omega_{\text{Rabi}}^2} \sin^2 \frac{\omega_{\text{Rabi}} \tau_{\text{Rabi}}}{2}, \quad (1.9)$$

où $\omega_{\text{Rabi}} = \sqrt{\delta^2 + \Omega_{\text{Rabi}}^2}$ est la pulsation de Rabi généralisée. Lorsque $\delta = 0$, la probabilité d'excitation est de 100 % et décroît lorsque la fréquence de l'onde électromagnétique s'éloigne de la résonance.

Pour un système avec une largeur de raie Γ de l'état excité, $P_e(\delta = 0) < 100\%$ mais est cependant maximale à la résonance. La figure 1.3 montre des spectres d'excitations théoriques obtenus avec des interrogations Rabi.

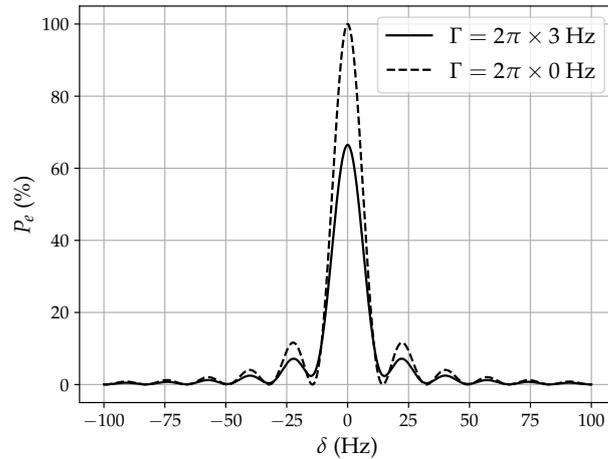


FIGURE 1.3 – **Spectre d’excitation d’une interrogation Rabi.** L’impulsion de l’onde électromagnétique est d’une durée $\tau_{\text{Rabi}} = 60$ ms. La courbe en trait plein correspond à la probabilité d’excitation P_e d’un système ayant un temps de vie dans l’état excité de 52 ms en fonction du désaccord de fréquence δ de l’onde de sonde par rapport à la résonance du système. La courbe en pointillé est obtenue en prenant un système ayant un temps de vie infini dans l’état excité.

La demi largeur de la raie de résonance est de l’ordre d’une dizaine de Hertz et la résonance du système est clairement établie.

Interrogation Ramsey

Une interrogation Ramsey consiste à utiliser deux impulsions de durées τ_{Ramsey} telles que

$$\Omega_{\text{Rabi}} \tau_{\text{Ramsey}} = \frac{\pi}{2}, \quad (1.10)$$

séparées par un temps noir T_D .

Dans le cas d’un système avec une largeur de transition nulle, la probabilité d’excitation de l’atome P_e est donnée par [21]

$$P_e = 4 \frac{\Omega_{\text{Rabi}}^2}{\omega_{\text{Rabi}}^2} \sin^2 \frac{\omega_{\text{Rabi}} \tau_{\text{Ramsey}}}{2} \left(\cos \frac{\delta T_D}{2} \cos \frac{\omega_{\text{Rabi}} \tau_{\text{Ramsey}}}{2} - \frac{\delta}{\omega_{\text{Rabi}}} \sin \frac{\delta T_D}{2} \sin \frac{\omega_{\text{Rabi}} \tau_{\text{Ramsey}}}{2} \right)^2. \quad (1.11)$$

La figure 1.4 montre des spectres d’excitation Ramsey théoriques obtenus à l’aide des équations 1.7 et 1.11.

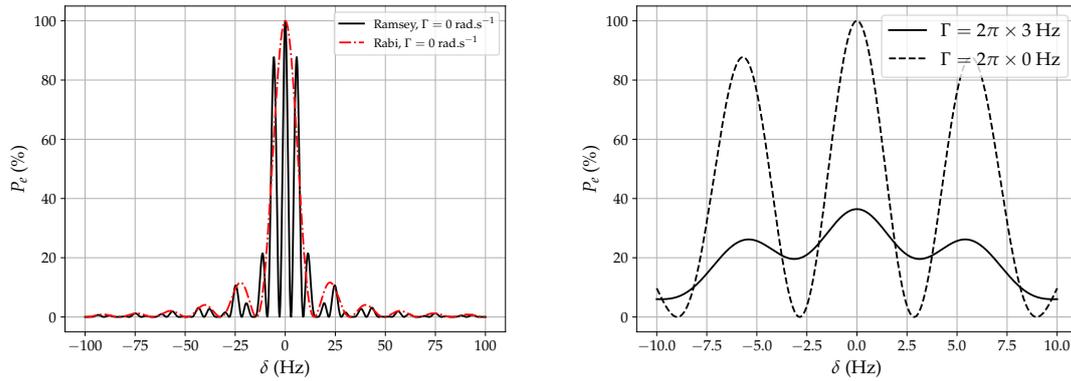


FIGURE 1.4 – **Spectres d'excitations Ramsey.** La figure de gauche montre une comparaison des probabilités d'excitations P_e entre une interrogation Rabi (en pointillés) d'une durée $\tau = 60$ ms et une interrogation Ramsey (en trait plein) de durées $\tau = 60$ ms séparées d'un temps noir $T_D = 100$ ms pour un balayage de ± 100 Hz autour de la fréquence de résonance. Dans les deux cas, la largeur de la transition dans l'état excitée Γ est nulle. La figure de droite montre des courbes d'excitations d'interrogations Ramsey obtenues avec les mêmes paramètres mais pour un balayage en fréquence de ± 10 Hz autour de la fréquence de résonance. La courbe en trait plein correspond à la probabilité d'excitation d'un système ayant un temps de vie dans l'état excitée de 52 ms et la courbe en pointillés est la probabilité d'excitation obtenue avec un système ayant un temps de vie infini dans l'état excité.

Avec un temps de vie fini dans l'état excité, la résonance est établie et correspond à la probabilité maximale d'excitation. Le contraste du spectre Ramsey est alors fortement diminué. En revanche, la largeur des franges de Ramsey semble néanmoins faiblement impacté.

1.1.4 Asservissement et bruit de projection quantique d'une horloge atomique

La méthode utilisée pour l'asservissement en fréquence de l'oscillateur local sur la transition de référence consiste à réaliser z paires d'interrogation autour de la pulsation de l'oscillateur notée ω_s . La paire d'interrogation est réalisée en sondant la référence atomique à «droite» et à «gauche» de ω_s par ajout ou retrait d'une pulsation $\Delta\omega$. La figure 1.5 montre un exemple d'une paire d'interrogation dans le cas d'interrogation Rabi.

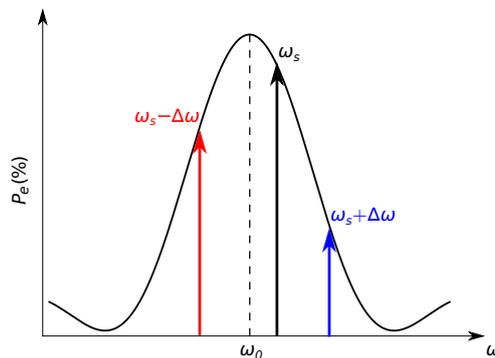


FIGURE 1.5 – **Paire d'interrogation pour l'asservissement en fréquence de l'oscillateur local sur l'étalon de fréquence.** La courbe montre la probabilité d'excitation P_e obtenue par interrogation Rabi en fonction de la pulsation ω de l'oscillateur local. Les flèches noire, bleue et rouge pointent respectivement sur les probabilités d'excitation $P_e(\omega_0 + \omega_s)$, $P_e(\omega_0 + \omega_s + \Delta\omega)$ et $P_e(\omega_0 + \omega_s - \Delta\omega)$.

Le signal d'erreur est construit en comptabilisant les événements où le système est excité lors

des interrogations. Des quantités n_g et n_d sont incrémentés lorsque l'ion est mesuré dans l'état excité respectivement lors des interrogations à gauche et à droite. La correction est alors réalisée en ajoutant la quantité ϵ à la pulsation du laser ω_s [22] :

$$\epsilon = g\Delta\omega \frac{n_g - n_d}{z}. \quad (1.12)$$

Le paramètre g joue le rôle de «gain» et après la correction, la pulsation du laser devient $\omega_s + \epsilon$. le système de correction est donc un proportionnel intégrateur.

Lorsque le système est proche de la résonance, la quantité $n_g - n_d$ est en moyenne nulle. En revanche si l'oscillateur local est décalé de la résonance, alors en moyenne $|n_g - n_d| > 0$. Le système de correction tend alors à annuler ce signal d'erreur. La meilleure sensibilité en fréquence est obtenue lorsque $\Delta\omega$ correspond à la demi-largeur du spectre d'excitation [10, 22].

En raison de la nature probabiliste inhérente au système quantique interrogé, un bruit fondamental limite la stabilité de l'horloge. En effet, dans le cas d'un système à deux niveaux idéal, dont la durée de vie dans l'état excité est infinie, les probabilités d'excitations obtenues grâce aux paires d'interrogations sont $P_e(\omega \pm \Delta\omega) \approx 50\%$ dans le cas où la pulsation de l'oscillateur local est proche de la résonance. Il existe alors des fluctuations du signal d'erreur affectant la fréquence de l'oscillateur local. Ce bruit est appelé «bruit de projection quantique» [23]. Il s'agit d'un bruit de grenaille (shot noise) lié au caractère discret des atomes, qui servent à la détection des n_g et n_d . Pour une horloge atomique, le bruit de projection quantique croît donc en \sqrt{N} où N est le nombre d'atomes utilisés pour l'étalon de fréquence [23]. La stabilité relative de fréquence fondamentale que peut atteindre une horloge atomique peut être évaluée par la relation [9]

$$\sigma_y(\tau) = C \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \sqrt{\frac{t_s}{N\tau}}, \quad (1.13)$$

où C désigne le contraste. Pour une horloge optique à ion unique $^{171}\text{Yb}^+$ ($N = 1$) sondant une transition d'une largeur de raie $\Delta\nu = 3$ Hz à une fréquence de résonance $\nu_0 = 688$ THz, la stabilité relative de fréquence ultime est alors d'environ 10^{-15} à une seconde d'intégration pour des séquences d'interrogations de durée $t_s = 1$ s.

1.1.5 Cas particulier d'une horloge optique à ion $^{171}\text{Yb}^+$

Spectre de l'ion $^{171}\text{Yb}^+$

Le choix de l'ion ytterbium dans l'élaboration d'une horloge optique est guidé par plusieurs critères. D'une part, l'ion $^{171}\text{Yb}^+$ possède une masse relativement importante qui accroît sa stabilité au sein des pièges de Paul. L'ion $^{171}\text{Yb}^+$ est utilisé dans beaucoup d'expériences, que ce soit dans le cadre de l'information quantique ou dans le cadre d'élaboration d'étalons de fréquences. La littérature concernant cet élément est donc abondante. D'autre part, toutes les longueurs d'ondes utilisées pour les expériences de spectroscopie sont accessibles par des lasers commerciaux. Enfin, l'ion $^{171}\text{Yb}^+$ possède plusieurs transitions atomiques qui peuvent servir de références de fréquence. Dans le domaine des microondes, la transition hyperfine $^2S_{1/2}(F = 0) - ^2S_{1/2}(F = 1)$ à 12,6 GHz est utilisée [24]. Dans le domaine optique, deux transitions sont utilisées : la transition $^2S_{1/2}(F = 0) - ^2D_{3/2}(F = 2)$ qui est quadrupolaire électrique d'une largeur naturelle d'environ 3 Hz et qui peut être excitée par un laser dont la longueur d'onde est d'environ 435 nm [25], et la transition $^2S_{1/2}(F = 0) - ^2F_{7/2}(F = 3)$ qui est octupolaire électrique et qui peut être excitée par un laser à une longueur d'onde d'environ 467 nm [26]. La largeur naturelle de cette transition est très fine et est de l'ordre du nHz [26, 27].

La figure 1.6 montre le spectre de l'ion $^{171}\text{Yb}^+$.

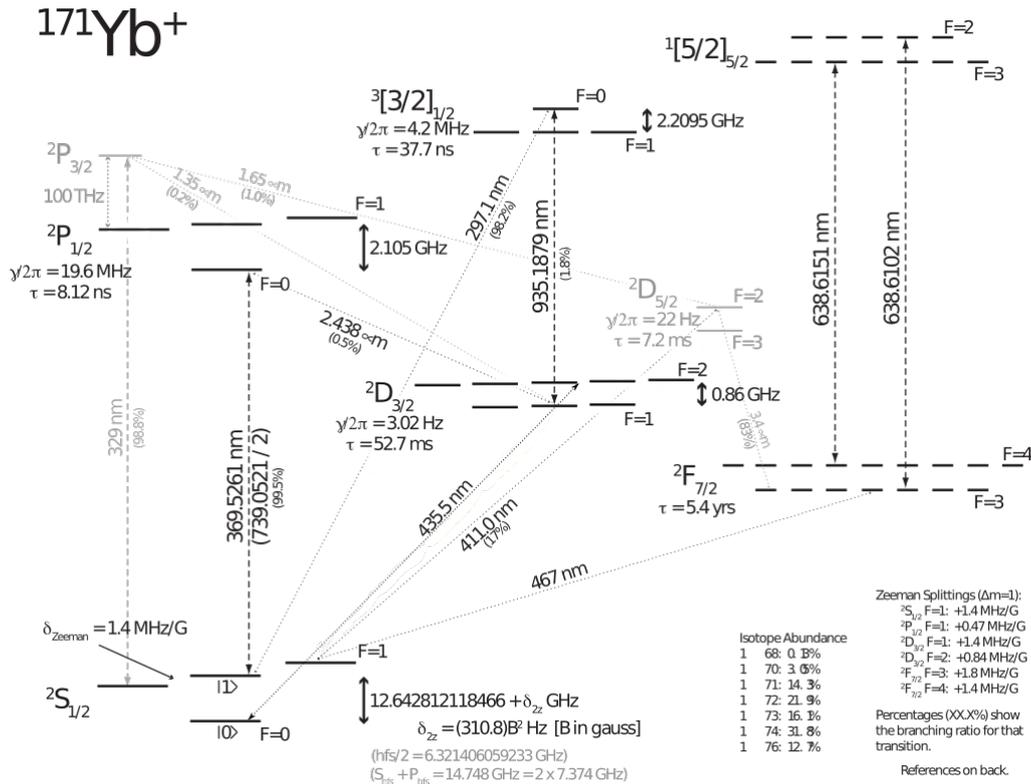


FIGURE 1.6 – Spectre de l'ion $^{171}\text{Yb}^+$. Les références utilisées pour la figure sont [28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35].

Le spin nucléaire de l'ion $^{171}\text{Yb}^+$ est $I = 1/2$. La levée de dégénérescence des états hyperfins, peut être réalisée avec des champs magnétiques pour éviter les états noirs créés par le piégeage cohérent de population (CPT) [36, 37]. La transition optique sondée telle que $\Delta m_F = 0$ est alors, au premier ordre, non sujette à l'effet Zeeman.

La transition $2^2S_{1/2}(F = 1) - 2^2P_{1/2}(F = 0)$ est une transition dipolaire électrique accessible avec un laser ayant une longueur d'onde d'environ 369 nm et dont la largeur naturelle est $\Gamma/2\pi = 19,6 \text{ MHz}$. Les états hyperfins de l'état $2^2S_{1/2}$ sont séparés par une fréquence d'environ 12,6 GHz. De même, les états hyperfins de l'état $2^2P_{1/2}$ sont séparés par une fréquence d'environ 2,1 GHz. En raison de l'excitation non résonante du niveau $2^2P_{1/2}(F = 1)$ par le laser à 369 nm, les transitions vers l'état $2^2S_{1/2}(F = 0)$ sont alors possibles depuis ce niveau d'énergie.

L'état $2^2P_{1/2}$ peut se dépeupler avec une probabilité de 0,5 % dans l'état métastable $2^2D_{3/2}$ qui possède un temps de vie moyen $\tau = 52,7 \text{ ms}$. Lorsque l'ion est dans l'état métastable, aucune fluorescence n'est détectée et le refroidissement n'est plus possible. La transition $2^2D_{3/2}(F = 1) - 3^3[3/2]_{1/2}(F = 0)$ en résonance avec une source ayant une longueur d'onde de 935 nm permet de "repomper" l'ion dans le cycle de fluorescence. En effet, la transition $3^3[3/2]_{1/2} - 2^2S_{1/2}$ se fait avec une probabilité de 98,2 % avec un temps de vie moyen de 37,7 ns dans l'état supérieur d'énergie. Les états hyperfins de l'état $2^2D_{3/2}$ sont séparés par une fréquence de 0,86 GHz tandis que les états hyperfins de l'état $3^3[3/2]_{1/2}$ sont séparés d'environ 2,2 GHz.

Les collisions de l'ion avec le gaz résiduel dans la chambre à vide peuvent amener l'ion dans l'état $2^2D_{5/2}$ qui se désexcite dans l'état $2^2F_{7/2}$ qui est un état métastable avec un temps de vie de l'ordre de plusieurs années. De même que pour l'état métastable $2^2D_{3/2}$, la transition $2^2F_{7/2} - 1^1[5/2]_{5/2}$ en résonance avec une onde électromagnétique d'une longueur d'onde de 638 nm peut être utilisée pour repomper l'ion dans le cycle de fluorescence. D'autres expériences

3. Figure issue du site <https://iontrap.physics.indiana.edu/papers/YbLevelScheme.pdf>

utilisent la transition ${}^2F_{7/2}(F=3) - {}^1[3/2]_{3/2}(F=1)$ à 760 nm pour ramener l'ion dans le cycle de fluorescence [15].

Exactitude d'une horloge optique à ion piégé ${}^{171}\text{Yb}^+$

Les horloges optiques à ion piégé utilisent une combinaison de champs statiques et oscillants, générée par un piège de Paul (voir partie 1.3), pour confiner un ion dans une région peu étendue. Ce type d'horloge permet d'atteindre des records d'exactitude, principalement grâce au fait que l'ion piégé est quasiment isolé de son environnement.

Idéalement, dans un piège de Paul, un ion piégé se trouve dans un zéro de potentiel électrique et aucun champ magnétique n'est requis pour son piégeage contrairement aux pièges de Penning. Ainsi, les effets Zeeman et Stark sont nuls et l'exactitude de l'horloge n'en est pas affectée au premier ordre. En outre, les techniques de refroidissement laser permettent de réduire l'état de mouvement de l'ion au sein de son puits de potentiel dans son état fondamental d'énergie. Les décalages de fréquence Doppler associés au mouvement de l'ion dans le piège sont alors fortement réduits.

Néanmoins, en pratique, des déplacements systématiques de fréquence en raison de perturbations électromagnétiques se présentent sous différents aspects et il est fondamental de pouvoir les estimer et établir une quantification de l'exactitude de l'horloge.

Nous allons ici indiquer les déplacements systématiques de fréquence d'une horloge à ion ${}^{171}\text{Yb}^+$ puisqu'il s'agit du coeur de ce sujet de thèse. Pour l'énumération des phénomènes induisant un déplacement de fréquence, nous nous référons à la thèse [22] qui est complète sur le sujet.

Déplacement Zeeman DC du second ordre

Bien que pour le piégeage d'ions l'utilisation de champs magnétiques n'est pas requise, ces derniers sont en revanche utilisés pour lever la dégénérescence des états hyperfins de l'ion (voir partie 1.1.5). La transition d'horloge est telle que $\Delta m_F = 0$ où m_F est la projection du moment angulaire sur l'axe magnétique. Au premier ordre, l'effet Zeeman est nul pour la transition envisagée. Mais au second ordre, l'effet Zeeman intervient. Le déplacement Zeeman DC au second ordre est $\Delta\nu = 52 \text{ mHz}/\mu\text{T}^2$ [22]. Pour calculer le déplacement Zeeman quadratique induit par l'application d'un champ magnétique statique, il est nécessaire de pouvoir mesurer le champ magnétique B perçu par l'ion en mesurant les décalages Zeeman des états hyperfins tels que $m_F \neq 0$ [36, 22]. Une faible incertitude sur la mesure de B permet de réduire d'autant l'incertitude sur l'évaluation du déplacement de fréquence.

Déplacement Stark DC du second ordre

Des champs électriques statiques parasites peuvent déplacer l'ion du minimum de potentiel généré par le piège de Paul. Le champ électrique perçu par l'ion est alors non nul et l'interaction du moment dipolaire de l'ion avec le champ électrique induit un déplacement de fréquence par effet Stark. Le déplacement de fréquence dépend alors des polarisabilités $\alpha_{(S,T)}$ (scalaire ou tensorielle) des états d'énergie considérés pour la transition d'horloge ainsi que de l'angle β que forme le champ électrique avec le champ magnétique qui crée un axe de quantification [22] :

$$\Delta\nu = [2(\alpha_S(S, 1/2) - \alpha_S(D, 3/2)) + \alpha_T(3 \cos^2 \beta - 1)] \frac{E^2}{4}. \quad (1.14)$$

Une mesure de la polarisabilité des états d'énergies définissant la transition d'horloge est alors nécessaire pour obtenir une incertitude faible sur l'estimation de l'effet Stark quadratique [22]. Dans la référence [22], la mesure de la polarisabilité de l'ion est réalisée grâce à l'utilisation de deux pièges de Paul similaires stockant chacun un ion ${}^{171}\text{Yb}^+$. Dans un des pièges, l'ion subit une translation Δz grâce aux électrodes de piégeage. La mesure du déplacement de la fréquence d'horloge induite par le déplacement par rapport à celle de l'ion non perturbé permet d'avoir accès à la polarisabilité de l'élément.

Déplacement Stark AC du premier ordre

Tout comme pour l'effet Zeeman AC du second ordre, le rayonnement thermique impacte l'ion par l'intermédiaire de l'effet Stark. Le calcul du déplacement de fréquence fait intervenir les polarisabilités des états d'énergie ainsi que le champ électrique émis par un corps noir à une température T . L'incertitude sur l'estimation de ce déplacement dépend pleinement de l'incertitude sur ces deux grandeurs [38]. Cet effet est généralement nommé «*BBR shift*».

Une autre manifestation de l'effet Stark au second ordre intervient en raison du «*light shift*» qui est dû à l'intensité du champ lumineux, issu du laser d'horloge, pendant son temps d'interaction avec l'ion lors de l'étape d'interrogation. L'évaluation du déplacement de fréquence par le light shift fait intervenir les polarisabilités «dynamiques» des états d'énergies considérés de l'ion interagissant avec une onde oscillante. Le couplage non-résonant provoqué par le laser d'horloge peut aussi induire un light shift [22].

Déplacement quadrupolaire électrique

L'interaction du gradient d'un champ électrique externe avec le moment quadrupolaire de l'atome doit être pris en compte dans le bilan des déplacements de fréquence. Les gradients des champs électriques pris en compte sont ceux générés par le piège de Paul. Au premier ordre, seule la composante statique créée des déplacements de fréquence par son interaction avec le moment quadrupolaire tandis que le gradient du champ oscillant peut contribuer à des décalages de fréquences quadrupolaire au second ordre. Une mesure du moment quadrupolaire ainsi que du gradient du champ électrique est alors nécessaire pour estimer les décalages de fréquences [22].

Déplacement gravitationnel

L'effet du champ de pesanteur terrestre provoque un déplacement de fréquence des oscillateurs. Une horloge placée à deux positions qui diffèrent d'une altitude Δr verra un déplacement relatif de fréquence donné par la relation [22] :

$$\frac{\Delta\nu_g}{\nu_0} \approx -\frac{g\Delta r}{c^2} + O(\Delta r^2) \approx -10^{-16}/\text{m}. \quad (1.15)$$

Les horloges optiques à ion transportables, atteignant des niveaux de stabilité et de précision importants, peuvent réaliser des mesures de géodésie [5].

D'autres déplacements de fréquence causés par les effets de collisions de l'ion avec le gaz résiduel dans l'enceinte à vide ou induits par des effets d'électrodynamique quantique peuvent également être évalués [22].

Le tableau 1.1 montre à titre d'exemple des mesures de déplacements relatifs de fréquence, ainsi que les incertitudes associées aux mesures.

Effet	$\Delta\nu/\nu_0$	$\delta\varepsilon/\nu_0$
rayonnement du corps noir	-495×10^{-18}	27×10^{-18}
Quadrupole	0	14×10^{-18}
Zeeman du 2 nd ordre (DC)	0	10×10^{-18}
Zeeman du 2 nd ordre (RF)	463×10^{-18}	6×10^{-18}
Stark du 2 nd ordre	-2×10^{-18}	2×10^{-18}
Doppler du 2 nd ordre (DC)	-1×10^{-18}	1×10^{-18}
système d'asservissement en fréquence	0	1×10^{-18}
Total	-35×10^{-18}	33×10^{-18}

TABLE 1.1 – Exemple de bilan de déplacements relatifs de fréquence. L'horloge utilise la transition quadrupolaire électrique $^2S_{1/2}(F=0) - ^2D_{3/2}(F=2)$ d'un ion $^{171}\text{Yb}^+$ piégé. Les déplacements relatifs de fréquence sont notés $\Delta\nu/\nu_0$ et les incertitudes relatives associées aux mesures sont notées $\delta\varepsilon/\nu_0$. Les données sont issues de [27].

1.2 État de l'art des horloges optiques

Les horloges microondes les plus performantes sont les fontaines atomiques à césium utilisant des oscillateurs cryogéniques à saphir [39]. Elle permettent d'atteindre des stabilités relatives de fréquence de l'ordre de $10^{-14}\tau^{-1/2}$, limitées par le bruit de projection quantique, avec une exactitude relative de 10^{-16} [1, 40].

Dans la suite, nous nous intéresserons uniquement aux horloges fonctionnant dans le domaine optique. Nous verrons donc dans un premier temps, les horloges optiques utilisant des atomes neutres et dans un second temps, nous établirons un état de l'art des horloges optiques à ion piégé.

1.2.1 Horloges optiques à atomes neutres

Les horloges à réseaux optiques figurent parmi les horloges optiques les plus performantes. Elles exploitent la force dipolaire d'une interférence lumineuse entre deux faisceaux lasers contra-propageant pour piéger des atomes neutres préalablement refroidis. Pour s'affranchir des décalages de fréquences induits par effet Stark en raison de la présence de champs électriques importants aux endroits où les atomes sont piégés, les longueurs d'ondes utilisées pour l'élaboration de telles horloges sont appelées «longueurs d'onde magiques». À ces longueurs d'onde, les polarisabilités des niveaux de la transition d'horloge sont identiques. Contrairement aux horloges à ions piégés, les horloges à réseaux optiques ont des rapports signal à bruit bien supérieurs en raison du grand nombre N d'atomes mis en œuvre (voir partie 1.1.4). Les éléments atomiques utilisés sont l'ytterbium, le strontium ou le mercure [41]. L'horloge du JILA, utilisant des atomes Sr, est l'horloge la plus performante avec une stabilité relative de fréquence de $4,8 \times 10^{-17}\tau^{-1/2}$ et une exactitude de 2×10^{-18} [2, 3].

D'autres projet d'horloges à atomes neutres se développent et utilisent l'effet superradiant [42]. N atomes sont piégés et refroidis au sein d'une cavité ultra-stable grâce à un réseau optique. Sous certaines conditions, les atomes peuvent tous interagir avec un mode de la cavité de façon à générer une émission collective dont le rapport signal à bruit est proportionnel à N^2 . La largeur de cette transition d'horloge peut être de l'ordre du millihertz et l'impulsion lumineuse générée par la référence de fréquence peut être utilisée pour asservir un laser ultrastable par détection hétérodyne. Dans ce cas, la référence atomique joue un rôle actif contrairement aux autres horloges atomiques. Ces lasers superradiants peuvent atteindre en théorie des stabilités relatives de fréquence de l'ordre de $10^{-18} \times \tau^{-1/2}$ [43]. Une horloge optique basée sur le phénomène de superradiance exploitant des atomes d'ytterbium est en cours d'élaboration par l'équipe de Marion Delehaye au département temps-fréquence de l'institut FEMTO-ST.

Les horloges performantes ont permis d'élaborer des technologies utiles pour la navigation ou les télécommunications [44]. En terme de compacité, les horloges basées sur une transition à deux photons du ^{87}Rb à 778 nm, réduisant ainsi les effets Doppler, sont actuellement les plus intéressantes et permettent d'atteindre des stabilités relatives de fréquence de $4 \times 10^{-13}\tau^{-1/2}$ [45]. Une horloge miniature d'un volume de 35 cm^3 , basée sur cette même transition et atteignant une stabilité relative de fréquence de $2,9 \times 10^{-12}\tau^{-1/2}$ pour des temps d'intégration inférieurs à 1000 s est présentée dans la référence [46].

1.2.2 Horloges optiques à ion piégés

Différentes espèces atomiques sont utilisées et étudiées dans différents laboratoires du monde entier pour réaliser des horloges optiques à ion piégé comme les éléments Al^+ , Ca^+ , Sr^+ , Hg^+ .

L'horloge optique la plus exacte du monde est une horloge optique à ion $^{27}\text{Al}^+$ piégé refroidi par action sympathique d'un ion Mg^+ . Son exactitude est de $9,4 \times 10^{-19}$ avec une stabilité relative de fréquence de $1,2 \times 10^{-15}\tau^{-1/2}$ [47]. La transition $^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_0$ de l'ion $^{27}\text{Al}^+$ à 267 nm

possède une largeur de raie de 8 mHz et est faiblement sensible aux perturbations électromagnétiques externes, ce qui a poussé différents laboratoires à s'y intéresser pour l'élaboration d'une horloge optique. Néanmoins, en pratique, il n'existe pas de moyen pour le refroidissement ou la lecture directe de l'état interne de l'ion. Un second ion est alors utilisé pour réaliser un refroidissement sympathique [48] et permettre la lecture de l'état interne de l'ion Al^+ [49]. L'ion $^{25}\text{Mg}^+$, qui possède une masse semblable à l'ion $^{27}\text{Al}^+$ permet de réaliser ces actions de manière efficace contrairement à l'ion $^9\text{Be}^+$ qui a été utilisé et étudié dans le passé [50].

La transition $4s^2\ ^2S_{1/2} - 3d^2\ ^2D_{5/2}$ à 729 nm de l'ion $^{40}\text{Ca}^+$ a une largeur spectrale de 200 mHz et est utilisée pour l'élaboration d'une horloge au laboratoire de Wuhan. Cette horloge présentant une stabilité relative de fréquence de 7×10^{-17} pour un temps d'intégration de 20 000 s a démontré que les horloges à ion Ca^+ peuvent dépasser les performances des fontaines à césium en présentant une incertitude de $5,5 \times 10^{-17}$ sur les décalages de fréquences [51].

L'ion $^{171}\text{Yb}^+$ est aussi utilisé pour l'élaboration d'horloges optiques. La transition quadrupolaire (E2) $^2S_{1/2}(F=0) - ^2D_{3/2}(F=2)$ à 435 nm d'une largeur spectrale de 3 Hz peut être utilisée comme étalon de fréquence. Actuellement une horloge optique transportable développée à la PTB, «*opticklock*», exploite cette transition [52]. L'objet de cette thèse, effectuée à l'institut FEMTO-ST exploite cette même transition pour l'élaboration d'une horloge optique transportable. Pour cette même espèce, la transition octupolaire (E3) $^2S_{1/2}(F=0) - ^2F_{7/2}(F=3)$ à 467 nm d'une largeur de quelques nanohertz est aussi utilisée au NPL et à la PTB et cette horloge permet d'atteindre des incertitudes sur les décalages relatifs systématiques de fréquence de 3×10^{-18} [53].

Le tableau 1.2, issue de la référence [41], donne les différentes performances des horloges optiques à ion piégé rencontrées dans la littérature.

Élément	λ_{CLK} (nm)	γ_{CLK}	$\delta\epsilon/\nu_0$	Laboratoire
$^{27}\text{Al}^+$	267	8 mHz	$9,4 \times 10^{-19}$	NIST, PTB
$^{40}\text{Ca}^+$	729	140 mHz	$5,7 \times 10^{-17}$	WIPM
$^{199}\text{Hg}^+$	282	1,8 mHz	$1,9 \times 10^{-17}$	NIST
$^{88}\text{Sr}^+$	674	400 mHz	$1,2 \times 10^{-17}$	NPL, NRC
$^{171}\text{Yb}^+$ (E2)	436	3,1 Hz	$1,1 \times 10^{-16}$	NPL, PTB
$^{171}\text{Yb}^+$ (E3)	467	\sim nHz	$3,2 \times 10^{-18}$	NPL, PTB

TABLE 1.2 – **Performances des différentes horloges optiques à ion piégé rencontrées dans la littérature.** λ_{CLK} est la longueur d'onde de la transition d'horloge. γ_{CLK} est la largeur de raie de la transition d'horloge. $\delta\epsilon/\nu_0$ est l'incertitude relative sur les déplacements systématiques de fréquence.

Les horloges à ions actuelles utilisent des atomes auxquels un unique électron a été arraché du nuage électronique. Des recherches sont en cours pour une future génération d'horloges optiques utilisant des ions multichargés. Ces dernières offriraient la possibilité d'exploiter des transitions atomiques de très fines largeurs spectrales avec une sensibilité moindres aux perturbations extérieures par rapport aux ions unichargés. Ainsi, leur exactitude pourrait être améliorée et sont particulièrement intéressantes pour des tests de physique fondamentale [54]. La référence [55] montre des résultats préliminaires expérimentaux quant à la réalisation de la première horloge à ion multichargés utilisant un ion Ar^{13+} confiné dans un piège de Paul et refroidi par action sympathique par un ion Be^+ . La transition d'horloge, d'une largeur de 50 Hz, est excitée par un laser d'une longueur d'onde de 441 nm et l'incertitude relative sur les déplacements systématiques de l'horloge est évalué à $2,2 \times 10^{-17}$. L'utilisation d'ions Ni^{12+} ou Pr^{9+} , par exemple, améliorerait les performances d'une telle horloge.

Les horloges atomiques usuelles sont basées sur l'interaction entre un champ électromagnétique et la couche électronique externe au noyau des atomes. Une nouvelle famille d'horloge atomique basée sur l'interaction avec le noyau de l'atome est en cours de développement [56]. Le

fait de pouvoir interagir avec le noyau de l'atome permet là aussi de réduire significativement l'influence des perturbations extérieures, champs et gradients, en raison de sa plus faible polarisabilité. Un ion $^{229}\text{Th}^+$ permet d'utiliser un laser pour réaliser des transitions internes au noyau et ouvrirait la voie à la réalisation de tests de physique fondamentale avec une potentielle exactitude relative de 10^{-19} .

1.3 Piégeage d'ions

En 1989, Wolfgang Paul partage le prix Nobel de Physique avec N. Ramsey et H. Dehmelt pour son travail concernant la physique et les techniques de piégeage d'ions. Aujourd'hui, de nombreux laboratoires de recherche utilisent quotidiennement le fruit de ses travaux dans différents champs de recherches allant de l'élaboration de sources de fréquence ultra stables jusqu'au domaine de l'information quantique [57]. La capacité à pouvoir confiner un ion unique et à l'isoler de nombreuses sources de perturbations facilite grandement l'étude expérimentale de différents processus physiques. En effet, les ensembles d'atomes rendent le phénomène de collision inévitable, compliquant l'étude par différents effets thermiques ou par la décohérence. Dans un piège de Paul, un ion piégé est animé d'un mouvement relativement lent, et peut être en outre refroidi jusqu'à des températures très basses. Il est ainsi un excellent candidat pour élaborer une référence de fréquence.

Cette partie est dédiée aux pièges surfaciques et au refroidissement laser utilisés dans le cadre de cette thèse. La combinaison de ces techniques permet d'atteindre des grandeurs de déplacements relatifs de fréquence Doppler au second ordre d'environ 2×10^{-18} [58]. Nous verrons dans un premier temps le principe des pièges de Paul, leur fonctionnement, le mouvement de l'ion au sein du piège ainsi que la détermination de la stabilité des solutions en fonction des paramètres du piège. Dans un second temps, nous verrons la technique du refroidissement Doppler et le taux de chauffage du piège.

1.3.1 Principe général du fonctionnement des pièges de Paul

Dans cette partie, le principe de fonctionnement des pièges de Paul est abordé. Ces pièges confinent un ion dans une région de l'espace uniquement par l'utilisation de champs électriques contrairement aux pièges de Penning qui utilisent aussi des champs magnétiques [59]. Nous verrons qu'il est nécessaire d'utiliser un champ électrique oscillant afin de parvenir à capturer l'ion. Utilisant une approche classique, nous établirons l'équation du mouvement de l'ion. Nous verrons aussi qu'il existe des solutions stables et instables en fonction des paramètres du piège.

Une configuration n'utilisant que des potentiels statiques (DC) ne peut pas piéger une particule chargée en vertu du théorème d'Earnshaw. En effet, pour être piégé en $\mathbf{r} = \mathbf{0}$, nous désirons créer un potentiel harmonique électrique statique $\Phi_{DC}(\mathbf{r})$ de la forme [60]

$$\Phi_{DC}(\mathbf{r}) = V_{DC} \frac{1}{2} (\alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2), \quad (1.16)$$

avec V_{DC} la tension électrique appliquée à l'électrode et α , β et γ sont des grandeurs relatives à la courbure des potentiels et dépendent de la géométrie du piège. Ce type de potentiel peut être créé grâce à un quadrupole électrique [61]. La loi de Laplace, $\nabla^2 \Phi_{DC} = 0$, impose que $\alpha + \beta + \gamma = 0$. Pour simplifier, prenons $\alpha = \beta$. Il vient alors $\gamma = -2\alpha$. Le potentiel s'écrit alors

$$\Phi_{DC}(\mathbf{r}) = V_{DC} \frac{1}{2} (\alpha(x^2 + y^2) - 2\alpha z^2). \quad (1.17)$$

Si nous imposons $\alpha < 0$ alors la force $\mathbf{F} = -\nabla \Phi_{DC}$ tend à éjecter la particule dans le plan $x - y$ et confiner la particule le long de la direction z comme illustré dans la figure 1.7.

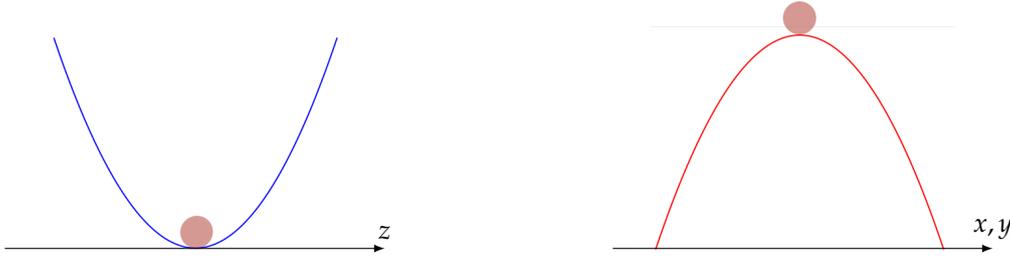


FIGURE 1.7 – Illustration d'un potentiel électrique quadrupolaire statique vérifiant l'équation de Laplace. À gauche, le potentiel confinant l'ion le long de la direction z . À droite, le potentiel éjectant l'ion le long de la direction x ou y .

Lorsque $\alpha > 0$, nous voyons donc qu'au mieux, il existe deux directions dans lesquelles l'ion peut être piégé et une direction dans laquelle l'ion est éjecté. L'idée du piège de Paul est d'ajouter des potentiels électriques oscillants (RF) aux électrodes qui génèrent un quadrupôle électrique. La courbure des potentiels va donc évoluer à une période T imposée par la pulsation Ω de la tension appliquée aux électrodes. Les directions qui éjectent l'ion et qui confinent l'ion alternent et si $T \ll \tau$ où τ désigne un temps caractéristique de l'éjection de l'ion alors, en moyenne, l'ion reste autour du $\mathbf{0}$ du potentiel. L'ion est alors confiné.

La figure 1.8 (a) montre un piège de Paul dit «3D». La géométrie des électrodes ainsi que les tensions mises en œuvre dans ce piège produisent un potentiel électrique de la forme [22]

$$\Phi_{3D}(\mathbf{r}, t) = \frac{(V_{DC} + V_{RF} \cos \Omega t)}{2r_0^2} (x^2 + y^2 - 2z^2 + r_0^2). \quad (1.18)$$

Le piège est de symétrie de révolution. Il est composé de deux électrodes «*endcaps*» en forme d'hyperboloïde à ses extrémités et d'une électrode en anneau autour de l'axe de symétrie. Le paramètre r_0 est une dimension caractéristique du piège. Pour une direction r_i de l'espace, avec $r_i \in \{x, y, z\}$, le mouvement de l'ion est régi par une équation de Mathieu

$$\frac{d^2 r_i}{d\tau^2} + (a_i - 2q_i \cos 2\tau) r_i = 0 \quad (1.19)$$

où $\tau = \Omega t/2$ et a_i et q_i sont des termes liés à la géométrie du piège et respectivement aux tensions DC et RF. Le confinement de l'ion dans le cas du piège de Paul 3D est alors purement dynamique. Dans toutes les directions de l'espace, le piégeage de l'ion est assuré par le champ RF.

Un autre type de piège de Paul est apparu au début des années 90 [62, 63]. En effet, l'accès optique des pièges de Paul 3D est contraignant en raison de la forme des électrodes et la zone de piégeage est bornée à une petite région de l'espace. Le piège de Paul linéaire contourne ces problématiques. Sa géométrie permet d'avoir une zone de capture bien plus grande dans la direction axiale que dans le cas des pièges de Paul 3D permettant ainsi le confinement de plusieurs ions. Le piège de Paul linéaire n'a pas d'électrode en anneau entourant la direction axiale et l'accès optique est facilité. Le piège de Paul linéaire est composé de quatre électrodes cylindriques assurant un confinement dynamique de l'ion dans sa direction radiale (voir figure 1.8 (b)). Dans la direction axiale, le confinement de l'ion se fait de manière statique à l'aide d'électrodes *endcaps*. Le long de cette direction, l'équation du mouvement de l'ion est celle d'un oscillateur harmonique. Le potentiel électrique généré par le piège de Paul linéaire est

$$\Phi_{\text{Linéaire}}(\mathbf{r}, t) = \frac{V_{RF} \cos \Omega t}{2r_0^2} (x^2 - y^2 + r_0^2) + \frac{V_{DC}}{2z_0^2} (2z^2 - x^2 - y^2 + 2z_0^2). \quad (1.20)$$

En notant $\mathbf{r} = \mathbf{r}_\perp + \mathbf{r}_\parallel$ avec \mathbf{r}_\perp la projection de \mathbf{r} dans le plan radial $x - y$ et \mathbf{r}_\parallel la projection de \mathbf{r} le long de la direction axiale z , l'équation du mouvement de l'ion est donnée par le système

d'équations :

$$\begin{cases} \frac{d^2 \mathbf{r}_\perp}{d\tau^2} + (a - q \cos(2\tau)) \mathbf{r}_\perp = \mathbf{0} \\ \frac{d^2 \mathbf{r}_\parallel}{d\tau^2} - 2a \mathbf{r}_\parallel = \mathbf{0}, \end{cases} \quad (1.21)$$

avec

$$\begin{cases} \tau = \Omega t / 2 \\ a = 4eV_{DC} / z_0^2 m \Omega^2. \\ q = 8eV_{RF} / r_0^2 m \Omega^2 \end{cases} \quad (1.22)$$

Les paramètres a et q sont des paramètres sans dimension relatifs aux grandeurs appliquées au piège. Comme évoqué plus haut, les tensions et la fréquence RF doivent permettre un confinement stable de l'ion. La position de l'ion ne doit pas diverger avec le temps. En pratique, comme nous le verrons plus loin, des paramètres de piégeage tels que $|a| \ll 1$ et $0 < q \ll 1$ assure la stabilité de l'ion.

Depuis les années 2000, un effort de miniaturisation des pièges de Paul linéaires a été entrepris pour réaliser des pièges surfaciques [64, 65]. Ce type de piège étant fabriqué par les techniques de salle blanche, leur reproductibilité est améliorée. Les électrodes sont disposées dans un plan et l'ion est alors piégé au dessus de ce dernier.

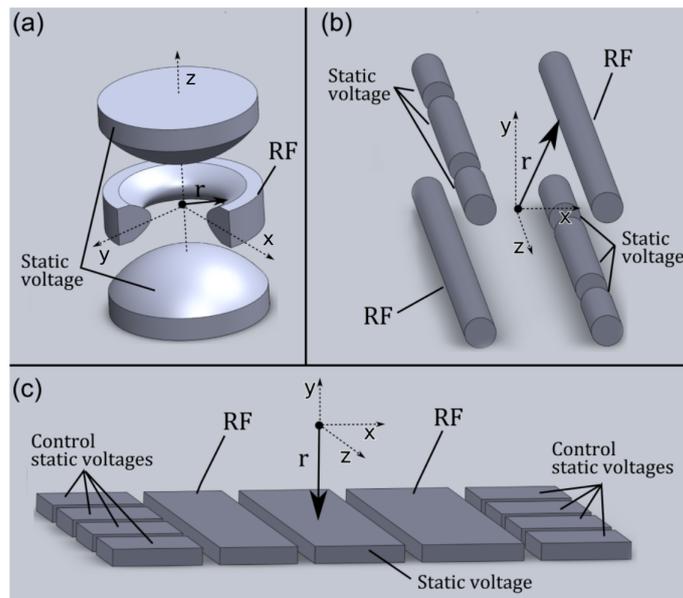


FIGURE 1.8 – Illustration de différents type de piège de Paul. (a) un piège de Paul 3D; (b) un piège de Paul linéaire; (c) Piège de Paul surfacique. Figure extraite de [66].

1.3.2 Pièges surfaciques

Les pièges de Paul permettent d'obtenir des ions quasiment isolés de leur environnement. Avec le refroidissement laser, cet outil offre la possibilité d'exploiter des phénomènes quantiques tels que la superposition d'états, l'intrication ou permettent de définir une référence de fréquence. En 1995, J.I. Cirac et P. Zoller ont proposé une implémentation physique d'un système de calcul quantique grâce à des ions piégés dans un piège de Paul linéaire [67]. Un ion peut être la représentation d'un « q -bit», un système quantique à deux niveaux encodant une information. En utilisant un piège de Paul linéaire, une chaîne d'ions peut être obtenue. Du fait du couplage des ions dans la chaîne, d'un temps de décohérence de l'ion suffisamment long pour réaliser une opération et de la possibilité de pouvoir manipuler individuellement les ions de la chaîne, cette dernière peut être utilisée pour l'implémentation d'opérations quantiques.

Ce champ de discipline s'est depuis considérablement développé⁴. Si l'implémentation présentée dans [67] a montré la faisabilité d'un ordinateur quantique, elle présente néanmoins un inconvénient majeur. Au fur et à mesure que des ions sont ajoutés dans la chaîne, augmentant ainsi le nombre de q -bits, il devient de plus en plus difficile de manipuler individuellement les ions ou de préserver leurs cohérences.

Les pièges de Paul surfaciques ont alors été privilégiés. Ils offrent l'avantage d'être produits de manière reproductible par des techniques de salle blanche. La faible dimension des pièges surfaciques autorisent la construction d'une matrice de pièges interconnectés par des jonctions (X ou Y) [68, 69]. Aussi, les fréquences séculaires radiales importantes accessibles et le transport rapide d'ions d'un site à un autre augmentent la vitesse des opérations [70].

La figure 1.9 est une représentation d'un piège de Paul surfacique. Dans toute la suite nous nommerons la direction axiale z : la direction longitudinale des électrodes RF. x est la direction perpendiculaire à z et appartenant au plan contenant les électrodes. y est perpendiculaire à x et z et donc au plan des électrodes. Les axes $x - y$ forment le plan radial.

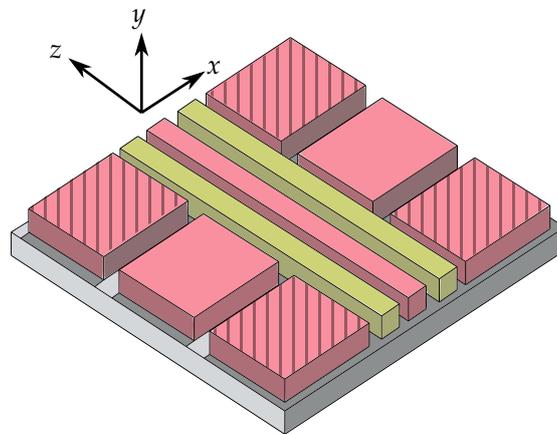


FIGURE 1.9 – **Piège de Paul surfacique.** En jaune les électrodes RF, en rose les électrodes DC. Les électrodes hachurées sont les électrodes *endcaps*. Figure extraite de [71].

Les pièges de Paul surfaciques présentant une symétrie des électrodes RF ont le désavantage d'avoir des axes propres du piège parallèles aux axes de la puce. Afin de refroidir l'ion piégé, un faisceau laser quasi résonant avec une transition dipolaire de ce dernier rencontre l'ion selon un plan parallèle au plan de la puce. En effet, si le laser rencontre les électrodes conductrices, des charges électriques vont se créer, perturbant le potentiel généré par le piège. Or, pour que le refroidissement Doppler de l'ion opère avec un seul laser de vecteur d'onde \mathbf{k} , ce dernier doit avoir des composantes non nulles sur chaque axe propre du piège. L'asymétrie des électrodes RF permet d'avoir des axes propres radiaux du piège inclinés par rapport à ceux de la puce. Il est aussi possible d'incliner ces axes propres grâce aux électrodes de contrôles DC.

Dans ce manuscrit, les pièges de Paul surfaciques utilisés ont des géométries «cinq fils». Ils sont constitués de cinq électrodes déposées sur un substrat isolant présentant une alternance d'électrodes DC et RF comme présentée dans la figure 1.10.

4. Des sociétés se sont créées sur la base de tels projets tel que IonQ (32 q -bits) : <https://ionq.com/>

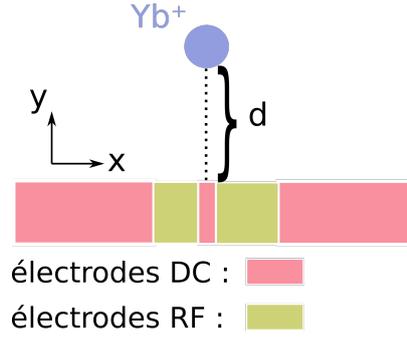


FIGURE 1.10 – Coupe d'un Piège de Paul surfacique dans le plan radial $x - y$. En rouge les électrodes DC et en jaune les électrodes RF.

Équation du mouvement

Nous avons vu dans la section précédente le potentiel électrique requis pour piéger des ions dans le cas du piège de Paul 3D et linéaire ainsi que les équations de Mathieu associées. Dans le cas de ces pièges, il existe une base où les équations du mouvement sont découplées. Nous verrons que dans le cas du piège surfacique, ce n'est plus forcément le cas [72].

Soit une particule de masse m et de charge e repérée par $\mathbf{r} = (r_1, r_2, r_3) = (x, y, z)$ proche d'un minimum de potentiel électrique. Le potentiel électrique total Φ_T est le résultat de la contribution des électrodes DC et RF

$$\Phi_T(\mathbf{r}, t) = \Phi^{DC}(\mathbf{r}) + \Phi^{RF}(\mathbf{r}) \cos(\Omega t), \quad (1.23)$$

avec Ω la pulsation du champ RF.

Après développement au second ordre, le potentiel électrique s'écrit [72]

$$\Phi_T(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \sum_{i,j} r_i r_j \Phi_{ij}^{DC}(\mathbf{r}) + \frac{1}{2} \cos(\Omega t) \sum_{i,j} r_i r_j \Phi_{ij}^{RF}(\mathbf{r}). \quad (1.24)$$

$\Phi_{ij} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r_i \partial r_j}$ où Φ désigne indistinctement Φ^{RF} ou Φ^{DC} et les indices i et j vont de 1 à 3. On a la relation, $\Phi_{ij} = \Phi_{ji}$.

L'énergie potentielle est alors donnée par $U = e\Phi$. L'équation du mouvement de l'ion est alors

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -\nabla U. \quad (1.25)$$

Dans une direction i de l'espace, l'équation s'écrit

$$m \frac{d^2 r_i}{dt^2} = -\frac{\partial U}{\partial r_i} \quad (1.26)$$

$$= -\sum_j U_{ij}^{DC} r_j - \sum_j U_{ij}^{RF} r_j \cos \Omega t. \quad (1.27)$$

En posant $\tau = \frac{\Omega t}{2}$, l'équation précédente s'écrit toujours pour une direction donnée i [72]

$$\frac{d^2 r_i}{d\tau^2} + \sum_j A_{ij} r_j + 2 \sum_j Q_{ij} r_j \cos(2\tau) = 0, \quad (1.28)$$

avec

$$\begin{cases} A_{ij} &= 4U_{ij}^{DC} / m\Omega^2 = 4e\Phi_{ij}^{DC} / m\Omega^2 \\ Q_{ij} &= 2U_{ij}^{RF} / m\Omega^2 = 2e\Phi_{ij}^{RF} / m\Omega^2. \end{cases} \quad (1.29)$$

L'équation 1.28 est une équation de Mathieu généralisée. Les matrices A et Q sont des matrices généralisant les paramètres de stabilité a et q du cas des pièges de Paul 3D et linéaire. Dans le cadre d'une intégration numérique de l'équation de Mathieu généralisée, il est utile de la réécrire

en un système d'équations du première ordre. Soit $\mathbf{u} = \begin{pmatrix} \mathbf{r} \\ \dot{\mathbf{r}} \end{pmatrix}$ un vecteur colonne contenant la position et la vitesse de la particule avec $\dot{\mathbf{r}} = \frac{d\mathbf{r}}{d\tau}$. L'équation 1.28 est alors équivalente à [73]

$$\begin{cases} \dot{\mathbf{u}} &= F(\tau)\mathbf{u} \\ F(\tau) &= \begin{pmatrix} 0_3 & I_3 \\ -A - 2Q \cos(2\tau) & 0_3 \end{pmatrix}, \end{cases} \quad (1.30)$$

Avec 0_3 et I_3 désignant respectivement la matrice nulle et identité de taille 3×3 . F est une fonction périodique de période π .

1.3.3 Équations de Mathieu et paramètres de stabilité

Nous allons voir dans cette section les solutions de l'équation de Mathieu et l'évaluation de la stabilité des solutions. En fonction des paramètres du piège, les tensions appliquées et la fréquence du piège $\Omega/2\pi$, les solutions peuvent ou non diverger avec le temps. Dans le cas particulier des pièges surfaciques, plusieurs cas de figures peuvent se présenter [73]. Les équations du mouvement peuvent être couplées ou non.

Dans le cas où il existe une base telle que les matrices A et Q soient simultanément diagonalisables, les équations du mouvement sont alors découplées et nous sommes alors dans un cas similaire aux pièges de Paul linéaire. Dans ce cas de figure, il est alors possible d'évaluer la stabilité des solutions pour chaque direction propre en comparant les paramètres de stabilités $a_i - q_i$ à des diagrammes de stabilités disponibles dans la littérature [74]. Dans le cas où il est impossible de séparer les équations, nous pouvons tout de même trouver des solutions, mais il devient alors nécessaire d'intégrer numériquement l'équation 1.30. Aussi, sous certaines hypothèses, il est possible d'obtenir des diagrammes de stabilité comme dans le cas où les équations du mouvement sont découplées [72].

Nous allons dans cette partie nous intéresser brièvement à chacun des cas susmentionnés. Nous allons voir que le mouvement de l'ion peut être vu comme une combinaison de deux mouvements, un mouvement «lent» appelée mouvement «séculaire» ou «macromouvement» modulé en amplitude par le «micromouvement» à la fréquence $\Omega/2\pi$. La direction du mouvement de l'ion se fait selon des axes propres donnés par les vecteurs propres de la matrice A . Le micromouvement est quant à lui aligné selon les axes propres du potentiel RF donnés par la matrice Q .

Réduction simultanée des matrices A et Q

Lorsque les matrices A et Q commutent, il existe une base dans laquelle les matrices A et Q peuvent être réduites simultanément et l'équation de Mathieu généralisée devient un système d'équations indépendantes dans la base où A et Q sont diagonales :

$$\frac{d^2 r_i}{d\tau^2} + (a_i + 2q_i \cos(2\tau))r_i = 0. \quad (1.31)$$

avec

$$\begin{cases} a_i &= 4U_{ii}^{DC} / m\Omega^2 \\ q_i &= 2U_{ii}^{RF} / m\Omega^2. \end{cases} \quad (1.32)$$

Pour une direction i donnée, nous pouvons y associer un couple de valeurs $a_i - q_i$. Une équation de Mathieu de paramètres $a - q$ possède des solutions de la forme

$$\begin{cases} u_1(\tau) &= \exp(\mu\tau)b(\tau) \\ u_2(\tau) &= \exp(-\mu\tau)b(-\tau), \end{cases} \quad (1.33)$$

où $b(\tau)$ est une fonction périodique de période π et $\mu = \alpha + i\beta$ est un nombre complexe dont les parties réelle et imaginaire dépendent des paramètres a et q [59]. En fonction des valeurs de α et β , il est possible de connaître la stabilité des solutions, savoir si elles sont linéairement

indépendantes, etc [59]. Par exemple, dans le cas où la partie réelle de μ, α , est non nulle, la solution ne sera pas bornée lorsque $\tau \rightarrow \infty$ et alors la solution sera instable. La figure 1.11 ci-dessous montre le domaine de stabilité de l'équation de Mathieu en fonction des paramètres $a - q$.

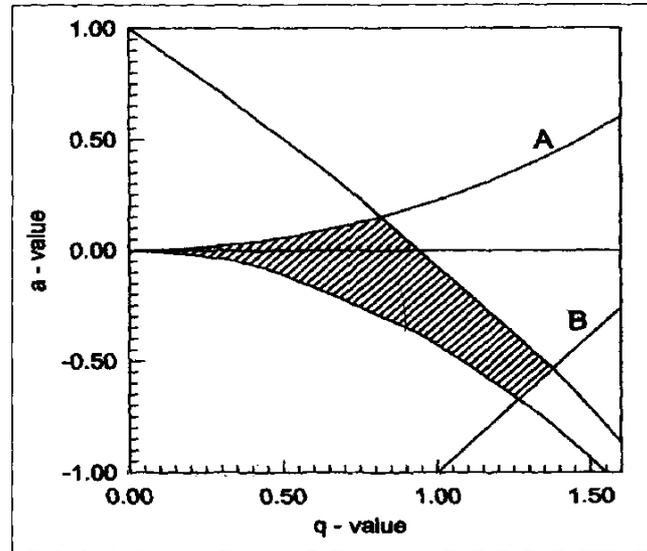


FIGURE 1.11 – Diagramme de stabilité $a - q$ de l'équation de Mathieu Pour un piège 3D. La zone hachurée correspond au domaine de stabilité. Figure extraite de [74].

En pratique, les paramètres de stabilité sont tels que $q \ll 1$ et $|a| \ll 1$. Cette condition simplifie l'étude et permet notamment d'utiliser l'approximation adiabatique du potentiel (voir section 1.3.4). L'expérience montre également que le piégeage est plus simple dans ces conditions. Dans cette condition notamment, le mouvement de l'ion peut être décrit par une équation de la forme

$$x(t) = X\left(1 - \frac{q}{2} \cos \Omega t\right) \cos \omega t. \quad (1.34)$$

Nous voyons que ce mouvement est formé d'une porteuse à la fréquence $\omega/2\pi$ appelée mouvement «séculaire» ou «macromouvement» alors que la modulation d'amplitude se fait à la fréquence $\Omega/2\pi$ appelée «micromouvement». La figure 1.12 représente le mouvement d'un ion au sein d'un piège de Paul surfacique pour des paramètres $a = 10^{-3}$ et $q = 0,17$.

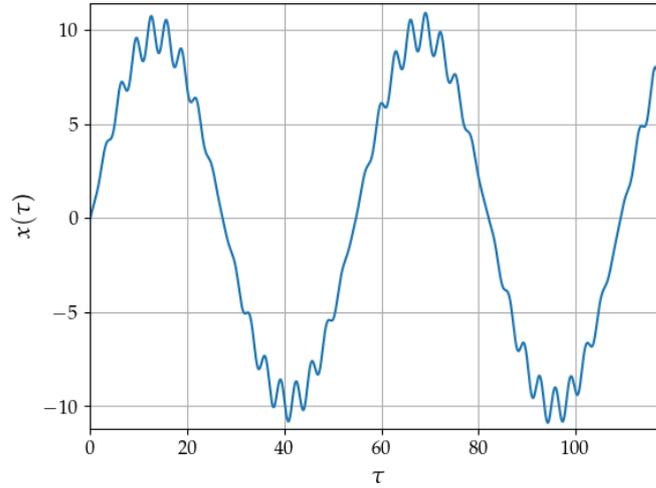


FIGURE 1.12 – **Mouvement de l'ion suivant une direction propre.** Mouvement de l'ion suivant un axe propre x en fonction du paramètre τ .

La pulsation séculaire est alors donnée par

$$\omega \approx \frac{\Omega}{2} \sqrt{a_i - \frac{q_i^2}{2}}. \quad (1.35)$$

Intégration des équations de Mathieu

Dans le cas où il est impossible de diagonaliser simultanément A et Q , nous pouvons tout de même analyser le mouvement avec un formalisme plus général pour un jeu de tensions et une fréquence donnée. L'équation de Mathieu généralisée 1.30 possède une solution de la forme

$$\mathbf{u}(\tau) = \sum_k \mathbf{u}_k(\tau) \quad (1.36)$$

avec $k \in \llbracket 1, 6 \rrbracket$ et où chaque solution indépendante $\mathbf{u}_k(\tau)$ est de la forme [73] :

$$\mathbf{u}_k(\tau) = \exp(\mu_k \tau) \mathbf{b}_k(\tau), \quad (1.37)$$

où $\mathbf{b}_k(\tau)$ est une fonction périodique de période π .

Afin de déterminer les termes μ_k , nous devons intégrer numériquement l'équation

$$\dot{U}(\tau) = F(\tau)U(\tau) \quad (1.38)$$

sur $[0, \pi]$ en prenant comme condition initiale $U(0) = I_6$, la matrice identité de dimension six. Puisque les solutions sont indépendantes, cela revient à intégrer six fois l'équation 1.30 sur le même intervalle en imposant pour l'intégration j une condition initiale sur la composante i du vecteur $\mathbf{u}(0)$ [72] telle que

$$\begin{cases} u_i^j(0) = 1 & \text{si } i = j \\ u_i^j(0) = 0 & \text{sinon,} \end{cases} \quad (1.39)$$

et à former une matrice $U(\pi)$ par la concaténation des vecteurs $\mathbf{u}^j(\pi)$ obtenus après intégration.

En diagonalisant $U(\pi)$, les valeurs des μ_k peuvent être obtenues. Les six valeurs obtenues forment trois couples de valeurs opposées que nous noterons $\tilde{\mu}_l = \alpha_l + i\beta_l$ avec $l \in \llbracket 1, 3 \rrbracket$ en

raison des propriétés mathématiques de F [73].

Tout comme dans la section précédente, il y aura stabilité de l'ion si

$$\forall l \in \llbracket 1, 3 \rrbracket, \quad \text{Re}(\tilde{\mu}_l) = \alpha_l = 0. \quad (1.40)$$

Les fréquences séculaires sont alors données par

$$\omega_l = \beta_l \frac{\Omega}{2}. \quad (1.41)$$

Une fois les fréquences séculaires déterminées, il est possible de calculer l'amplitude et la direction du mouvement. La solution de l'équation 1.28 est la somme de solutions de la forme

$$\mathbf{r}_l(\tau) = \exp(\tilde{\mu}_l \tau) \mathbf{b}_l(\tau), \quad (1.42)$$

avec $l \in \llbracket 1, 3 \rrbracket$. Puisque la fonction \mathbf{b}_l est périodique, nous pouvons la développer en série de Fourier

$$\mathbf{r}_l(\tau) = \exp(\tilde{\mu}_l \tau) \sum_n \mathbf{b}_{l,n}(\tau) \exp(2in\tau). \quad (1.43)$$

L'amplitude et la direction du mouvement séculaire $\tilde{\mu}_l$, sont alors données par $\mathbf{b}_{l,0}$. Les composantes \mathbf{b}_n , avec $n > 1$, sont les composantes spectrales du micromouvement. Dans le cas où $|\mathbf{b}_0| \gg |\mathbf{b}_{\pm 1}| \gg |\mathbf{b}_{\pm 2}|$, si le mouvement est stable, la direction du mouvement de l'ion est alors approximativement dans la même direction des vecteurs propres de A . La direction du micromouvement est donnée par la direction des vecteurs propres de Q .

Réduction à deux dimensions

Dans le cas où A et Q ne commutent pas, il existe une autre approche visant à découpler les équations de l'ion du plan radial de l'axe longitudinal. Dans ce cas, l'équation selon la direction z est celle d'un oscillateur harmonique. Dans le plan radial $x - y$, les équations du mouvement restent couplées sous la forme 1.28 mais avec des matrices de taille 2×2 . Cette étude peut se faire dans l'hypothèse où les électrodes RF sont supposées «longues» et que les tensions appliquées au piège respectent une symétrie par rapport au plan $z = 0$. Des diagrammes de stabilités peuvent alors être obtenus en prenant pour paramètres d'entrée l'angle θ que font les vecteurs propres de A par rapport à Q dans le plan radial et un paramètre α lié à la configuration des tensions DCs.

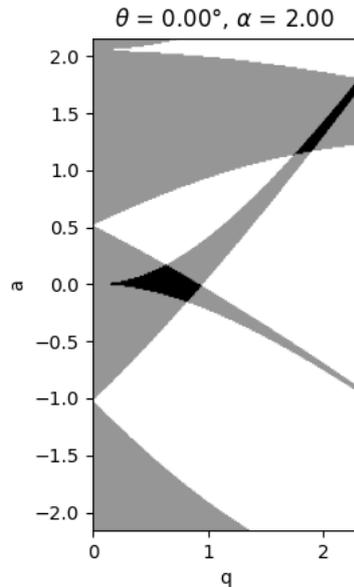


FIGURE 1.13 – **Diagramme de stabilité obtenu pour une valeur $\alpha = 2$ et $\theta = 0$.** Les zones noires représentent la stabilité des solutions. Les zones grises sont les domaines où les solutions sont partiellement stables [72]. Les zones blanches représentent les solutions instables.

1.3.4 Pseudo-potentiel, approximation adiabatique

La notion de pseudo-potentiel a été introduite par Dehmelt [75]. Pour des paramètres de stabilité $a - q$ faibles devant l'unité, un potentiel statique moyennant l'effet des électrodes RF peut être évalué [76].

Particule dans un champ oscillant uniforme

Soit une particule de charge e et de masse m soumise à un champ électrique uniforme oscillant $\mathbf{E}_\Omega(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \sin \Omega t$. La trajectoire de la particule est alors

$$\mathbf{r}(t) = \mathbf{R}_0(t) - \epsilon \sin \Omega t, \quad (1.44)$$

avec $\mathbf{R}_0(t) = \mathbf{r}_0 + \mathbf{v}_0 t$, une trajectoire qui ne dépend que des conditions initiales de la particule \mathbf{r}_0 et \mathbf{v}_0 et $\epsilon = e\mathbf{E}_0/m\Omega^2$, l'amplitude du mouvement oscillant. Le mouvement de la particule peut être décomposé en deux parties : le mouvement de la particule libre et un mouvement rapide dû au champ RF. En moyennant ce mouvement sur une période RF, T_{RF} , nous obtenons

$$\langle \mathbf{r} \rangle_{T_{RF}} = \mathbf{R}_0(t). \quad (1.45)$$

Ainsi, en moyenne, tout se passe comme si la particule était libre. Dans ce cas, un pseudo-potentiel nul est associé au mouvement moyen de l'ion :

$$\Psi_{\text{pseudo}} = 0. \quad (1.46)$$

Particule dans un champ oscillant non-uniforme

Le champ que rencontre la particule $\mathbf{E}_\Omega(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \sin \Omega t$ est cette fois non uniforme. Néanmoins, nous allons considérer que le mouvement de la particule peut se décomposer en deux parties comme précédemment. Nous posons donc $\mathbf{r}(t) = \mathbf{R}(t) - \epsilon(t) \sin \Omega t$, où $\mathbf{R}(t)$ exprime un mouvement lent, moyenné sur une période RF, devant $\epsilon(t)$ qui exprime l'amplitude de mouvement de la particule due au champ oscillant local. Sous cette hypothèse, nous pouvons calculer la vitesse $\dot{\mathbf{r}}$ et l'accélération $\ddot{\mathbf{r}}$ de la particule [76] :

$$\dot{\mathbf{r}} = \dot{\mathbf{R}} - \dot{\epsilon}(t) \sin \Omega t - \epsilon(t) \Omega \cos \Omega t \quad (1.47)$$

$$\approx \dot{\mathbf{R}} - \epsilon(t) \Omega \cos \Omega t, \quad (1.48)$$

en supposant que $|\dot{\epsilon}| \ll |\Omega \epsilon|$ qui exprime le fait que les variations dues à la non uniformité du champ électrique sont négligeables devant les variations dues à la RF. Autrement dit, l'amplitude du champ est quasiment constante le long d'une période RF.

Nous obtenons ainsi

$$\ddot{\mathbf{r}} = \ddot{\mathbf{R}} + \Omega^2 \epsilon(t) \sin \Omega t. \quad (1.49)$$

Ajoutons à ces hypothèses, que l'amplitude du mouvement rapide soit négligeable devant le mouvement lent afin de développer le champ local au voisinage de la trajectoire lente [76] :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}(\mathbf{R} - \epsilon \sin \Omega t) \quad (1.50)$$

$$\approx \mathbf{E}(\mathbf{R}) - \epsilon \nabla \mathbf{E}|_{\mathbf{R}} \sin \Omega t. \quad (1.51)$$

L'équation du mouvement est alors au premier ordre

$$m\ddot{\mathbf{R}} + m\Omega^2 \epsilon \sin \Omega t = e\mathbf{E}(\mathbf{R}) \sin \Omega t - e\epsilon \nabla \mathbf{E}|_{\mathbf{R}} \sin^2 \Omega t. \quad (1.52)$$

En prenant $\epsilon = e\mathbf{E}/m\Omega^2$ comme dans la partie précédente, l'équation se simplifie en

$$m\ddot{\mathbf{R}} = -\frac{e^2}{m\Omega^2} \mathbf{E} \nabla \mathbf{E}|_{\mathbf{R}} \sin^2 \Omega t. \quad (1.53)$$

De l'égalité [76]

$$\mathbf{E} \nabla \mathbf{E} = \frac{1}{2} \nabla (\mathbf{E}^2) - \mathbf{E} \times (\nabla \times \mathbf{E}), \quad (1.54)$$

Puisque $\nabla \times \mathbf{E} = \mathbf{0}$, l'équation 1.53 est simplifiée par

$$m\ddot{\mathbf{R}} = -\frac{e^2}{2m\Omega^2} \nabla(\mathbf{E}^2) \sin^2 \Omega t. \quad (1.55)$$

Moyennant sur une période RF, l'équation 1.55 devient :

$$\langle m\ddot{\mathbf{R}} \rangle_{T_{RF}} = -\frac{e^2}{4m\Omega^2} \nabla(\mathbf{E}^2) = -\nabla\left(\frac{e^2}{4m\Omega^2} \mathbf{E}^2\right). \quad (1.56)$$

Enfin, si nous nommons, $\Phi_{RF}(\mathbf{r})$ le potentiel électrique généré par la RF, nous pouvons y associer un pseudo-potentiel tel que

$$\Psi_{\text{pseudo}} = \frac{e^2}{4m\Omega^2} (\nabla\Phi_{RF})^2. \quad (1.57)$$

1.3.5 Micromouvement

L'excès de micromouvement est un phénomène qui apparaît dès lors qu'il existe une différence entre le minimum du potentiel statique et le minimum du pseudopotentiel RF. La différence entre les deux points cols des champs générés par le piège se caractérise par un champ électrique statique parasite. Dans la pratique, l'utilisation d'un piège de Paul va engendrer des phénomènes d'accumulations de charges non contrôlées au sein de l'enceinte ultra vide qui vont perturber le potentiel piégeant. Aussi, la géométrie imparfaite des électrodes ainsi que les différentes hypothèses utilisées produisent une différence entre le potentiel calculé et le potentiel vu par l'ion. Tous ces phénomènes induisent une différence entre les points nodaux des champs RF et DC [71]. Dans cette section, nous allons quantifier l'excès de micromouvement dû à un champ statique parasite \mathbf{E}_{DC} et discuter de son impact sur le fonctionnement de l'horloge. Il est à noter qu'un déphasage entre deux électrodes produisant un champ RF peut aussi provoquer un excès de micromouvement [58] mais il n'est pas pris en compte dans cette discussion.

Dans le cas où les paramètres $a_i - q_i$ régissant une équation de Mathieu du type

$$\ddot{u}_i + (a_i + 2q_i \cos(\Omega t)) \frac{\Omega^2}{4} u_i = 0, \quad (1.58)$$

sont tels que $a_i \ll 1$ et $q_i \ll 1$, le mouvement d'un ion $u_i(t)$ s'écrit

$$u_i(t) = u_{i,0} \cos(\omega_i t) \left(1 + \frac{q_i}{2} \cos \Omega t\right). \quad (1.59)$$

L'amplitude du mouvement séculaire est $u_{i,0}$ et la fréquence séculaire est donnée par $\omega_i \approx \frac{\Omega}{2} \sqrt{a_i + \frac{q_i^2}{2}}$. En utilisant la technique du refroidissement Doppler, l'amplitude du mouvement de l'ion peut être réduite de façon significative [58]. En effet, l'énergie cinétique pour une direction donnée i est telle que $E_{C,i} \propto u_{i,0}^2$. Et la température minimale atteignable par la technique du refroidissement Doppler est donnée par

$$T_D = \frac{\hbar\gamma}{2k_B}, \quad (1.60)$$

où k_B est la constante de Boltzmann, γ la largeur de la transition de refroidissement et $\hbar = h/2\pi$ avec h désignant la constante de Planck.

Néanmoins, quand les minima des potentiels RF et DC ne coïncident pas, un mouvement forcé supplémentaire oscillant à la fréquence du piège $\Omega/2\pi$ s'ajoute au mouvement de l'ion [58]

$$u_i(t) \approx (u_{i,+} + u_{i,0} \cos(\omega_i t)) \left(1 + \frac{q_i}{2} \cos \Omega t\right). \quad (1.61)$$

L'amplitude du mouvement $u_{i,+}$ supplémentaire, appelé excès de micromouvement, est proportionnel au champ électrique \mathbf{E}_{DC} responsable du déplacement du potentiel statique

$$u_{i,+} \approx \frac{e}{m\omega_i^2} \mathbf{E}_{DC} \cdot \mathbf{e}_i, \quad (1.62)$$

où \mathbf{e}_i est un vecteur unitaire selon la direction i et e la charge de l'ion. L'amplitude de l'excès de micromouvement $u_{i,+}$ ne peut pas être réduite par refroidissement Doppler contrairement à $u_{i,0}$ puisqu'il s'agit d'un mouvement forcé par la RF.

Lorsque l'excès de micromouvement devient trop important, il peut modifier le décalage Doppler au premier ordre. Cela se traduit par une modification de la courbe de fluorescence obtenue par balayage de la fréquence du laser de refroidissement $\omega/2\pi$ autour de la fréquence de résonance $\omega_0/2\pi$ de la transition de refroidissement utilisée.

La figure 1.14 montre l'effet de l'excès de micromouvement modélisé par β sur le spectre d'excitation de la transition de refroidissement avec [58] :

$$\beta = \sqrt{\left(\frac{1}{2} \sum_{i=x',y'} k_i q_i u_{i,+}\right)^2}. \quad (1.63)$$

Le terme k_i désigne la projection du vecteur d'onde \mathbf{k} du laser de refroidissement sur les axes propres radiaux du piège x' et y' .

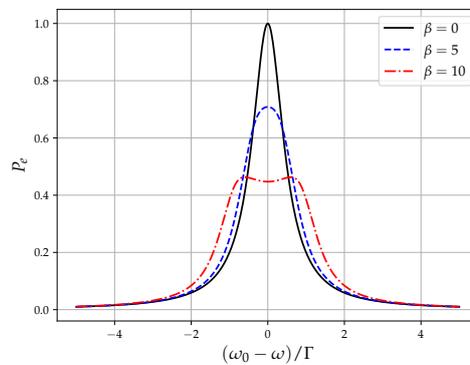


FIGURE 1.14 – **Influence de l'excès de micromouvement sur la courbe de fluorescence.** Les courbes montrent la probabilité d'excitation de l'ion P_e en fonction du décalage de fréquence du laser de refroidissement par rapport à la résonance ω_0 normalisé à la largeur de la transition Γ . Figure extraite de [58].

S'il n'y a pas d'excès de micromouvement, $\beta = 0$, et dans le cas où $\Omega \ll \gamma$, le spectre d'excitation obtenu avec le laser de refroidissement est alors une Lorentzienne. Mais au fur et à mesure que l'excès de micromouvement augmente, $\beta > 0$, la probabilité d'exciter l'ion à une fréquence donnée, diminue. Pour de plus importantes amplitudes d'excès de micromouvement ($\beta = 10$), la forme du spectre de fluorescence est modifiée. Dans ce cas, la région où $-0,6 < \frac{\omega - \omega_0}{\Gamma} < 0$ chauffe l'ion contrairement au cas où il n'y a pas d'excès de micromouvement.

L'excès de micromouvement impacte l'exactitude de l'horloge. En l'absence d'excès de micromouvement, l'influence du décalage Doppler du second ordre est $\Delta\nu_{D2} \approx 10^{-18}$ pour une horloge utilisant comme référence un ion Yb^+ . L'ajout d'un champ électrique statique $|\mathbf{E}_{DC}| = 1 \text{ V}\cdot\text{mm}^{-1}$ l'augmente de plusieurs ordre de grandeur jusqu'à $\Delta\nu_{D2} \approx 10^{-14}$ [58]. Le même champ parasite induit par effet Stark un décalage relatif de fréquence de $\Delta\nu_S \approx 10^{-17}$ à $\Delta\nu_S \approx 10^{-15}$.

L'excès de micromouvement est un paramètre important à quantifier et à réduire par l'ajout de champs statiques de compensation. La réduction de ce phénomène doit se faire régulièrement car les champs statiques parasites évoluent en permanence. Des techniques comme la photocorrélation [58] permettent de le mesurer et de le réduire de façon considérable. La section 4.2 est dédiée aux techniques de réductions de l'excès de micromouvement.

1.4 Refroidissement Doppler

Dans cette section nous allons aborder le principe du refroidissement Doppler mis en œuvre dans le cadre de cette thèse. Un atome ionisé à la sortie d'un four, confiné dans un piège de Paul, possède initialement une énergie cinétique importante qu'il est nécessaire de réduire pour limiter les effets Doppler associés.

1.4.1 Introduction au refroidissement Doppler

La température T d'un atome est directement liée à sa vitesse moyenne $\langle v \rangle$ par le théorème d'équipartition de l'énergie

$$\frac{1}{2}m \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2}k_B T. \quad (1.64)$$

Refroidir un atome signifie donc réduire sa vitesse quadratique moyenne. Un atome en interaction avec une source laser peut échanger aussi bien de l'énergie que de la quantité de mouvement. Soit un atome dont l'état interne peut être décrit par un système à deux niveaux dont l'état fondamental est noté $|g\rangle$ et l'état excité est noté $|e\rangle$ séparés par une énergie $\hbar\omega_0$. La largeur de la transition est notée Γ .

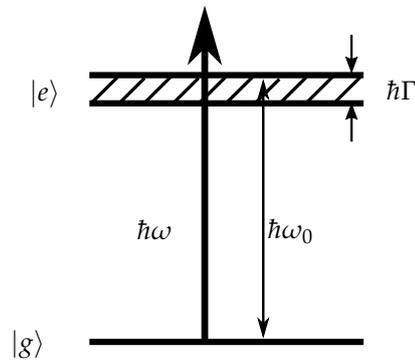


FIGURE 1.15 – États interne d'un atome modélisé par un système à deux niveaux. L'état d'énergie fondamental est noté $|g\rangle$ et l'état excité est noté $|e\rangle$. L'écart énergétique entre les deux états est $\hbar\omega_0$ et la largeur de la transition est Γ .

Pour illustrer le refroidissement Doppler, supposons que notre atome soit initialement au repos et dans l'état $|g\rangle$. Si la fréquence du laser est accordée à la fréquence de résonance de la transition, l'atome peut absorber un photon d'énergie $\hbar\omega_0$ mais aussi d'impulsion $\hbar\mathbf{k}$ avec \mathbf{k} le vecteur d'onde du laser. L'atome passe alors dans l'état $|e\rangle$. Après un certain temps de l'ordre de Γ^{-1} , l'atome se désexcite et retombe dans son état interne fondamental en émettant un photon d'énergie $\hbar\omega_0$ avec une impulsion $\hbar\mathbf{k}_s$ dont la direction est aléatoire.

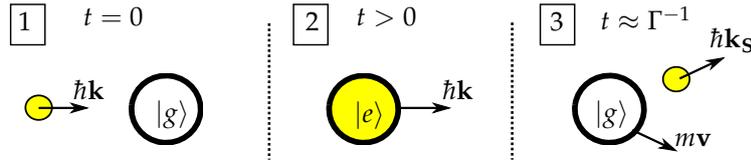


FIGURE 1.16 – **Illustration schématique d'un transfert d'impulsion par absorption puis réémission d'un photon.** Dans la situation 1, tout à gauche de la figure, l'atome est initialement au repos. L'impulsion totale du système est $\mathbf{p}_{\text{tot},1} = \hbar\mathbf{k} + m\mathbf{0}$. Dans la situation 2, au milieu de la figure, le photon est absorbé par l'atome qui passe dans l'état $|e\rangle$. L'impulsion totale du système est $\mathbf{p}_{\text{tot},2} = \mathbf{p}_{\text{tot},1} = \hbar\mathbf{k}$. Dans la situation 3, à droite de la figure, après un temps t de l'ordre Γ^{-1} , un photon est émis dans une direction aléatoire \mathbf{k}_S du fait de l'émission spontanée. L'atome acquiert une quantité de mouvement $\mathbf{p}_A = m\mathbf{v}$ du fait de la conservation de l'impulsion $\mathbf{p}_{\text{tot},3} = \hbar\mathbf{k} = \hbar\mathbf{k}_S + m\mathbf{v}$.

En raison du caractère isotrope de l'émission spontanée, et pour un nombre $N \gg 1$ de cycles d'absorption/émission, l'atome subit, en moyenne, une accélération le long de la direction du laser \mathbf{k} . La vitesse moyenne de l'atome ayant augmenté, l'atome est chauffé. Dans le cas de la transition dipolaire électrique $^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$ d'un ion $^{171}\text{Yb}^+$, la vitesse de recul v_r associée à l'absorption d'un photon d'impulsion $p = \hbar k_0$ est de l'ordre de $v_r = \hbar k_0 / m = 6 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$. Une rapide estimation de la force associée à ce transfert d'impulsion peut se faire en considérant qu'il y a Γ cycles d'émission/absorption de photons par l'atome en une seconde et ainsi

$$F_p \approx \frac{\Delta p}{\Delta t} = \hbar k \Gamma. \quad (1.65)$$

Dans le cas de la transition dipolaire $S - P$ de l'ion ytterbium, le rapport entre cette pression de radiation et la force de pesanteur exercée sur l'atome est $F_p / mg \approx 8 \times 10^4$ avec g l'accélération de la pesanteur.

Cette pression de radiation est importante et peut s'appliquer pour ralentir les atomes et donc les refroidir ou même les piéger [77].

1.4.2 Force de pression de radiation

Pour évaluer ce phénomène de manière plus formelle et plus complète [78], nous devons tenir compte à la fois de la courbe de résonance du spectre d'excitation qui régit le taux d'émission de photons par l'atome mais aussi de l'effet Doppler associé au mouvement de l'atome animé d'une vitesse \mathbf{v} et qui a pour effet de créer un décalage en fréquence tel que $\delta_D = \omega_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$. Considérons un atome au repos interagissant avec une source monochromatique de lumière dont le champ électrique s'écrit

$$\mathbf{E}_L = E_0(\mathbf{r})(\boldsymbol{\epsilon}(\mathbf{r})e^{-i\omega t - i\phi(\mathbf{r})} + c.c.), \quad (1.66)$$

avec E_0 l'amplitude du champ, ω sa pulsation, ϕ sa phase et $\boldsymbol{\epsilon}$ un vecteur unitaire indiquant sa polarisation. Le laser est à une fréquence proche de la résonance et nous notons $\delta = \omega_0 - \omega$ le désaccord de pulsation. Dans le cas de l'approximation dipolaire électrique, le couplage entre l'atome et le champ électrique fait intervenir la pulsation de Rabi

$$\Omega_{\text{Rabi}} = -\frac{(\mathbf{d} \cdot \boldsymbol{\epsilon})E_0}{\hbar}, \quad (1.67)$$

où \mathbf{d} est le moment dipolaire de l'atome.

La condition de raie large, $m\Gamma / \hbar k_0^2 \gg 1$, permet de nous placer dans l'approximation semi-classique. Les états externes de l'atome peuvent être traités classiquement tandis que les états internes de l'atome sont traités de manière quantique. Dans ces conditions, il est possible de définir la valeur moyenne d'un opérateur force en un point \mathbf{r} par

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \mathbf{F}_d(\nabla \Omega_r(\mathbf{r})) + \mathbf{F}_p(\nabla \phi(\mathbf{r})). \quad (1.68)$$

L'interaction du laser avec l'atome fait apparaître deux forces : la force dipolaire \mathbf{F}_d , qui dépend du gradient de l'intensité d'une source laser et la force de pression \mathbf{F}_p , qui dépend du gradient de la phase spatial du champ lumineux.

Dans le cadre de cette thèse, seule la force de pression est exploitée et nous nous intéresserons uniquement à cette force. Dans le cas d'une onde plane, la phase spatiale est telle que $\phi(\mathbf{r}) = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$. La pression de radiation est alors donnée par

$$\mathbf{F}_p = \frac{\hbar \mathbf{k} \Gamma}{2} \frac{s}{1+s'} \quad (1.69)$$

avec s , le paramètre de saturation déduit des équations de Bloch optiques

$$s = \frac{\Omega_{\text{Rabi}}^2/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4}. \quad (1.70)$$

Nous noterons $s_0 = 2\Omega_{\text{Rabi}}^2/\Gamma^2$ le paramètre de saturation à résonance. Si la particule est animée d'une vitesse \mathbf{v} , le décalage Doppler intervient. La formule 1.69 reste valable mais en changeant le désaccord δ par $\delta' = \delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ qui intervient dans le paramètre de saturation s de la formule 1.70.

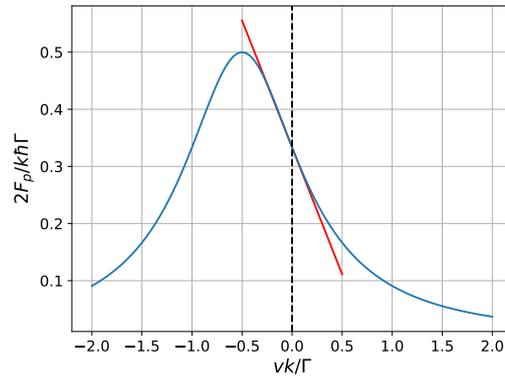


FIGURE 1.17 – **Tracé de la force de pression.** Les courbes ont été obtenues avec un paramètre de saturation $s_0 = 1$ et un désaccord $\delta = -\Gamma/2$ dans le cas de la transition $^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$ de l'ion $^{171}\text{Yb}^+$. La courbe bleue est un tracé de la force de pression normalisée par rapport au terme $\hbar k_L \Gamma / 2$ en fonction de la vitesse de l'atome normalisée par rapport au terme Γ / k_L issue de l'équation 1.70. La courbe rouge, issue de l'équation 1.71, est une approximation de cette force pour une vitesse d'atome $\mathbf{v} \approx \mathbf{0}$.

Pour des vitesses faibles de l'atome, la force de pression s'écrit [71]

$$\mathbf{F}_p \approx \frac{\hbar \mathbf{k} \Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \left(1 + \frac{2\delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}}{(\delta^2 + \Gamma^2/4)(1+s)} \right) = \mathbf{F}_0 - \alpha \mathbf{v}, \quad (1.71)$$

avec

$$\alpha = -\hbar \mathbf{k}^2 \Gamma \frac{s}{(1+s)^2} \frac{\delta}{(\delta^2 + \Gamma^2/4)}. \quad (1.72)$$

La figure 1.17 montre un tracé de la force de pression normalisée en fonction de la vitesse de la particule normalisée.

La force de pression est la somme de deux termes. Un premier terme qui ne dépend que du paramètre de saturation s et une deuxième force proportionnelle à la vitesse de l'atome \mathbf{v} . Il s'agit d'une force de friction qui tend à ralentir l'atome. Dans le cas d'un ion piégé, la force \mathbf{F}_0 , qui est une force qui agit suivant la direction du laser, est compensée par le piège de Paul. La force de

friction est maximale pour $\delta = -\Gamma/2$. Pour un atome d'ytterbium, la température minimale atteignable grâce à cette technique est $T_D = 0,5$ mK.

La direction du mouvement d'un ion au sein d'un piège de Paul est dictée par les axes propres du piège. Pour avoir un refroidissement de l'ion dans les trois directions de l'espace, il est nécessaire que les projections du vecteur d'onde du laser \mathbf{k} sur les axes propres du piège x' , y' , z' soient non-nulles. La figure 1.18 représente un faisceau laser de refroidissement rencontrant un ion piégé à une distance d du plan des électrodes. Le vecteur d'onde du faisceau laser (en violet) est parallèle à l'axe x . Dans le cas contraire, des charges pourraient être créées si le faisceau laser, d'une longueur d'onde proche de l'ultra-violet, rencontre le piège surfacique perturbant ainsi le potentiel de piégeage.

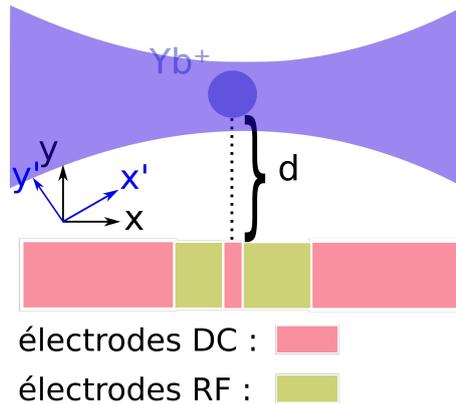


FIGURE 1.18 – **Refroidissement d'un ion piégé.** Coupe d'un piège surfacique dans le plan x - y .

L'ion est refroidi dans les trois directions de l'espace en raison de l'inclinaison des axes propres radiaux du piège x' - y' avec les axes de la puce. Cette inclinaison peut être réalisée en utilisant un piège surfacique présentant une asymétrie des largeurs des électrodes RF. Dans le cas contraire, le potentiel électrique généré par les électrodes DC permet d'incliner le potentiel total du piège et établir le refroidissement de l'ion [71].

1.5 Projet d'horloge compacte $^{171}\text{Yb}^+$

Cette thèse s'inscrit dans la réalisation d'une horloge compacte à ion piégé sur puce. La transition quadrupolaire électrique $^2S_{1/2}(F=0) - ^2D_{3/2}(F=2)$ de l'ion $^{171}\text{Yb}^+$ constitue la référence de fréquence. Le projet nécessite donc la conception d'un piège de Paul et d'éléments optiques pour manipuler et interroger l'ion. Dans l'optique d'une miniaturisation de l'expérience, un piège de Paul surfacique est utilisé en raison de la possibilité d'y intégrer plus tard des éléments nécessaires à l'élaboration d'une horloge comme des éléments optiques, électriques ou électroniques [79].

Nous verrons donc dans un premier temps quelques éléments de conception des pièges surfaciques qui doivent tenir compte des contraintes du projet. L'ion piégé doit pouvoir atteindre le régime de Lamb-Dicke qui se traduit par une condition sur les fréquences séculaires de l'ion piégé. Dans ce régime, les effets de recul engendrés par l'interaction entre l'ion et les photons du laser d'horloge sont négligeables minimisant ainsi les décalages de fréquence par effet Doppler au premier ordre. Également, le bruit électrique du piège chauffe l'ion. Le taux de chauffage du piège est alors important à caractériser puisqu'il provoque une décohérence de l'ion.

Dans un second temps, nous verrons quelles sont les transitions énergétiques utilisées dans le cadre de la manipulation de l'ion. Nous y verrons enfin une séquence typique d'interrogation de l'ion dans le cadre du fonctionnement d'horloge.

1.5.1 Critères de conception des pièges surfaciques

Nous allons aborder dans cette partie différents points importants relatifs au fonctionnement des pièges surfaciques. Les pièges planaires permettent de piéger des ions à une distance pouvant aller de quelques dizaines à quelques centaines de microns au-dessus des électrodes [80]. La distance ion-électrode dicte plusieurs comportements du piège comme sa profondeur, sa stabilité, ses fréquences séculaires ou sa sensibilité aux perturbations électriques extérieures [80, 81].

Nous verrons donc dans un premier temps, le comportement des pièges surfaciques, notamment l'influence de la taille des électrodes sur les paramètres de piégeage. Nous discuterons ensuite d'un régime de fonctionnement particulièrement intéressant pour l'élaboration d'une horloge : le régime de Lamb-Dicke qui permet de s'affranchir du déplacement Doppler au premier ordre. Enfin, nous aborderons les problématiques issues du phénomène du taux de chauffage qui sont indispensables à quantifier et à minimiser puisqu'elles limitent le fonctionnement de l'horloge.

Géométries des pièges surfaciques

Deux agencements simples des électrodes de piégeage peuvent notamment être utilisées pour l'élaboration de pièges planaires [64] : les géométries « quatre » et « cinq » fils (« four/five wires geometry »). Ces géométries consistent à utiliser une alternance de 4 ou 5 électrodes RF et DC (hors électrodes de contrôle). La figure 1.19 montre ces géométries.

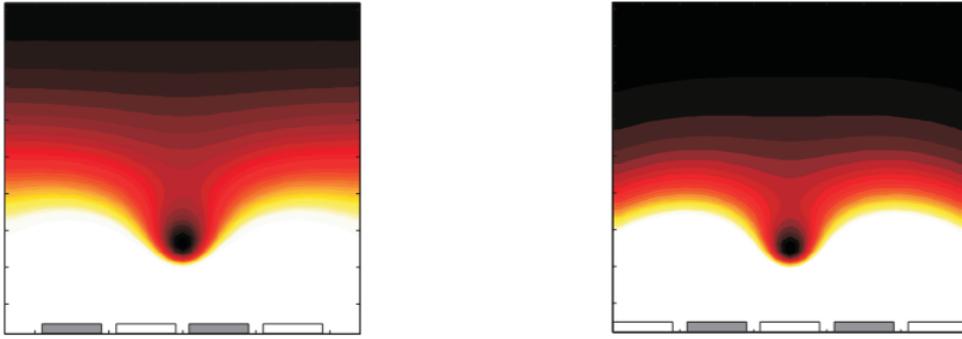


FIGURE 1.19 – Pseudo-potential généré par une géométrie 4 et 5 fils des pièges surfaciques. À gauche, une géométrie 4 fils. À droite une géométrie 5 fils. Les rectangles gris représentent les électrodes RF tandis que les rectangles blancs représentent les électrodes DC. Le minimum du pseudo-potential se trouve dans la région noire au dessus du centre des électrodes. Figures tirées de [64].

Pour des raisons pratiques de contrôle du piège ou de fabrication, les géométries 5 fils sont privilégiées [64]. Le comportement des paramètres d'un piège surfacique en géométrie 5 fils peut être prédit de manière analytique dans l'hypothèse d'électrodes symétriques semi-infinies. En effet, considérons deux électrodes RF de même largeur l disposées symétriquement dans le plan $x - z$. La première électrode RF est donc dans la région délimitée par $x = -3l/2$ et $x = -l/2$ et la seconde électrode est délimitée par $x = l/2$ et $x = 3l/2$. Il est alors possible de prévoir la distance ion-électrode d , la profondeur du piège y_{Depth} , le paramètre de stabilité q dans les directions propres radiales et la fréquence séculaire radiale $\omega_r/2\pi$ par les relations [81] :

$$\begin{cases} d & = \sqrt{3}l/2 \\ \omega_r & = \sqrt{2}eV_{RF}/\sqrt{3m\pi\Omega_{RF}l^2} \\ y_{\text{Depth}} & = eV_{RF}^2/[4m\Omega_{RF}^2\pi^2l^2(7+4\sqrt{3})] \end{cases} \quad (1.73)$$

Les équations 1.73 sont approximatives mais elles permettent toutefois d'appréhender le comportement d'un piège surfacique et la conception de ce dernier. En pratique, les électrodes RF présentent souvent des largeurs différentes. Cette asymétrie permet d'incliner les axes propres

du piège afin de permettre un refroidissement de l'ion avec un unique faisceau laser.

La largeur des électrodes va donc fixer la distance d de la position du minimum du pseudopotentiel. Plus l'ion piégé est proche du plan des électrodes et plus les fréquences séculaires radiales seront importantes ainsi que la profondeur du piège. Pour une fréquence de piégeage $\Omega/2\pi$ et une tension RF V_{RF} données, les fréquences séculaires radiales seront d'autant plus grandes que l'ion est proche des électrodes. Le fait d'augmenter l'amplitude du signal RF permet aussi d'augmenter la valeur des fréquences séculaires radiales tout comme le fait de diminuer la fréquence du signal RF. La profondeur du piège évolue de façon similaire aux fréquences séculaires radiales mais de manière quadratique en V_{RF}/Ω .

Supposons que nous souhaitons piéger un ion $^{171}\text{Yb}^+$ à une distance $d \approx 500 \mu\text{m}$ de la puce avec des fréquences séculaires radiales $\omega/2\pi \approx 350 \text{ kHz}$ en utilisant une fréquence de piégeage $\Omega_{RF}/2\pi \approx 6 \text{ MHz}$. Avec nos contraintes, la largeur des électrodes obtenues est $a \approx 580 \mu\text{m}$. L'amplitude du signal RF est alors $V_{RF} \approx 200 \text{ V}$ qui permet d'atteindre une profondeur de piégeage $\mathcal{V}_{\text{Depth}} = 83 \text{ meV}$.

En pratique, l'amplitude du signal RF, V_{RF} , est limitée par la tension de claquage de la puce et la fréquence du piège ne peut pas être trop basse pour des raisons de stabilité. Les expériences de QIP utilisent des pièges surfaciques permettant de confiner un ion à une distance d de l'ordre de quelques dizaines ou quelques centaines de microns pour obtenir une profondeur de piège et des fréquences séculaires radiales importantes sans toutefois utiliser une amplitude RF trop importante ou une fréquence RF trop faible. La rapidité des opérations est alors facilitée par les grandes valeurs des fréquences séculaires.

Néanmoins, la position de piégeage proche de la surface des électrodes pose des problèmes de décohérence en raison de la plus grande sensibilité de l'ion aux bruits électriques générés par la surface des électrodes.

Taux de chauffage du piège

Un phénomène important impactant un ion dans un piège de Paul est son chauffage par le piège. Ce phénomène est dû au bruit électrique perçu par l'ion. En raison des perturbations électriques, un ion confiné dans un piège, assimilé à un oscillateur harmonique, peut voir ses états de mouvements être modifiés et sera donc chauffé comme l'illustre la figure 1.20.

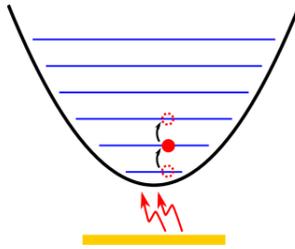


FIGURE 1.20 – Illustration du phénomène de chauffage d'un ion piégé en raison des perturbations électriques. Le bruit électrique perçu par l'ion piégé dans un puits de potentiel le fait passer dans des états d'énergie supérieurs. Figure tirée de [71].

Ainsi, pour une direction propre du piège $i \in \{x', y', z'\}$, le taux de chauffage est caractérisé par le taux de quanta de mouvement qu'acquière l'ion en une seconde. Ce taux de chauffage \dot{n}_i est lié à la densité spectrale de fluctuations du champ électrique S_E à la fréquence du mode de vibration ω_i par la relation [82] :

$$\dot{n}_i = \frac{e^2}{4m\hbar\omega_i} S_E(\omega_i), \quad (1.74)$$

où m est la masse de l'ion et e la charge électrique. Le lien avec la température T_i de l'ion est alors réalisé par la relation

$$\dot{n}_i \approx \frac{k_B T_i}{\hbar\omega_i}, \quad (1.75)$$

où k_B est la constante de Boltzmann.

Le bruit attendu est le bruit Johnson : le bruit thermique des électrons au sein des conducteurs du piège de Paul. Pour un tel bruit, le taux de chauffage de l'ion devrait suivre une loi en d^{-2} où d désigne la distance entre la position de l'ion et le plan des électrodes [83]. On parle alors de chauffage «normal». Mais un chauffage «anormal» est systématiquement mesuré. Son origine est encore mal comprise et est discutée. Les expériences montrent toutefois que le chauffage anormal suit une loi en d^{-4} [82, 84].

Ce bruit a été révélé par la miniaturisation des pièges de Paul. En effet, les ions piégés au sein des pièges surfaciques sont à des distances de quelques dizaines ou quelques centaines de micromètres au dessus du plan des électrodes et sont donc plus affectés par le bruit électrique. Le taux de chauffage est donc indispensable à caractériser et à réduire pour garantir des temps de cohérence nécessaires à des opérations d'informations quantiques ou de fonctionnement d'horloge [11, 60]. Les directions les plus affectées par le chauffage anormal sont celles ayant des fréquences séculaires $\omega_i/2\pi$ faibles puisque le taux de chauffage est proportionnel à $\omega_i^{-\alpha}$ avec $\alpha > 1$ [83]. La figure 1.21 montre une mesure de taux de chauffage en fonction de la distance ion-électrode et de la fréquence séculaire axiale d'un ion piégé.

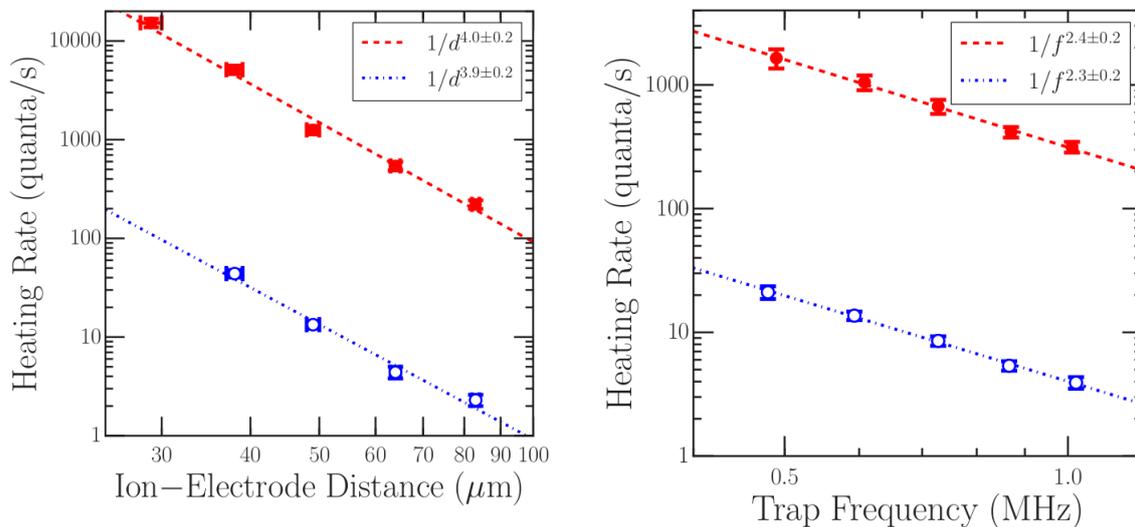


FIGURE 1.21 – **Mesure de l'évolution du taux de chauffage.** À gauche, l'évolution du taux de chauffage en fonction de la distance ion-électrode d . À droite, l'évolution du taux de chauffage en fonction de la fréquence séculaire axiale de l'ion. Dans les deux figures, les points rouges sont les mesures faites lorsque la température de la puce est de 295 K tandis que les points bleus sont mesurés lorsque la température de la puce est de 5 K. Figure tirée de [82].

Outre sa dépendance fréquentielle ω^α et distancielle d^β , le taux de chauffage de l'ion est affecté par la température T des électrodes. L'évolution de ce dernier suit une loi T^γ avec $3 \leq \gamma \leq 4$ [80]. Selon la référence [80], de nombreux modèles théoriques prédisent ce comportement. De plus, en confrontant ce modèle aux expérimentations, cette loi d'évolution permet de discriminer les origines responsables du bruit S_E . De nombreux pièges surfaciques sont désormais refroidis à des températures de l'ordre de quelques Kelvin grâce à un bain d'hélium liquide. La figure 1.21 montre des mesures de taux de chauffage pour des électrodes à température ambiante ($T = 295$ K en rouge) et cryogénique ($T = 5$ K en bleu).

Bien que l'origine du chauffage anormal ne soit pas encore comprise, des expériences ont montré que des nettoyages de surfaces permettaient de réduire de plusieurs ordres de grandeur le taux de chauffage, révélant ainsi des phénomènes de contaminations [85]. Les traitements de surfaces peuvent se faire in situ ou ex situ de l'enceinte à vide par bombardement ionique Ar^+ [86, 87]

ou par utilisation de laser pulsé [71, 88]. Les taux de chauffage obtenus après le nettoyage du piège surfacique dépendent à la fois du matériau de la surface et des espèces chimiques contaminant la surface [87]. Dans la référence [87], le taux de chauffage \dot{n} passe de 5000 quanta. s^{-1} à 30 quanta. s^{-1} à une fréquence de 246 kHz après un bombardement in situ de la surface par des ions Ar^+ . La référence [89] propose un modèle théorique qui tient compte de l'importance de la rugosité des surfaces dans le phénomène d'adsorption des contaminants. L'état de surface et de propreté d'un piège surfacique est donc essentiel dans la diminution du taux de chauffage. La partie 4.4 expose les différentes techniques de mesure du taux de chauffage utilisées dans notre expérience.

Dans le cadre de l'élaboration de l'horloge, la distance d est donc un paramètre important à prendre en compte, tout comme la fréquence séculaire pour pouvoir réduire le taux de chauffage du piège. Avoir une fréquence séculaire importante le long de la direction sondée par le laser d'horloge permet d'une part d'être en régime de Lamb-Dicke et permet de réduire le taux de chauffage. Si en outre, l'ion piégé se trouve à une distance d relativement importante, comparativement aux autres pièges, nous pouvons espérer réduire le taux de chauffage. La figure 1.22 montre des mesures de densité spectrales de bruit électrique en fonction de la distance ion-électrode d pour des électrodes à une température ambiante $T = 300$ K issu de la littérature.

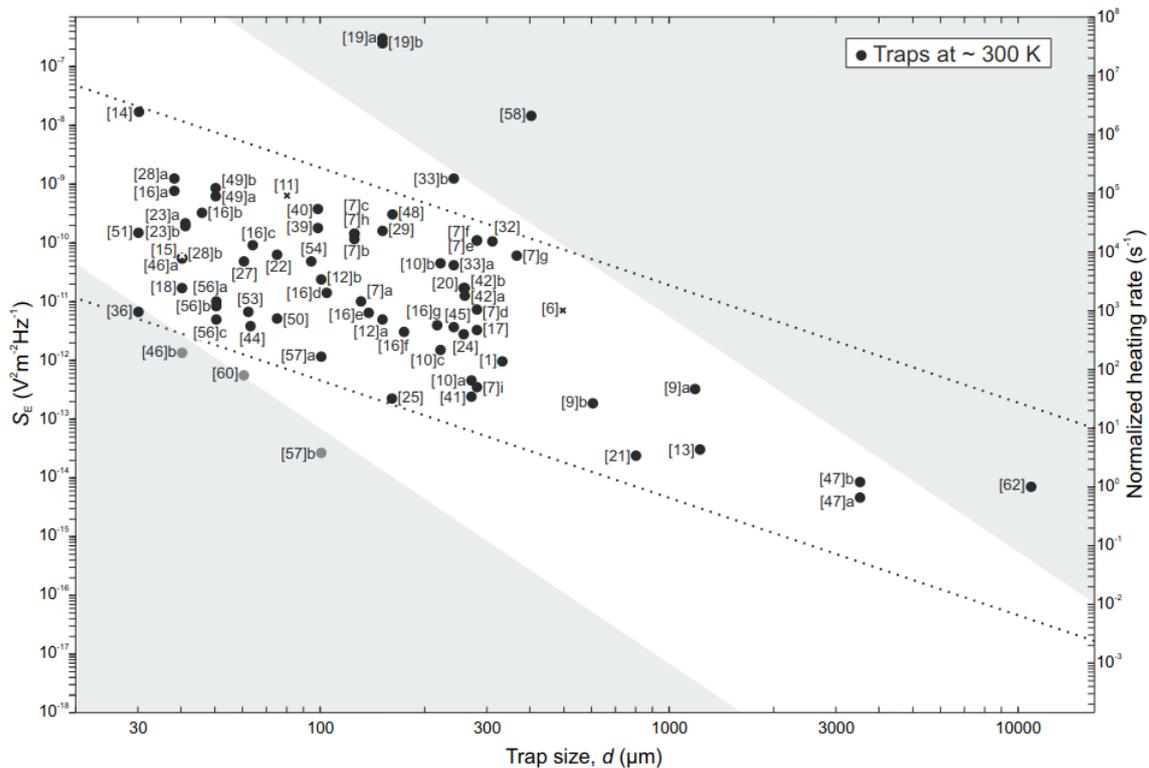


FIGURE 1.22 – Tracé des mesures de la densité spectrale de bruit électrique perçue par l'ion en fonction de la distance ion-électrode de différents pièges de Paul ayant des électrodes à température ambiante. Les traits en pointillés indiquent une loi en d^{-2} tandis que la région ombragée montre une loi en d^{-4} . Figure tirée de [80].

Toujours dans la figure 1.22, nous pouvons voir que les distances de piégeages d sont majoritairement comprises entre 30 μm à 300 μm . En moyenne, un ion situé à une distance $d \approx 500$ μm verra une densité spectrale de bruit électrique diminuer d'un facteur ≈ 100 comparé à un ion étant à une distance $d \approx 100$ μm . Si nous supposons que l'ion possède les mêmes fréquences séculaires dans ces deux cas de figures, le taux de chauffage sera réduit du même facteur selon la formule 1.74.

Régime de Lamb-Dicke

Le régime de Lamb-Dicke permet de négliger les effets de mouvement de l'ion lors de son interaction avec le laser d'horloge. Atteindre ce régime nous autorise à négliger au premier ordre l'effet Doppler sur la transition de référence. Nous verrons que dans un tel régime, l'effet de recul associé à l'absorption d'un photon issu du laser d'horloge par l'ion ne change pas son état de mouvement. La largeur de la transition atomique étant fine, le régime de Lamb-Dicke se traduit par une condition sur la fréquence séculaire de la direction du piège sondée par le laser d'horloge.

Considérons une direction propre du piège où la fréquence séculaire de l'ion est $\omega/2\pi$. L'ion étant dans un puits de potentiel, ses états de mouvements sont quantifiés. L'énergie $\hbar\omega$ permet de faire passer l'ion dans un état supérieur d'énergie du potentiel harmonique. Lors de l'étape d'interrogation, les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion permettent de définir une énergie de recul E_R d'un ion de masse m absorbant un photon issu du laser d'horloge [90]

$$E_R = \hbar\omega_R = \frac{\hbar^2 k_{CLK}^2 \cos^2 \theta}{2m}, \quad (1.76)$$

où $k_{CLK} \cos \theta$ désigne la projection du vecteur d'onde du laser d'horloge k_{CLK} sur l'axe propre du piège. Le paramètre de Lamb-Dicke est alors défini par [90]

$$\eta^2 = \frac{\omega_R}{\omega}. \quad (1.77)$$

En notant $u_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}}$, l'extension spatiale de l'ion dans l'état fondamental du puits de potentiel, le paramètre de Lamb-Dicke s'écrit aussi

$$\eta = \frac{2\pi}{\lambda_{CLK}} \cos \theta u_0, \quad (1.78)$$

Ce paramètre peut donc être vu à la fois comme un rapport entre l'énergie de recul de l'ion et le quanta nécessaire pour changer l'état de mouvement de l'ion, et comme un rapport entre l'extension spatiale de l'ion et la longueur d'onde du laser d'horloge. À titre d'exemple, $u_0 = 43$ nm pour un ion $^{171}\text{Yb}^+$ piégé à une fréquence séculaire $\omega/2\pi = 100$ kHz.

Pour illustrer la situation, le mouvement de l'ion est $x(t) = X \cos \omega t$ où X est son amplitude. Le champ électrique émis par le laser d'horloge est noté $E(x, t) = E_0 \cos(\omega_L t - k_x x)$ avec E_0 son amplitude, ω_L sa pulsation et $k_x = k_{CLK} \cos \theta$.

Dans le référentiel de l'ion, l'interaction entre la particule et le faisceau laser est réalisée à travers le terme de phase $\phi(t) = k_x x(t)$. Ce dernier permet de décrire le spectre d'excitation et fait apparaître des raies de résonances [91]. Les fréquences de ces raies ν_n sont telles que $\nu_n = \nu_0 \pm n \frac{\omega}{2\pi}$ où ν_0 est la fréquence de la transition atomique, n un entier relatif et leurs amplitudes sont données par $J_n^2(k_x X)$ où J_n est une fonction de Bessel d'ordre n [76].

Dans le cas où la largeur de résonance γ est négligeable devant la pulsation ω , les raies de résonances sont résolues comme présenté dans la figure 1.23.

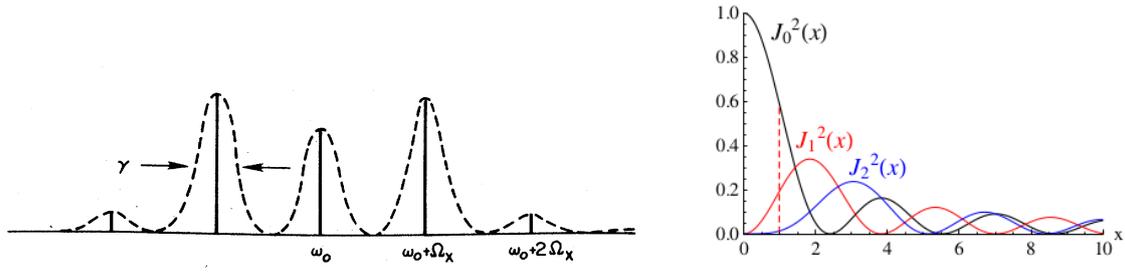


FIGURE 1.23 – Effet de l’amplitude de l’ion sur le spectre d’excitation de la transition d’horloge. À gauche, illustration du spectre d’excitation obtenu pour le terme $k_x X = 1,5$ et pour une transition de largeur $\gamma \ll \Omega_x$ où Ω_x est la pulsation séculaire de l’ion dans la direction x . Il y a dans ce cas 5 raies d’excitation au total. Les raies avec les plus importantes amplitudes sont les raies latérales d’ordre ± 1 . La largeur de toutes les raies d’excitation est γ et elles sont résolues. Figure tirée de [91]. À droite, tracé des fonctions de Bessel pour les ordres $j = 0, 1, 2$. Figure tirée de [76].

Lorsque le terme $k_x X < 1$, seules trois raies ont une amplitude non négligeable et la raie centrale à la fréquence ν_0 a la plus grande amplitude. La raie centrale n’est donc pas affectée par effet Doppler. Dans ces conditions, le régime de Lamb-Dicke se traduit par $\eta \ll 1$: la région de l’espace confinant l’ion doit être négligeable devant la longueur d’onde du laser d’horloge. D’un point de vue énergétique, l’énergie de recul apportée par le photon lors de l’étape de l’interrogation ne permet pas de changer l’état de mouvement de l’ion.

La transition d’horloge utilisant l’ion $^{171}\text{Yb}^+$ est excitée par une longueur d’onde $\lambda_{CLK} \approx 435,5$ nm et a une largeur $\gamma/2\pi \approx 3$ Hz. La fréquence de recul est alors $\omega_R/2\pi \approx 6$ kHz. Avec une fréquence séculaire $\omega \approx 100$ kHz, nous satisfaisons à la fois la condition sur le paramètre de Lamb-Dicke et la condition de raies résolues.

Néanmoins, la température de l’ion n’a pas été prise en compte dans cette description. En effet la technique du refroidissement Doppler réduit la température de l’ion jusqu’à la température limite $T_D = \hbar\Gamma/2k_B$ avec Γ la largeur de la transition utilisée et k_B la constante de Boltzmann. Les effets thermiques augmentent alors l’extension spatiale de l’ion et les conditions susmentionnées ne suffisent plus à atteindre le régime de Lamb-Dicke. En tenant compte de la température de l’ion, la condition pour atteindre le régime de Lamb-Dicke est [92] :

$$\eta^2(2\bar{n} + 1) \ll 1, \quad (1.79)$$

avec $\bar{n} \approx \Gamma/2\omega$. Avec $\theta = 0$, cette condition se traduit par $\omega \gg 346$ kHz pour l’horloge.

1.5.2 Séquence d’interrogation de l’ion

Une séquence d’interrogation est divisée en quatre grandes étapes. L’ion est d’abord refroidi par laser jusqu’à sa température minimale. Par pompage optique, l’ion est ensuite placé dans son état fondamental. L’étape d’interrogation peut alors avoir lieu où seul le laser d’horloge est en interaction avec l’atome. Finalement, la détection permet de mesurer si l’ion a été excité ou non par le laser d’horloge. Nous allons détailler par la suite ces étapes. La figure 1.24 montre une représentation schématique d’une séquence d’interrogation de l’ion.

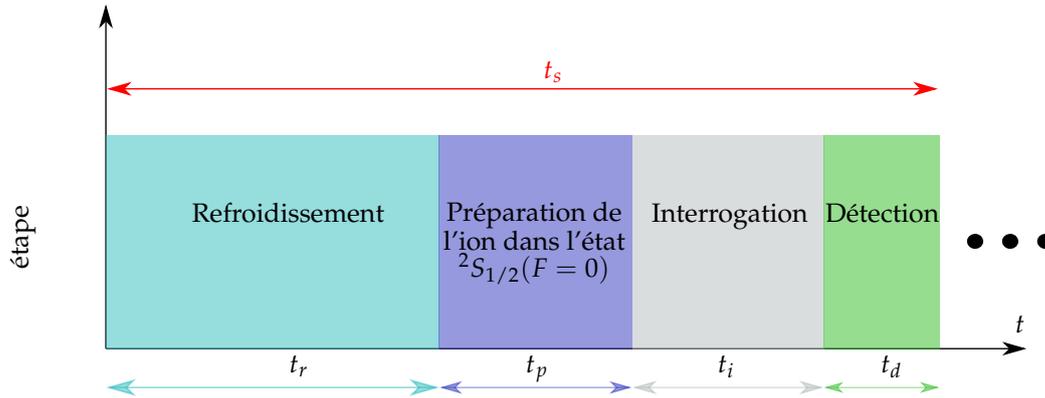


FIGURE 1.24 – Représentation schématique d'une séquence d'interrogation de l'ion. La durée totale de la séquence est $t_s = t_r + t_p + t_i + t_d$.

Étape de refroidissement de l'ion

La section 1.4 est consacrée de manière plus approfondie au refroidissement Doppler. Le laser utilisé pour le refroidissement a une longueur d'onde d'environ 369 nm et est désaccordé vers le rouge d'une pulsation $\Gamma/2$ de la fréquence de résonance de la transition $^2S_{1/2}(F=1) - ^2P_{1/2}(F=0)$ de largeur naturelle Γ .

Néanmoins, pour assurer un cycle continu de fluorescence et donc de permettre de refroidir l'ion, un laser, résonant avec la transition $^2S_{1/2}(F=0) - ^2P_{1/2}(F=1)$ doit être utilisé. Un modulateur électro-optique (EOM) à 14,7 GHz est utilisé et ajoute une bande latérale au spectre fréquentiel laser de refroidissement. La figure 1.25 montre, une fois encore, le spectre énergétique de l'ion $^{171}\text{Yb}^+$.

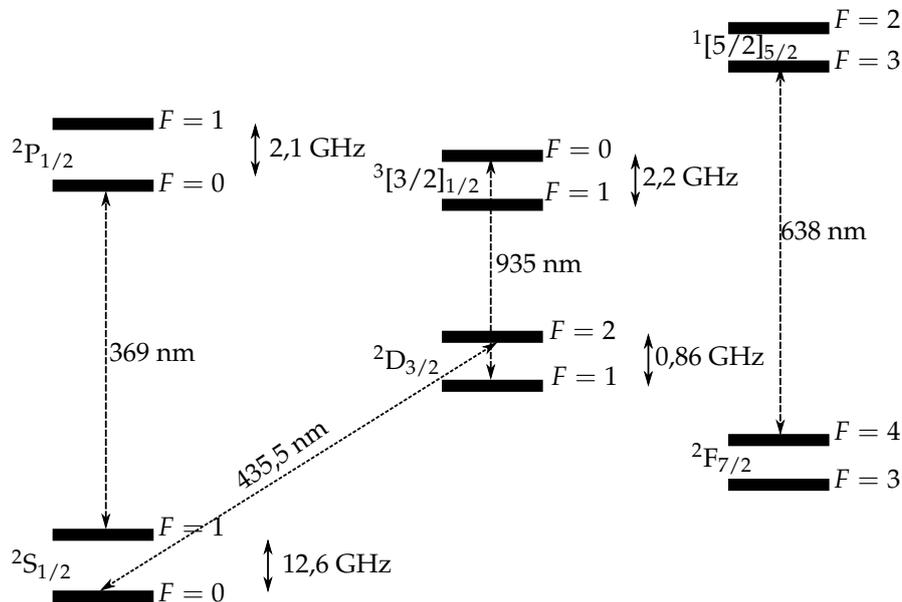


FIGURE 1.25 – Spectre de l'ion $^{171}\text{Yb}^+$

Aussi, en raison de la probabilité de 1/200 pour que l'ion puisse retomber dans l'état métastable $^2D_{3/2}$, un laser à 935 nm, en résonance avec la transition $^2D_{3/2}(F=1) - ^3[3/2]_{1/2}(F=0)$ est utilisé pour assurer un cycle continu de refroidissement en raison du court temps de vie de l'ion dans l'état $^3[3/2]_{1/2}(F=0)$ qui retombe dans l'état $^2S_{1/2}(F=1)$. Un EOM à 3,07 GHz est utilisé en raison de l'existence des niveaux hyperfins de la transition $^2D_{3/2} - ^3[3/2]_{1/2}$. En

outre, un laser ayant une longueur d'onde de 638 nm permet de remettre l'ion dans le cycle de refroidissement depuis le niveau F après les collisions avec le gaz résiduel.

Préparation de l'ion dans son état fondamental

Après le cycle de refroidissement, l'EOM à 14.7 GHz est coupé tandis que le laser de refroidissement continue d'exciter la transition $^2S_{1/2}(F=1) - ^2P_{1/2}(F=0)$ et le repompage de l'ion dans le cycle de fluorescence est assuré par les lasers 935 nm et 638 nm. En raison de l'excitation non résonante de l'état $^2P_{1/2}(F=1)$ par le laser de refroidissement, l'ion retombe dans son état fondamental qui n'est alors plus excité par le laser de refroidissement et il n'y a plus de fluorescence. Néanmoins, en pratique, les composantes spectrales du laser de refroidissement, pas suffisamment filtrées, peuvent toutefois permettre de repomper l'ion hors de son état fondamental. L'amplification de l'émission spontanée au sein des diodes laser à cavité externes (ECDL) dans les longueurs d'onde proches de l'ultra-violet provoque ce phénomène [24, 93]. Il est alors nécessaire d'exciter la transition $^2S_{1/2}(F=1) - ^2P_{1/2}(F=1)$ par l'utilisation d'un second EOM ajoutant une bande latérale au spectre fréquentiel du laser de refroidissement et qui permet de peupler l'état fondamental de l'ion plus efficacement et plus rapidement.

Interrogation de l'ion

L'ion étant placé dans son état fondamental, l'interrogation peut avoir lieu. La transition quadripolaire électrique $^2S_{1/2}(F=0) - ^2D_{3/2}(F=2)$ est alors sondée avec le laser d'horloge d'une longueur d'onde de 435 nm. Durant cette étape, tous les autres faisceaux lasers sont bloqués de manière à ce que seul le laser d'horloge interagisse avec l'ion. Deux schémas d'interrogation peuvent être envisagés : les interrogations Rabi ou Ramsey qui consistent en l'utilisation d'une ou plusieurs impulsions lumineuses du laser d'horloge. La section 1.1.4 est consacrée de manière plus approfondie à ces types d'interrogations.

Détection

Le temps de vie relativement long de l'état $^2D_{3/2}(F=2)$ permet de discriminer l'état de l'ion [94]. La mesure de l'état de l'ion est réalisée par la mesure de la fluorescence de ce dernier. Supposons que l'ion se trouve dans son état fondamental, l'allumage du laser de refroidissement permet d'observer la fluorescence de l'ion. En revanche, si l'ion est dans son état excité, l'allumage du laser de refroidissement ne permet pas d'observer de fluorescence. En pratique, un seuil sur le flux de photons émis par l'ion permet de distinguer les deux états.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Dans cette partie, nous allons présenter le montage expérimental de l'horloge optique compacte. Le piège surfacique doit être placé dans une enceinte ultra-vide réduisant les collisions de l'ion piégé avec le gaz résiduel de la chambre. L'alimentation électrique des électrodes RF du piège nécessite des tensions oscillantes d'une amplitude de quelques centaines de volts et de fréquence de l'ordre de quelques mégahertz. Pour manipuler l'ion, plusieurs sources lasers sont requises. La détection de la fluorescence émise par l'ion piégé est nécessaire puisqu'elle indique son état. Nous verrons ainsi dans un premier temps, les montages optiques utilisés dans cette expérience permettant d'acheminer les faisceaux lasers jusqu'au lieu de piégeage. Le système d'imagerie sera également présenté. Dans un second temps, nous aborderons les systèmes électroniques permettant de piloter l'expérience. Par la suite, nous verrons le dispositif produisant la tension RF alimentant le piège de Paul. Enfin, nous discuterons de l'enceinte à vide et de sa configuration permettant de piéger et d'interroger l'ion.

2.1 Montages optiques

Comme nous l'avons vu dans la partie 1.1.5, il est nécessaire d'utiliser plusieurs lasers pour le contrôle des degrés internes et externes d'un ion piégé $^{171}\text{Yb}^+$. En outre, pour ioniser les atomes Yb, électriquement neutres, issus d'un flux d'atomes provenant d'un «dispenser», un laser supplémentaire d'une longueur d'onde d'environ 399 nm est utilisé. Le tableau 2.1 montre les différents lasers utilisés pour l'expérience.

Action	λ (nm)	P (μW)	ν (THz)
Ionisation	399	250	≈ 751
Repompage	935	140	$\approx 641/2$
Repompage	638	2200	≈ 469
Refroidissement	369,5	100	≈ 811
Interrogation	435,5	250	≈ 688

TABLE 2.1 – **Récapitulatif des différents lasers utilisés**, avec leurs longueurs d'ondes λ , leurs puissances P et leurs fréquences ν .

La figure 2.1 illustre le principe de photo-ionisation à deux photons des atomes neutres d'ytterbium.

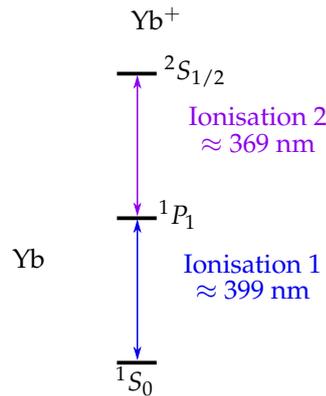


FIGURE 2.1 – Principe de ionisation d'un atome neutre Yb à deux photons dans cette expérience. Un laser ayant une longueur d'onde d'environ 399 nm excite la transition $1S_0 - 1P_1$ d'un atome Yb. Le laser de refroidissement à 369 nm apporte l'énergie complémentaire pour l'ionisation [95].

L'utilisation combinée du laser de refroidissement et de ionisation permet donc de ioniser un atome neutre et le refroidir immédiatement après son piègeage.

Les lasers utilisés dans cette expérience sont des ECDL (*External-Cavity Diode Laser*), lasers en cavité étendue, qui permettent d'ajuster la fréquence des lasers.

La fréquence des lasers est mesurée avec un lambdamètre¹. Il permet la mesure de fréquences laser pour des sources ayant une longueur d'onde allant sur une plage de 350 nm à 1120 nm [41]. Néanmoins, pour lire de manière quasiment simultanée les fréquences de tous les lasers, un commutateur est utilisé. Ce dernier réduit la gamme de lecture des longueurs d'ondes à environ 350-650 nm. Ainsi, un doubleur de fréquence est utilisé pour la lecture en fréquence du laser de repompage à 935 nm. Bien que le commutateur et le lambdamètre permettent la lecture en fréquence de plusieurs lasers, seulement deux signaux de sorties sont disponibles pour l'asservissement en fréquence des lasers. Les lasers les plus critiques, le laser de refroidissement à 370 nm ainsi que le laser de repompage à 935 nm, sont donc asservis grâce à ce matériel puisqu'il s'agit des lasers les plus critiques pour la détection de la fluorescence des ions piégés. Pour l'asservissement du laser de ionisation ainsi que du laser de repompage à 638 nm, les données issues des mesures du lambdamètre sont envoyées par le réseau local à des cartes électroniques annexes² qui génèrent un signal d'asservissement en fréquence des lasers. Ainsi, tous les lasers, sauf le laser d'horloge, sont asservis en fréquence grâce au lambdamètre.

Le banc optique de l'expérience peut être scindé en trois parties : la mise en forme et éventuellement la mise en place d'un contrôle plus fin des sources lasers, un banc de couplage qui permet de combiner tous les faisceaux lasers, à l'exception du laser d'horloge, au sein d'une unique fibre qui les ramène vers l'enceinte à vide, et enfin le système d'imagerie qui permet de collecter la fluorescence de l'ion piégé.

Dans la suite, tous les éléments optiques n'ont pas été représentés afin de ne pas surcharger les schémas mais les aspects principaux des montages optiques sont présents. Aussi, le montage optique du laser d'horloge n'est pas présenté dans cette section. Il sera présenté dans la partie 3.2.

1. HighFiness WS7.

2. Red Pitaya.

2.1.1 Laser de refroidissement à 369 nm

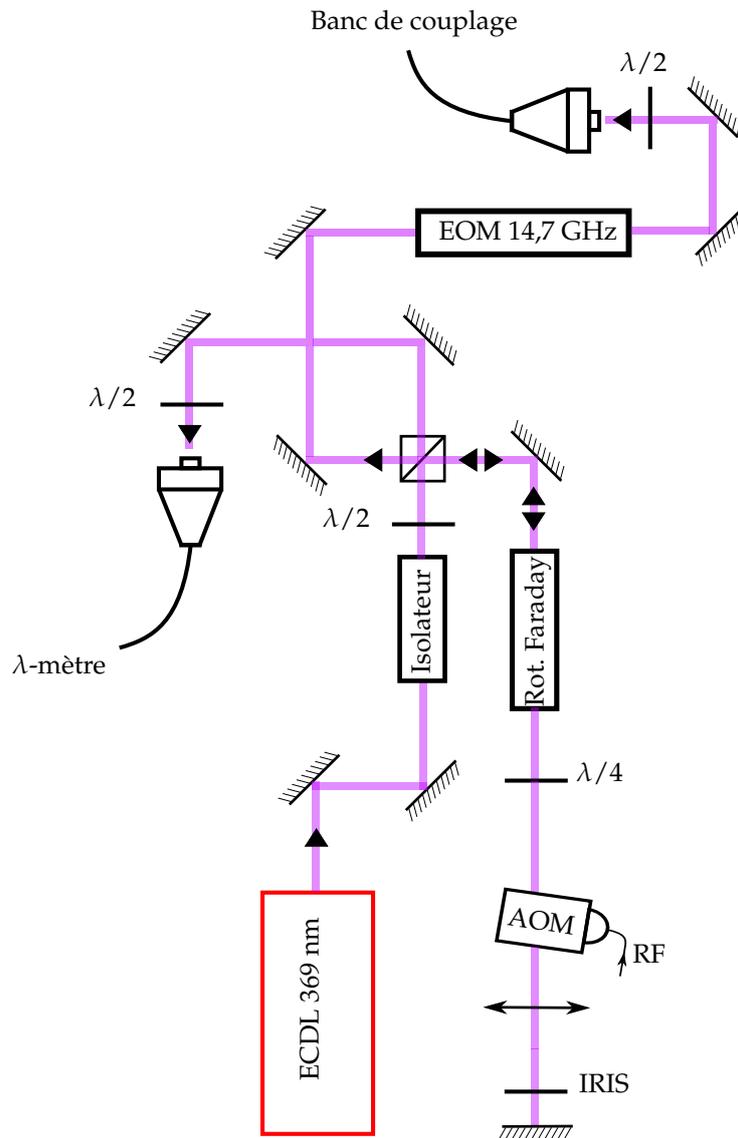


FIGURE 2.2 – Schéma du montage optique permettant de transmettre le faisceau laser de refroidissement vers le banc de couplage. ECDL : diode laser à cavité étendue. EOM : modulateur électro-optique. AOM : modulateur acousto-optique. λ-mètre : lambdamètre.

La figure 2.2 montre le montage optique qui permet d'acheminer le faisceau laser de refroidissement à 369 nm jusqu'à l'expérience. Un AOM utilisé en configuration double passage permet de pouvoir modifier finement la fréquence optique du champ laser ainsi que son intensité. Une partie du laser est envoyée vers un lambdamètre permettant de mesurer la fréquence du laser et son asservissement en fréquence grâce à un logiciel. Un EOM est utilisé afin de pouvoir générer une bande latérale à 14,7 GHz de la porteuse garantissant un cycle fermé de refroidissement de l'ion (voir partie 1.1.5). Le couplage de la fibre amenant le faisceau laser jusqu'au banc de couplage est de 50%.

2.1.2 Laser repompeur à 935 nm

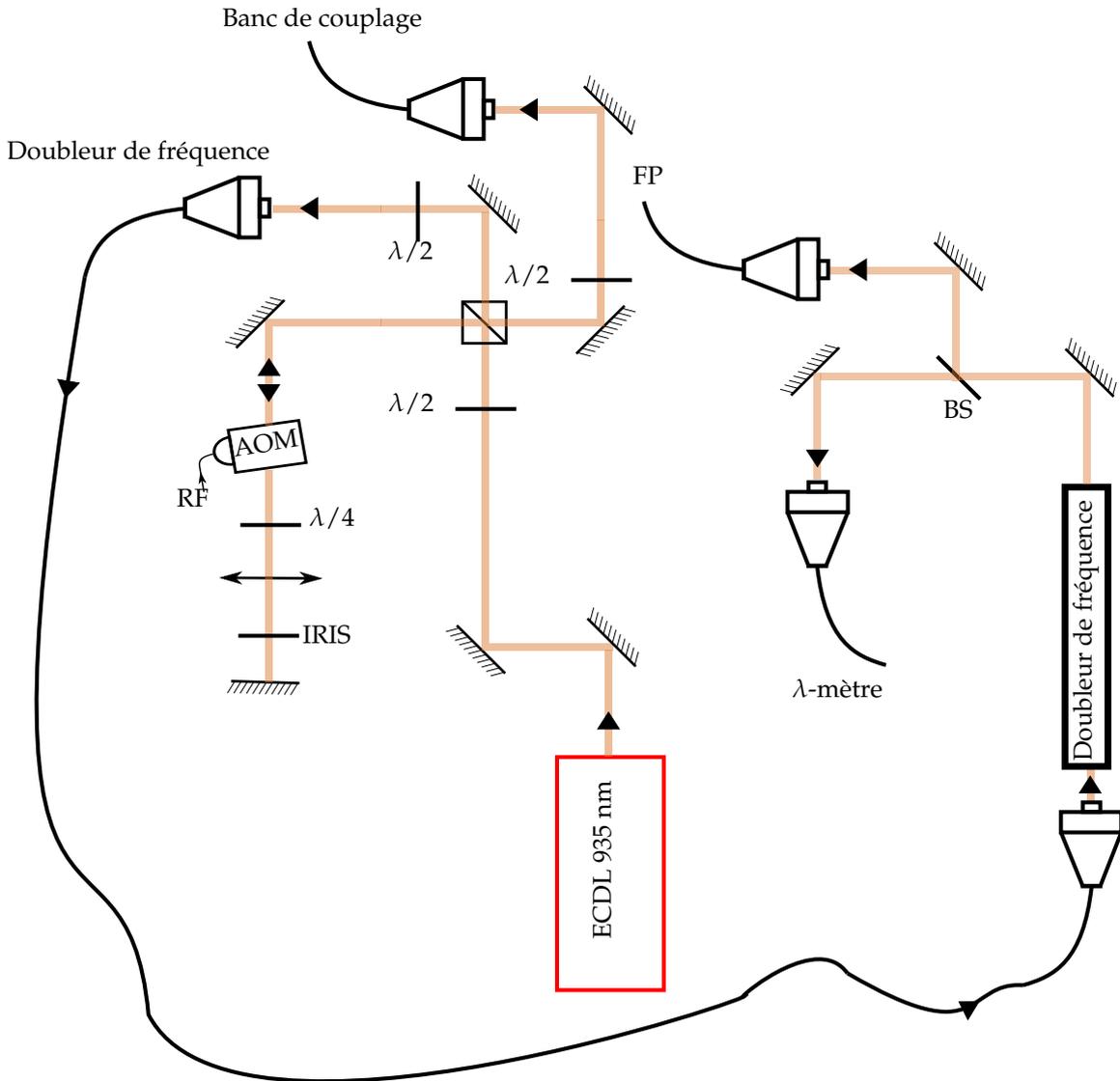


FIGURE 2.3 – Schéma du montage optique permettant de transmettre le faisceau laser de repompage vers le banc de couplage.

La figure 2.3 montre le montage optique apportant le faisceau laser de repompage à 935 nm jusqu'à l'expérience par l'intermédiaire du banc de couplage. La fibre optique achemine le faisceau avec un couplage de 60%. Un AOM en configuration double passage est utilisé pour contrôler la fréquence et l'intensité du champ lumineux arrivant jusqu'à l'ion. Une partie du laser est envoyée à un cristal doubleur de fréquence fibré avec un couplage de 34,5%. Ainsi, il est alors possible de lire la fréquence du laser doublée par le λ -mètre et réaliser un asservissement en fréquence. Une partie du faisceau laser doublé en fréquence est envoyée vers une cavité Fabry-Pérot accordable pour s'assurer que le laser est monomode.

2.1.3 Laser de ionisation à 399 nm

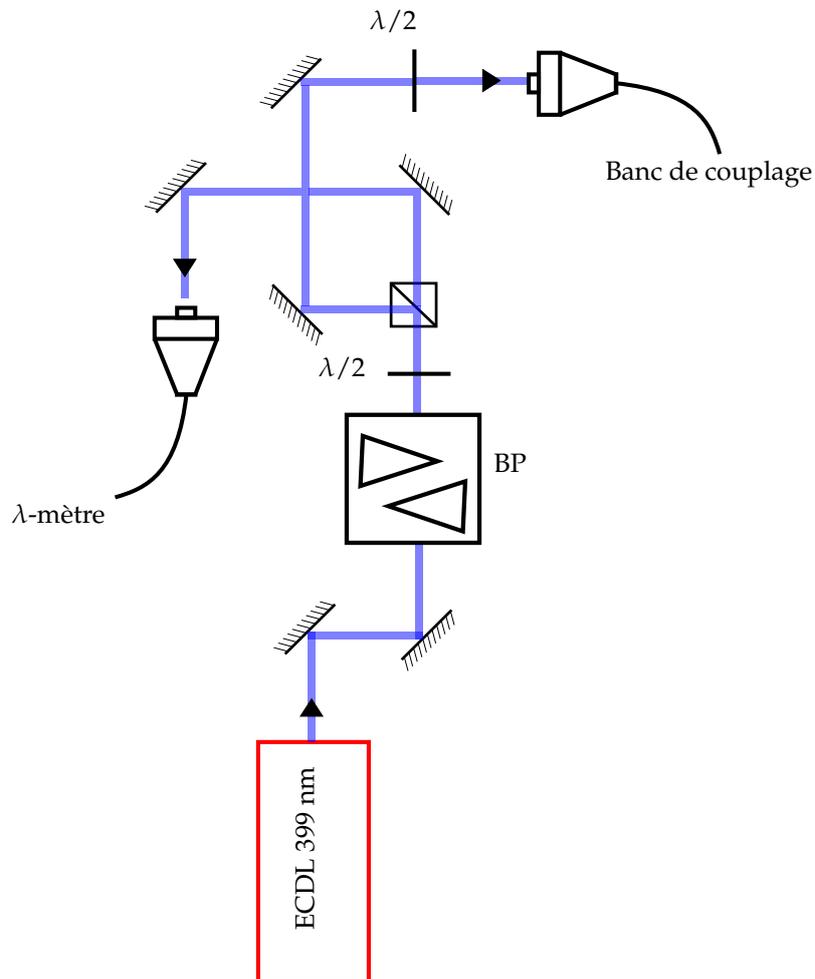


FIGURE 2.4 – Schéma du montage optique permettant d’acheminer le faisceau laser de ionisation vers le banc de couplage. BP : biprisme.

La figure 2.4 montre le montage optique qui permet d’apporter le faisceau laser de ionisation à 399 nm jusqu’à l’expérience grâce au banc de couplage. Le couplage de la fibre est de 31%. Un biprisme a été utilisé afin de retoucher l’ellipticité du faisceau en sortie du laser. Une partie du faisceau lumineux est envoyé vers le λ -mètre, par l’intermédiaire d’une fibre ayant un couplage de 41%, pour sa lecture en fréquence.

2.1.4 Laser repompeur à 638 nm

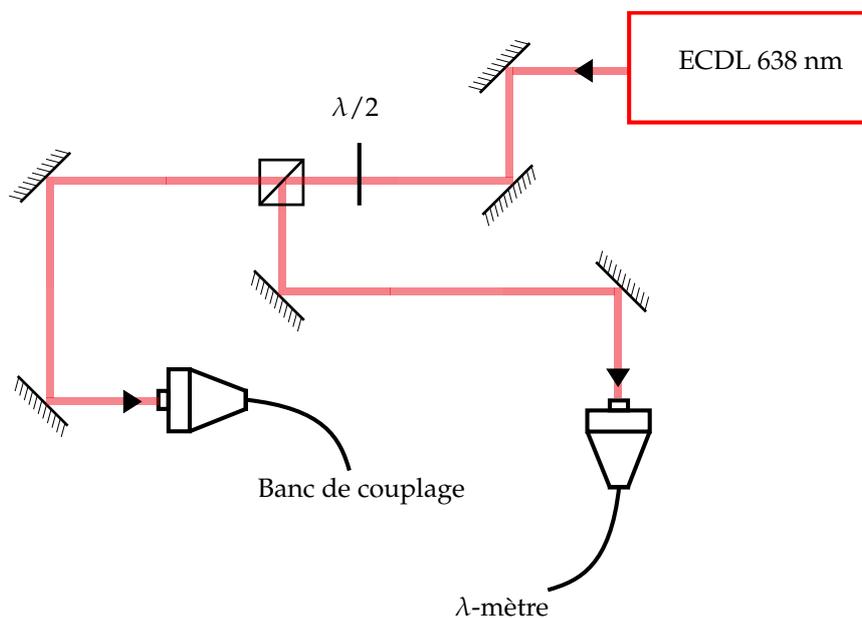


FIGURE 2.5 – Schéma du montage optique permettant de transmettre le faisceau laser du second laser de repompage vers le banc de couplage.

La figure 2.5 montre le montage optique qui permet d'acheminer le second faisceau laser de repompage à 638 nm jusqu'à l'expérience grâce au banc de couplage. Comme pour le montage précédent, une partie du faisceau lumineux est envoyée vers le λ -mètre grâce à un cube polarisant et un jeu de lames d'ondes.

2.1.5 Banc de couplage

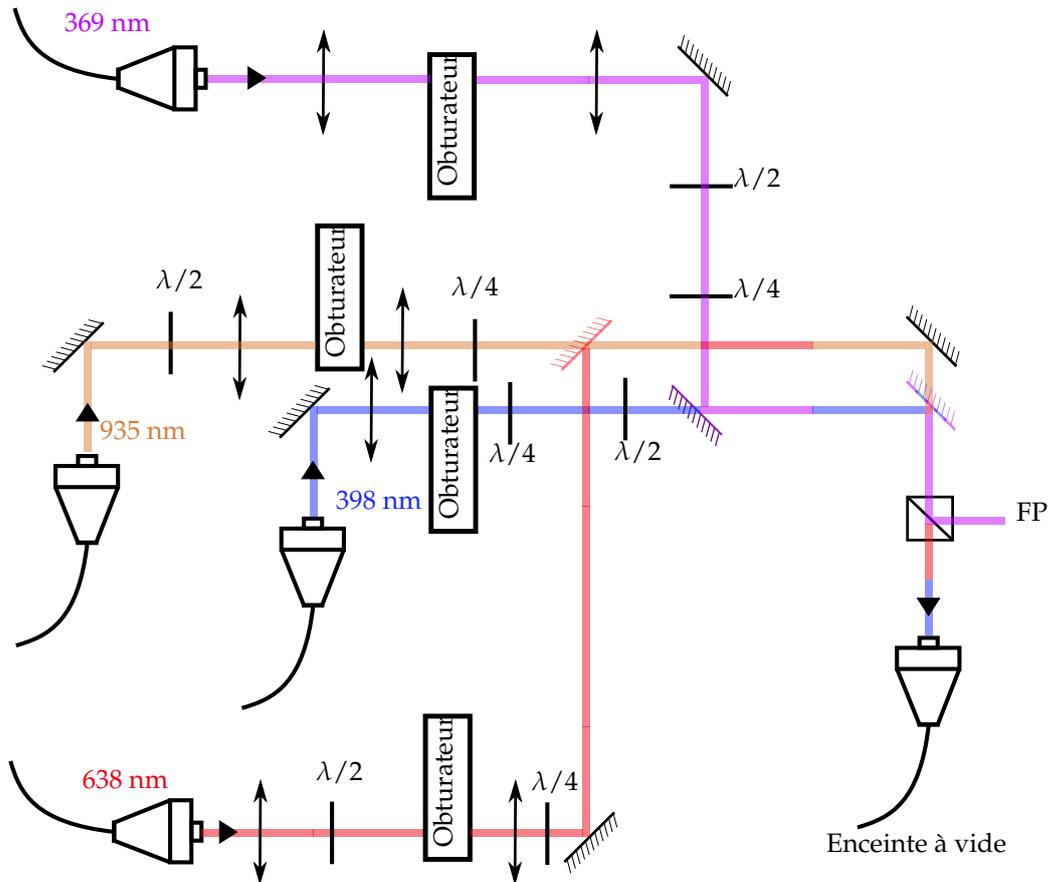


FIGURE 2.6 – Schéma du banc de couplage. Les faisceaux lasers arrivent à cette partie du montage par l’intermédiaire de fibres optiques. FP : cavité Fabry-Pérot.

La figure 2.6 montre le banc permettant de coupler tous les faisceaux lasers, à l’exception du laser d’horloge, à travers une unique fibre à cristal photonique, monomode dans une large bande spectrale, vers l’expérience³. Des obturateurs mécaniques⁴ sont présents pour couper complètement les signaux lumineux. Le temps d’obturation, pour passer de 5 % à 95 % de l’intensité maximale d’un faisceau d’un *waist* de 10 μm , est de 12,5 μs [41]. Des lentilles ajustent la taille des faisceaux lumineux au niveau du coupleur pour maximiser leur injection. Elles servent également à focaliser les faisceaux lasers au niveau des obturateurs pour réduire le temps d’obturation. Des lames d’ondes $\lambda/2$ et $\lambda/4$ sont utilisées pour régler la polarisation des lasers et maximiser l’injection dans la fibre. Des miroirs dichroïques ont été placés afin de pouvoir envoyer tous les faisceaux lasers vers la fibre optique. Un cube polarisant est placé afin de pouvoir prélever une partie du faisceau laser de refroidissement et l’envoyer vers une cavité Fabry-Pérot pour vérifier si le laser est monomode.

À titre d’exemple, la fibre *rainbow* permet un couplage de 40 % du faisceau laser de refroidissement et de 28 % du faisceau laser de ionisation. Les puissances optiques mesurées en sortie de cette fibre sont typiquement :

3. NKT Photonics.
4. SRS 74.

$$\begin{cases} P_{935} \approx 140 \mu\text{W}, \\ P_{638} \approx 2,2 \text{ mW}, \\ P_{399} \approx 250 \mu\text{W}, \\ P_{370} \approx 100 \mu\text{W}, \end{cases}$$

où P_λ désigne la puissance du laser ayant une longueur d'onde λ .

2.1.6 Imagerie

La figure 2.7 montre le système d'imagerie qui est placé de façon perpendiculaire aux faisceaux lasers allant jusqu'à la position de l'ion piégé dans l'enceinte à vide. Lorsque l'ion est refroidi par laser, sa fluorescence est émise dans toutes les directions. Une partie de cette lumière est alors transmise par un hublot et est ensuite collectée par le système d'imagerie avec une efficacité de 2 %.

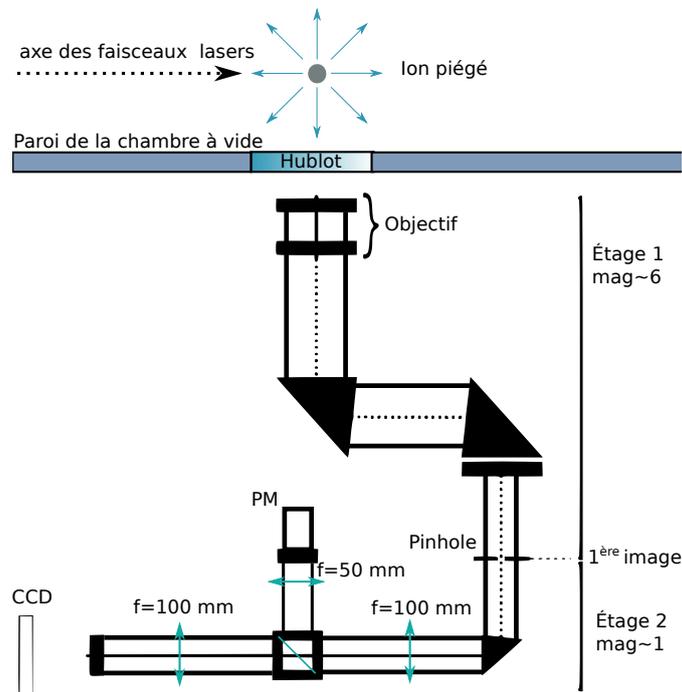


FIGURE 2.7 – **Système d'imagerie de la fluorescence de l'ion.** Un objectif collecte la fluorescence issue de l'ion piégé. Sur le plan image de l'objectif, un *pinhole* est placé afin de réduire le champ de vision de la caméra à quelques ions au niveau de la position de piégeage imagée et de réduire le bruit de fond. Une lame séparatrice 50/50 envoie le faisceau vers une caméra CCD et un photomultiplicateur (PM). Figure extraite de [41].

Le premier étage est constitué d'un objectif ayant une ouverture numérique de 2 pour une distance de travail de 53 mm. Par un jeu de miroirs, la lumière est acheminée vers une caméra CCD⁵ et un photomultiplicateur⁶ grâce à une lame séparatrice 50/50. Des filtres optiques autour de la longueur d'onde de 369 nm sont placés devant la caméra et le photomultiplicateur diminuant ainsi la lumière parasite captée. La caméra présente un rendement quantique élevé pour les longueurs d'onde proches de 369 nm. Le grandissement du système d'imagerie est d'environ 6.

5. Andor.

6. Hamamatsu.

2.1.7 Asservissement en fréquence des lasers grâce au λ -mètre

Le λ -mètre possède une précision absolue de ± 60 MHz lorsqu'il est calibré sur sa lampe interne (Néon). Sa dérive en fréquence est inférieure à 30 MHz/jour [96]. Comme évoqué plus haut, le λ -mètre permet de mesurer des longueurs d'ondes allant de 350 nm à 1120 nm. Mais en raison du commutateur utilisé pour mesurer les fréquences des lasers, la gamme de longueurs d'onde acceptée est réduite dans le domaine de l'infrarouge. Des mesures de stabilité relative de fréquence ont été effectuées grâce à un laser ultra-stable asservi sur une cavité Fabry-Pérot [97]. La longueur d'onde de ce laser est de 1542 nm et a été doublée en fréquence pour obtenir un signal lumineux de longueur d'onde de 771 nm. Le laser ultra-stable possède une stabilité relative de fréquence de 10^{-15} à une seconde et une dérive en fréquence de 6 kHz/jour à 1542 nm [98]. Grâce à ce laser ultra-stable, la stabilité relative de fréquence du λ -mètre a été mesurée et est de $2 \times 10^{-10} \tau^{-1/2}$ pour des temps d'intégration allant de 0,15 s à 10 s avec une dérive de fréquence de 10 MHz/jour à 771 nm.

Des mesures de stabilité relative de fréquence, au sein de la boucle d'asservissement («in loop measurement»), ont été effectuées sur le laser de refroidissement à 369 nm et sur le second laser de repompage à 638 nm. Ces résultats sont présentés sur la figure 2.8.

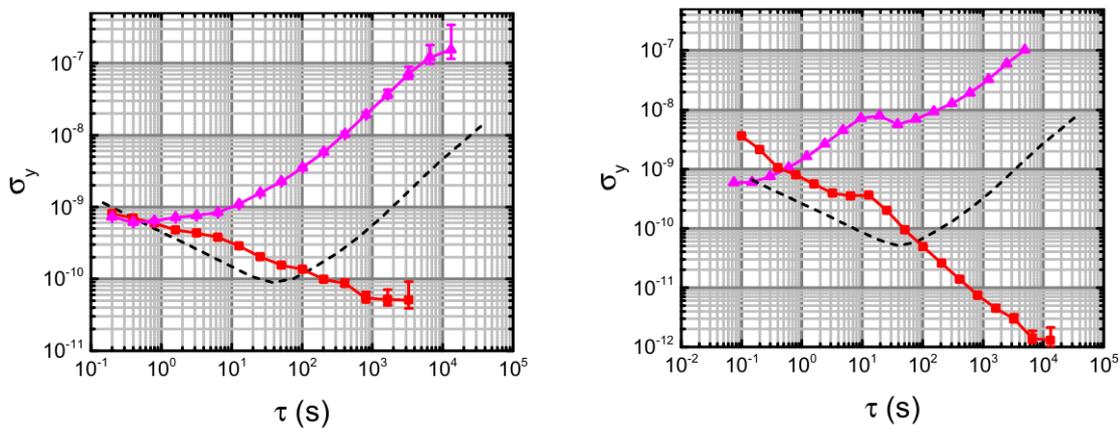


FIGURE 2.8 – **Caractérisation et stabilisation de fréquence des lasers mesurées par le λ -mètre.** Les figures montrent des écarts-types d'Allan en fonction du temps d'intégration τ . La figure de gauche correspond au laser de refroidissement à 369 nm. La figure de droite correspond au laser de repompage à 638 nm. Dans les deux figures, la ligne en pointillés noirs montre la stabilité du λ -mètre rapportée aux longueurs d'ondes des lasers utilisés. Les triangles roses montrent l'évolution libre des ECDL mesurées par le λ -mètre et les carrés rouges montrent la stabilité relative de fréquence des lasers lorsqu'ils sont asservis en fréquence sur le λ -mètre grâce au logiciel et au matériel fourni par le constructeur (à gauche) ou grâce à un programme développé au laboratoire et une carte électronique (à droite). Figure extraite de [98].

Ces mesures de stabilités relatives de fréquence ont permis de prévoir que l'utilisation d'un asservissement en fréquence des lasers suffisent pour piéger et manipuler des ions [41, 97, 98].

Le logiciel fourni par le fabricant permet d'asservir en fréquence seulement deux lasers. Nous avons donc choisi d'asservir avec ce logiciel la fréquence du laser de refroidissement et de repompage à 935 nm car ce sont les lasers les plus critiques pour détecter la fluorescence de l'ion. Pour asservir les autres fréquences des lasers grâce au λ -mètre, nous utilisons des cartes électroniques «Redpitaya»⁷. Ces cartes sont composées d'un processeur combiné avec un FPGA et possèdent des ADCs (Analog to Digital Converter) et des DACs (Digital to Analog Converter) rapides⁸. L'ordinateur sur lequel est connecté le λ -mètre envoie les données de lecture de

7. STEMLab Redpitaya.

8. 125 MPBS.

fréquence sur le réseau local grâce à un programme écrit en C++. La Redpitaya lit ces données et corrige grâce à un programme écrit en C, la fréquence du laser en agissant sur la tension appliquée sur le matériau piézo-électrique sur lequel est placé le réseau de diffraction de l'ECDL.

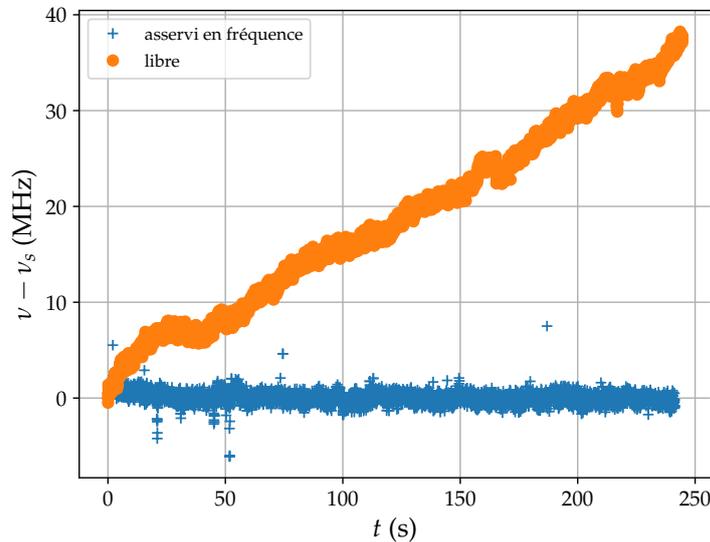


FIGURE 2.9 – Évolution de la fréquence du laser de repompage à 638 nm en fonction du temps. L'axe des ordonnées montre la différence entre la fréquence mesurée par le λ -mètre ν et la fréquence de consigne ν_s lorsque le laser est asservi en fréquence par une carte électronique (courbe bleu) et lorsque le laser évolue librement (en orange). L'axe des abscisses représente le temps de mesure t .

La figure 2.9 montre la libre évolution de la fréquence d'un laser ainsi que l'évolution de la fréquence d'un laser lorsque ce dernier est asservi en fréquence grâce à une carte électronique. La carte possède deux DACs de sortie et permet donc d'asservir en fréquence le laser de ionisation et le second laser de repompage à 638 nm.

2.1.8 Améliorations futures du banc optique

Bien que l'asservissement en fréquence des lasers par le λ -mètre permette d'effectuer des expériences de piégeage d'ions, il devient de plus en plus limitant lors des expériences effectuées lors de cette thèse. La stabilité relative de fréquence requise pour le refroidissement de l'ion est d'environ 10^{-10} à une seconde d'intégration soit un bruit intégré $\Delta\nu$ tel que

$$\frac{\Delta\nu}{\Gamma/2} \approx 1/100, \quad (2.1)$$

avec $\Gamma/2$ la demi-largeur de la transition de refroidissement. Les mesures présentées dans la figure 2.8, issue des références [97, 98], ont été effectuées avec un maximum de puissance allant dans le λ -mètre avec un seul canal d'acquisition. En pratique, les puissances lumineuses envoyées vers le λ -mètre sont minimisées de façon à ce que la puissance envoyée vers l'expérience soit maximale et plusieurs canaux sont lus de façon séquentielle grâce au commutateur. Le temps d'acquisition des canaux de mesures est alors nécessairement augmenté, réduisant la bande d'asservissement des lasers et dégradant ainsi la stabilité relative de fréquence de l'asservissement des fréquences des lasers.

Une stabilisation de fréquence grâce à une absorption saturée sur une lampe à décharge est alors envisagée. Dans la référence [99], la stabilité relative de fréquence, mesurée par le signal de fluorescence d'un ion piégé $^{174}\text{Yb}^+$, est de $4,5 \times 10^{-10}$ sur 20 s pour une longueur d'onde de 369,5 nm et la dérive en fréquence est de 20 MHz sur 7 jours.

Par ailleurs, un second EOM à 2,1 GHz va être mis en place sur le passage du faisceau du laser de refroidissement afin de pomper optiquement l'ion $^{171}\text{Yb}^+$ dans son état fondamental. La partie 4.3 est dédiée de manière plus détaillée à cette discussion.

Il est aussi prévu d'installer une seconde caméra EMCCD pouvant imager l'ion dans un plan perpendiculaire à celui de la caméra CCD présenté dans la figure 2.7.

2.2 Pilotage de l'expérience

2.2.1 Pilotage en fréquence des modulateurs acousto-optiques

Afin de pouvoir contrôler finement la fréquence des lasers de refroidissement, d'horloge et de repompage, ainsi que leurs intensités, des modulateurs acousto-optiques⁹ (AOM) ont été utilisés. Les AOMs sont montés en configuration double-passage [100] comme illustré dans la figure 2.10.

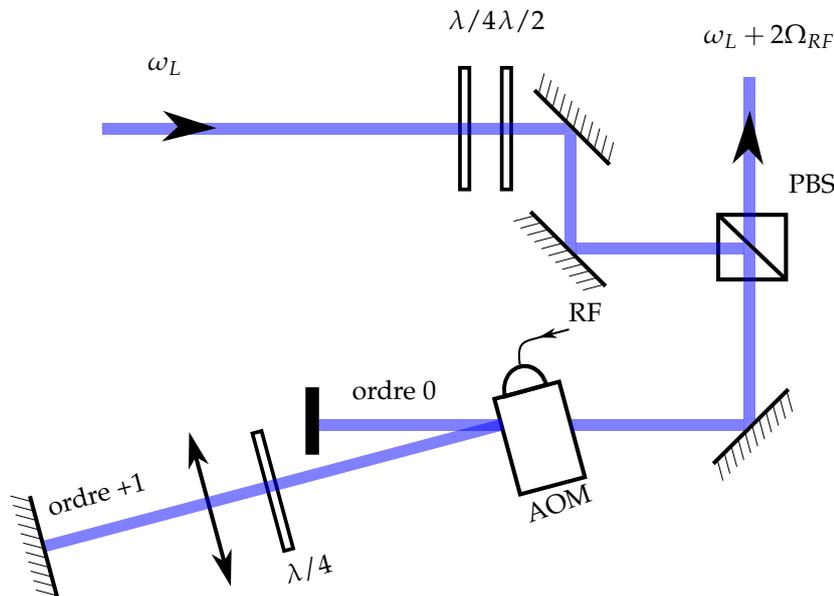


FIGURE 2.10 – Schéma d'une configuration double passage d'un AOM. L'onde lumineuse incidente de pulsation ω_L ressort du dispositif avec une pulsation $\omega_L + 2\Omega_{RF}$. En agissant sur la tension alimentant le matériau de l'AOM, la puissance du signal de sortie peut être modifiée.

Les sources de tensions RF pilotant les AOMs sont des DDS (*Direct Digital Synthesis*). Nous allons voir l'implémentation du dispositif permettant de contrôler les DDS et donc les fréquences et intensités lumineuses allant jusqu'à l'ion piégé.

Le choix s'est porté sur les DDS AD9915¹⁰ en raison de leur faible bruit de phase. À partir d'une source d'une fréquence $f_{CLK} = 1$ GHz, qui constitue le signal d'horloge des DDS, il est possible de régler très finement la fréquence issue d'une DDS. Le registre du mot de fréquence étant sur 32 bits, la fréquence de sortie d'une DDS est donnée par :

$$f_{DDS} = \frac{f_{CLK}}{2^{32}} \times M, \quad (2.2)$$

où M est un mot numérique sur 32 bits. De même, les DACs des DDS permettent de contrôler l'amplitude du signal de sortie de la DDS. Le registre du mot d'amplitude est d'une taille de 12 bits tandis que le registre de phase est sur 16 bits. Pour une fréquence d'horloge de 1 GHz, la résolution en fréquence est de 0,23 Hz. La résolution de phase est de $0,006^\circ$ et l'amplitude peut

9. AA OPTOELECTRONIC MT110-IR, MT240-UV.

10. ANALOG DEVICES.

faire des pas de 0,024 % de l'amplitude maximale générée par la DDS.

Le contrôle des DDS et l'instauration des mots de fréquence, de phase ou d'amplitude se fait avec une Raspberry PI 3B+ (RPI). Il s'agit d'un nano-ordinateur permettant d'embarquer le système d'exploitation et de contrôler les DDS grâce à ses ports d'entrées et sorties (GPIO). La communication entre une RPI et une DDS se fait par protocole série SPI (Serial Peripheral Interface). Il est alors possible d'écrire ou de lire les registres de configuration de la DDS. Une RPI ne peut communiquer qu'avec deux DDS au maximum. Au total, deux RPI ont été utilisées afin de contrôler quatre DDS.

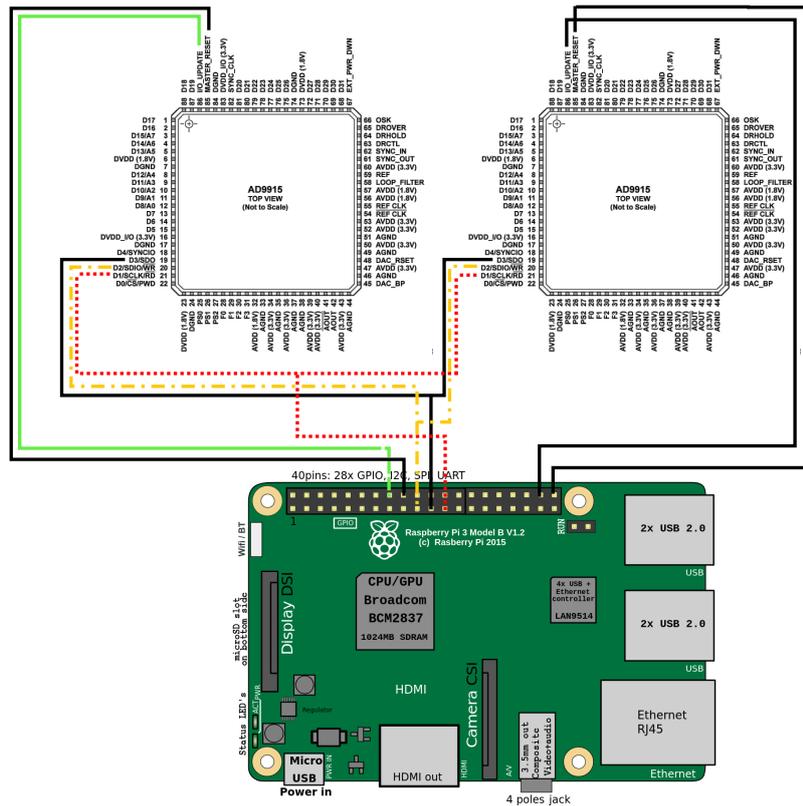


FIGURE 2.11 – Schéma de connexion entre une RPI et deux DDS.

Pour réaliser le système de contrôle, un système d'exploitation a été installé sur le nano-ordinateur. Le but étant de créer une interface graphique pour l'utilisateur permettant un contrôle simple des DDS.

Pour le système d'exploitation, le choix s'est porté sur un système Linux embarqué¹¹. Des bibliothèques logicielles pour la communication SPI existent déjà et ont été utilisées pour le contrôle des DDS. Néanmoins, la communication SPI nécessite l'envoi supplémentaire de signaux, à travers les GPIOs. La création de *drivers* a donc été nécessaire pour les contrôler. L'interface graphique est réalisée en langage Python grâce à la bibliothèque logicielle REMI (REMIte Interface library). Cette dernière met en place à la fois une interface graphique et un webservice. Ainsi, à partir d'une page HTML accessible depuis un navigateur internet, il est possible de contrôler les DDS.

Le tableau 2.2 montre les connexions mises en place entre la RPI et les deux DDS.

11. Buildroot.

GPIO (RPI)	DDS 1	DDS 2
2		DROVER
3		DRHOLD
4		DRCTL
7		\overline{CS}
8	\overline{CS}	
9	SDO	SD0
10	SDIO	SDIO
11	SCLK	SCLK
13	DRCTL	
19	DRHOLD	
26	DROVER	
20		I/O_UPDATE
21		MASTER_RESET
23	I/O_UPDATE	
24	MASTER_RESET	

TABLE 2.2 – Connexions entre la RPI et les 2 DDS.

Les DDS AD9915 offrent la possibilité de générer des rampes de fréquence, de phase ou d'amplitude et disposent de registres dédiés. L'implémentation de ces rampes a été effectuée et est accessible par l'interface graphique.

2.2.2 Mesures du temps de réponse des AOMs

Les AOMs permettent notamment de contrôler la puissance des faisceaux lasers. Ils ne permettent cependant pas de couper totalement les faisceaux lasers contrairement aux obturateurs mécaniques. Néanmoins, le temps de réponse d'un AOM reste très inférieur à celui d'un obturateur mécanique et est un paramètre important à évaluer pour les futures séquences d'interrogations d'horloges.

Pour mesurer le temps de réponse des AOMs, la puissance du signal lumineux diffracté à l'ordre ± 1 en simple passage est mesurée avec une photodiode. Il est possible de configurer la DDS pour qu'une rampe d'amplitude numérique soit appliquée au signal de sorte comme illustré dans la figure 2.12.

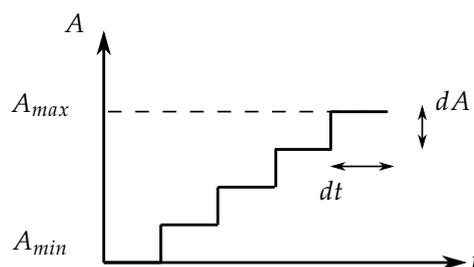


FIGURE 2.12 – Génération numérique d'une rampe d'amplitude avec une DDS AD9915. L'amplitude A du signal de sortie de la DDS est incrémentée d'une valeur dA après une durée dt jusqu'à atteindre sa valeur maximale A_{max} .

Pour cette expérience, une «rampe» est effectuée avec une seule incrémentation en ajoutant à l'amplitude $A_{min} = 0\%$ une valeur $dA = 100\%$. La durée séparant les deux valeurs de la rampe peut aller de 24 ns à 1,6 ms. Le temps de réponse des AOMs est mesuré comme le temps pour que signal lumineux capté par la photodiode passe de 5 % à 95 % de la valeur maximale.

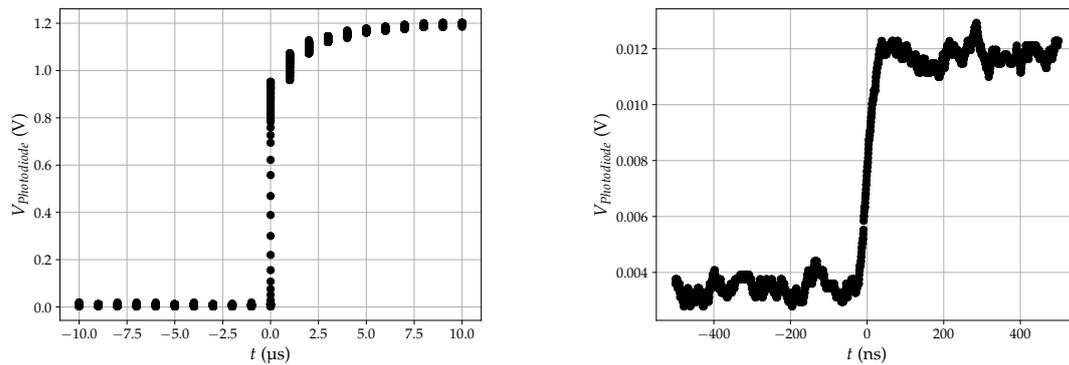


FIGURE 2.13 – **Mesure de temps de réponses des AOMs.** À gauche, évolution de la tension $V_{\text{Photodiode}}$ mesurée par la photodiode en sortie de l'AOM dans le passage du faisceau à 935 nm en fonction du temps t . À droite, évolution de la tension $V_{\text{Photodiode}}$ mesurée par la photodiode en sortie de l'AOM dans le passage du faisceau à 369 nm en fonction du temps t .

Les temps de réponses pour les AOMs à 935 nm et 369 nm sont respectivement d'environ 5 μs et 30 ns. Le temps de réponse de la photodiode limite la mesure dans le cas de l'AOM utilisé pour le laser de refroidissement. Le constructeur annonce un temps de réponse de l'ordre de 16 ns pour cet AOM. Concernant l'AOM au passage du faisceau du laser à 935 nm, le temps de réponse mesuré est très supérieur au temps de réponse annoncé par le constructeur d'environ 24 ns. Malgré le renvoi du modulateur pour inspection, l'origine de cette différence demeure inconnue.

2.2.3 Génération de séquences d'interrogation informatiques

Les séquences utilisées lors du fonctionnement d'horloge peuvent être complexes et font intervenir de nombreux appareils (obturateurs, champs RF ou microondes). Il est alors nécessaire de pouvoir les contrôler de façon précise dans leur durée. La formule 1.71 permet d'évaluer le temps de refroidissement d'un ion piégé grâce au rapport α/m avec α le coefficient de frottement et m la masse de l'atome. Avec nos paramètres expérimentaux, le temps nécessaire pour refroidir un ion est de l'ordre d'une dizaine de milliseconde. Pour les expériences menées, nous désirons contrôler les séquences avec des temps au moins 100 fois plus rapide soit environ 100 μs .

Une tentative de pilotage des instruments par le réseau a été mise en place pour créer un séquenceur capable d'effectuer des campagnes d'expériences. L'ordinateur de la salle d'expérience communique par le réseau et est considéré comme un client qui s'adresse aux instruments qui constituent des serveurs. Pour le contrôle de la RF issue des DDS, il n'y a pas de contrôle direct par ethernet et des programmes qui mettent en place des serveurs ont été implémentés au sein des RPIs.

Avec un tel dispositif, un jitter de 300 μs , encore trop important, a été mesuré. Les systèmes d'exploitations au sein des RPIs sont nos principales sources de limitation. Une possibilité pour réduire ce jitter serait l'utilisation d'un système d'exploitation temps réel permettant potentiellement de passer sous la barre des 100 μs .

Cependant, si nous souhaitons réaliser des expériences de photocorrélation (voir partie 4.2.3), le système doit être capable d'échantillonner au moins un dixième d'une période du signal RF de piégeage soit quelques dizaines de nanosecondes.

Pour réaliser nos séquences, nous nous sommes donc tournés vers un système temps réel à base de FPGA qui est présenté dans la partie suivante.

2.2.4 Électronique de contrôle : ARTIQ

La partie 2.2.1 présente un dispositif pouvant contrôler les AOMs. Ce dispositif a été développé dans l'attente d'un dispositif pouvant piloter totalement l'expérience. En effet, pour piloter l'expérience, nous avons fait l'acquisition d'un système temps-réel basé sur l'utilisation d'un FPGA. ARTIQ est l'acronyme pour «Advanced Real-Time for Quantum physics». Il s'agit d'un projet Open-Source permettant la génération et le contrôle de signaux avec une résolution temporelle de 1 ns avec des temps de latences du système en dessous de la microseconde. La figure 2.14 montre une photographie du matériel.

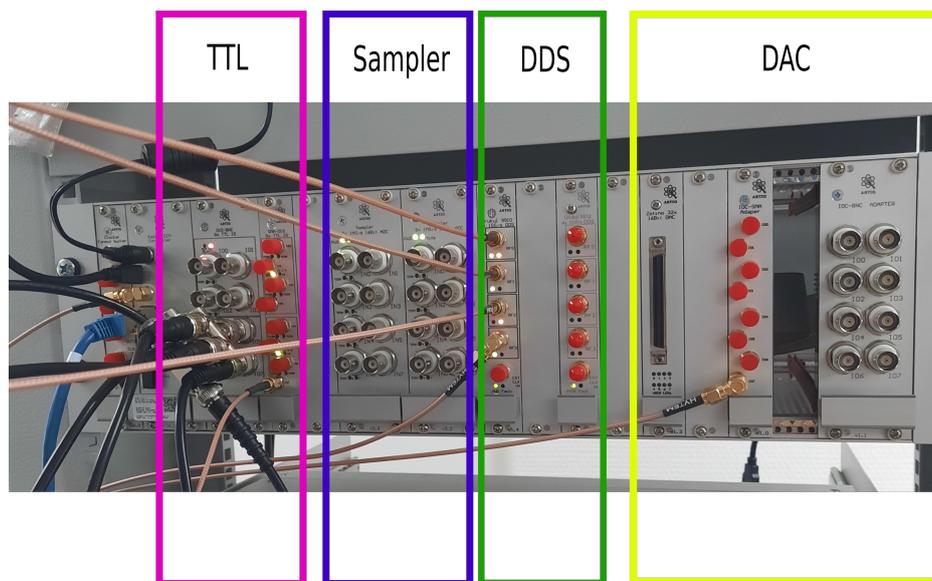


FIGURE 2.14 – Photographie du système de contrôle électronique ARTIQ. Le système permet la génération ou l'acquisition de signaux TTL, l'acquisition de données grâce au «Sampler» constitué d'ADCs, la génération de signaux RF grâce à des DDSs et des DACs pour permettre la génération de tensions DC stables avec un faible bruit.

Le système est composé de quatre principaux modules permettant un contrôle quasiment total sur l'expérience de piégeage d'ions. Les entrées-sorties TTLs permettent de synchroniser ou acquérir des données issues des divers instruments employés. Dans l'implémentation actuelle du système sur l'expérience, les entrées TTLs permettent de compter les coups issus du photomultiplicateur qui mesure la fluorescence de l'ion et les sorties TTLs permettent de générer des signaux pour synchroniser la caméra, le photomultiplicateur ou les obturateurs mécaniques bloquant les faisceaux lumineux.

Le Sampler est composé d'ADCs¹² et d'amplificateurs¹³ et permet l'acquisition de signaux avec une résolution sur 16 bits avec un taux d'échantillonnage de 1,5 MHz.

Les DDSs génèrent les signaux RF nécessaires pour les AOMs et le contrôle des lasers ainsi que pour la génération du champ RF de piégeage de l'ion. Le système est composé de huit DDS au total dont quatre AD9912 et quatre AD9910.

Les DACs¹⁴ permettent la génération de tensions continues et stables, avec un faible bruit, pouvant aller de ± 10 V sur 16 bits, soit une résolution d'environ 0,3 mV. Il possède 32 sorties mais actuellement 16 sont connectées à la carte avec des connecteurs BNCs ou SMA. Les DACs permettent notamment d'appliquer les tensions aux électrodes DC du piège.

Ce système permet de piloter les expériences grâce au langage haut niveau Python.

12. LTC2320-16.

13. AD8253.

14. AD5372BCPZ.

Le système communique avec l'ordinateur grâce à un câble USB et par le réseau pour le lancement des expériences et l'acquisition des données. Le système ARTIQ propose une interface graphique qui permet de lancer les expériences. La figure 2.15 montre l'interface graphique d'ARTIQ. Il est possible d'entrer des paramètres externes pour des expériences.

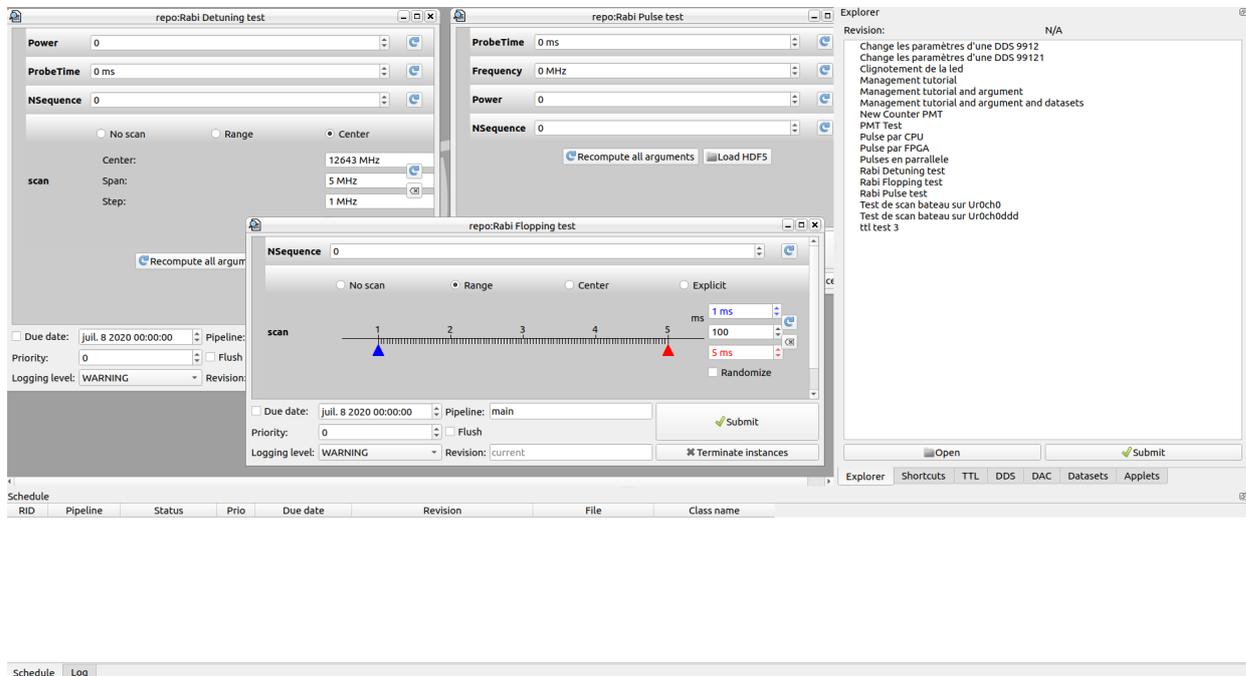


FIGURE 2.15 – Interface graphique permettant de contrôler le système ARTIQ.

Ce système nous a, par exemple, permis de réaliser nos premières mesures de taux de chauffage (voir partie 4.4). Une séquence typique de mesure consiste à refroidir l'ion pendant 50 ms grâce au laser de refroidissement qui est décalé en fréquence de $\delta = -20$ MHz de la résonance grâce à un AOM en configuration double passage (voir partie 2.2.1). Ensuite, l'ion n'est plus refroidi pendant une durée pouvant aller de quelques microsecondes à 2 s. Puis, une image de l'ion est prise par un signal de déclenchement sur une caméra EMCCD avec un temps de pose de 50 μ s et en parallèle, le laser est désaccordé de $\delta = -5$ MHz de la résonance. Enfin, le faisceau laser est coupé (non complètement) grâce à l'AOM pour ne pas perturber la période de lecture de la caméra. 4000 séquences sont alors nécessaires pour obtenir une mesure exploitable.

2.3 Génération du champ RF de piégeage

Les pièges de Paul nécessitent des sources de haute tension dans le domaine RF, stables et avec de faibles bruits. Ces tensions peuvent aller de quelques centaines à quelques milliers de volts. Dans les expériences de piégeage d'ion, un résonateur est souvent utilisé pour obtenir de telles tensions. Ce dernier permet d'une part d'obtenir une surtension aux bornes du piège permettant d'atteindre les tensions RF importantes nécessaires au piégeage et d'autre part, ce filtre permet de réduire les bruits électriques autour de la fréquence de piégeage et ainsi limiter le taux de chauffage (voir la partie 1.5.1).

En effet, électriquement, les électrodes des pièges surfaciques peuvent être modélisées par une capacité C en série avec une résistance R qui permettent d'établir une résonance avec la mise en place d'une inductance. D'autres modélisations plus complexes du piège surfacique peuvent intervenir afin de prendre en compte des phénomènes comme les «pertes RF» et permettre de calculer la puissance dissipée par un piège [101]. Les capacités des pièges surfaciques peuvent

aller jusqu'à une centaine de pF et les résistances internes peuvent valoir quelques ohms [66].

Les résonateurs rencontrés dans les expériences de piégeage d'ion peuvent être de plusieurs types [102]. Il existe ainsi des circuits composés de composants discrets R , L et C assemblés en série [103, 104], des résonateurs hélicoïdaux ou bien même des résonateurs coaxiaux quart d'ondes [66, 105]. Pour des raisons de performances et d'encombrements, les résonateurs hélicoïdaux sont privilégiés [102]. Ils permettent d'atteindre des facteurs de qualité importants qui dépendent néanmoins des caractéristiques électriques du piège [66].

Dans cette partie, nous verrons les moyens mis en œuvre lors de cette thèse afin de pouvoir générer des tensions RF capables de piéger des ions. Les montages électriques proposés présentent l'avantage d'être rapides et simples à construire contrairement aux résonateurs hélicoïdaux, plus performants, mais qui nécessitent une étape de conception et de fabrication mécanique. Les circuits utilisés sont des circuits RLC série dont le facteur de qualité est donné par la relation

$$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (2.3)$$

et la fréquence de résonance est donnée par

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}. \quad (2.4)$$

Afin de piéger des ions, nous avons dans un premier temps utilisé un transformateur qui permet d'augmenter la tension issue d'un générateur de fréquence amplifié. Un pic de résonance à 5,7 MHz avec un facteur de qualité $Q \approx 10$ a été observé grâce auquel nous avons pu piéger des ions à cette fréquence.

Une amélioration de ce circuit est, dans un second temps, proposée par l'utilisation d'un résonateur RLC qui permet d'atteindre un facteur de qualité $Q \approx 100$ pour une charge $C \approx 80$ pF et une résistance $R \approx 1 \Omega$.

Enfin nous discuterons de l'influence des variations d'amplitude RF qui résultent des fluctuations de capacités ou d'inductances dues à la température ou aux vibrations mécaniques.

2.3.1 Transformateur

Les expériences de piégeage d'ion ont été faites avec un piège prototype (voir partie 3.3.1) modélisé par une capacité $C_{puce} \approx 15$ pF en série avec une résistance interne $R_{puce} = 5 \Omega$. La tension de piégeage d'ions a été obtenue grâce à un simple transformateur résonant. Avec ce dispositif, nous observons deux pics de résonance comme montré sur la figure 2.16.

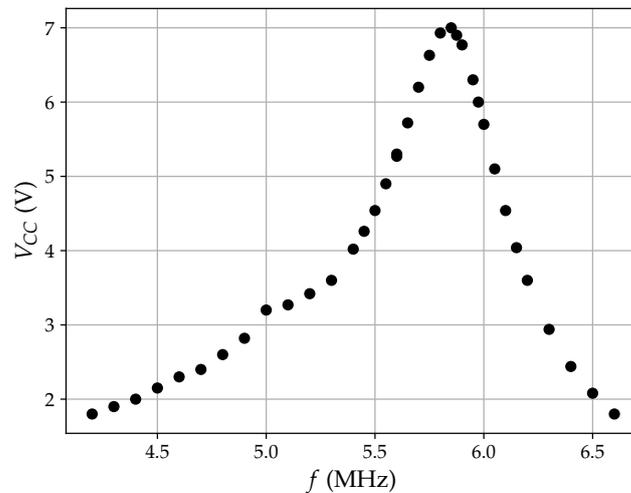


FIGURE 2.16 – Courbe de résonance du transformateur utilisé pour le piégeage d’ions. V_{CC} est la tension crête à crête mesurée sur la sortie «MONITOR» du dispositif (voir figure 2.18). f est la fréquence d’une source de tension sinusoïdale placée en entrée du circuit.

En balayant la fréquence f d’une source de tension sinusoïdale, nous observons deux pics de résonance vers 5 MHz et 5,7 MHz. Ce type de résonateur permet d’obtenir une tension au niveau du piège d’une amplitude $V_{Puce} = 135$ V à une fréquence $f_0 = 5,7$ MHz. Le facteur de qualité du circuit résonant est $Q \approx 10$.

La génération de la tension de piégeage est réalisée avec une source de tension¹⁵ ou une DDS¹⁶ dont le signal est ensuite amplifié puis envoyé sur le transformateur. Le rapport N_2/N_1 du transformateur permet d’obtenir une surtension. La figure 2.17 montre le dispositif utilisé afin d’obtenir une tension de piégeage en sortie de l’étage d’amplification.

15. RIGOL.

16. AD9912.

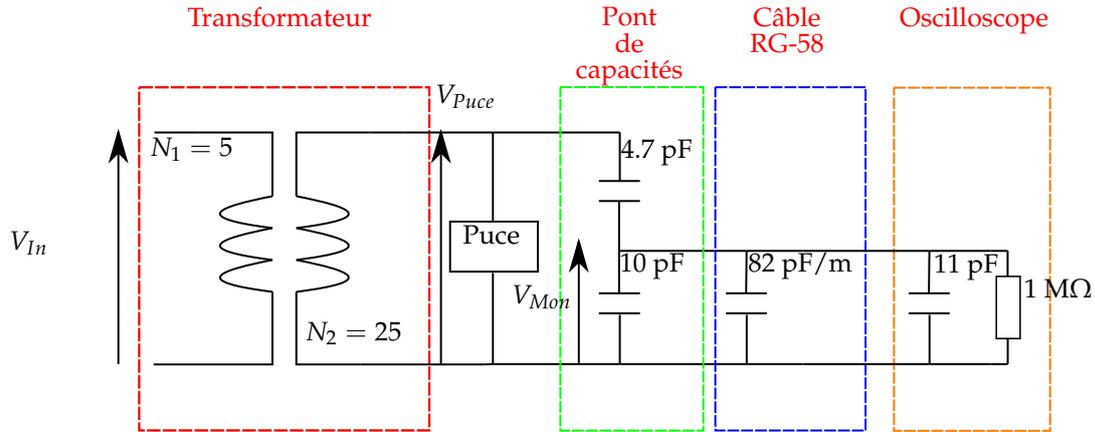


FIGURE 2.17 – Schéma électrique du dispositif de génération de tension RF pour le piégeage d'ions. La tension V_{In} est la tension d'entrée du dispositif. En pratique, il s'agit de la tension obtenue par une source de fréquence puis amplifiée. Le transformateur, délimité par le rectangle rouge, est composé de $N_1 = 5$ enroulements au primaire et de $N_2 = 25$ enroulements au secondaire. La tension de sortie du transformateur est notée V_{Puce} et s'applique aux bornes du piège. Le pont de capacités, délimité par le rectangle vert, est composé de deux condensateurs ayant des valeurs de 4,7 pF et de 10 pF. Le câble coaxial, délimité par le rectangle bleu, qui permet la lecture d'une tension atténuée du piège possède une capacité linéique de 84 pF.m^{-1} . L'oscilloscope, délimité par le rectangle orange, est modélisé par une capacité de 11 pF en parallèle d'une charge de $1 \text{ M}\Omega$.

Le transformateur est composé d'un tore en ferrite avec un coefficient d'inductance $A_L = 24 \text{ nH.N}^{-2}$, avec N le nombre d'enroulements. Le nombre d'enroulements est $N_1 = 5$ au primaire et $N_2 = 25$ au secondaire pour un rapport de surtension théorique $N_2/N_1 = 5$. Un pont de capacités est utilisé pour diviser la tension au niveau du piège sans trop affecter le facteur de qualité Q du résonateur et permettre ainsi de pouvoir observer une image de la tension aux bornes du piège sur un oscilloscope. Le pont de capacité est composé de deux condensateurs ayant des valeurs de 4,7 pF et 10 pF. La tension au borne du second condensateur V_{Mon} est envoyée sur l'entrée de l'oscilloscope à travers un câble coaxial¹⁷ d'une longueur $l = 2 \text{ m}$ possédant une capacité linéique de 82 pF.m^{-1} . L'oscilloscope¹⁸ est modélisé par une capacité de 11 pF en parallèle d'une impédance d'entrée de $1 \text{ M}\Omega$. La tension lue sur l'oscilloscope est alors donnée par la relation

$$\frac{V_{Mon}}{V_{Puce}} = \frac{4,7}{4,7 + 10 + 82 \times l + 11}. \quad (2.5)$$

Pour une longueur de câble de $l = 2 \text{ m}$, le rapport $\frac{V_{Puce}}{V_{Mon}} = 40,4$.

La figure 2.18 montre une photographie du résonateur utilisé.

17. RG-58.

18. KEYSIGHT.

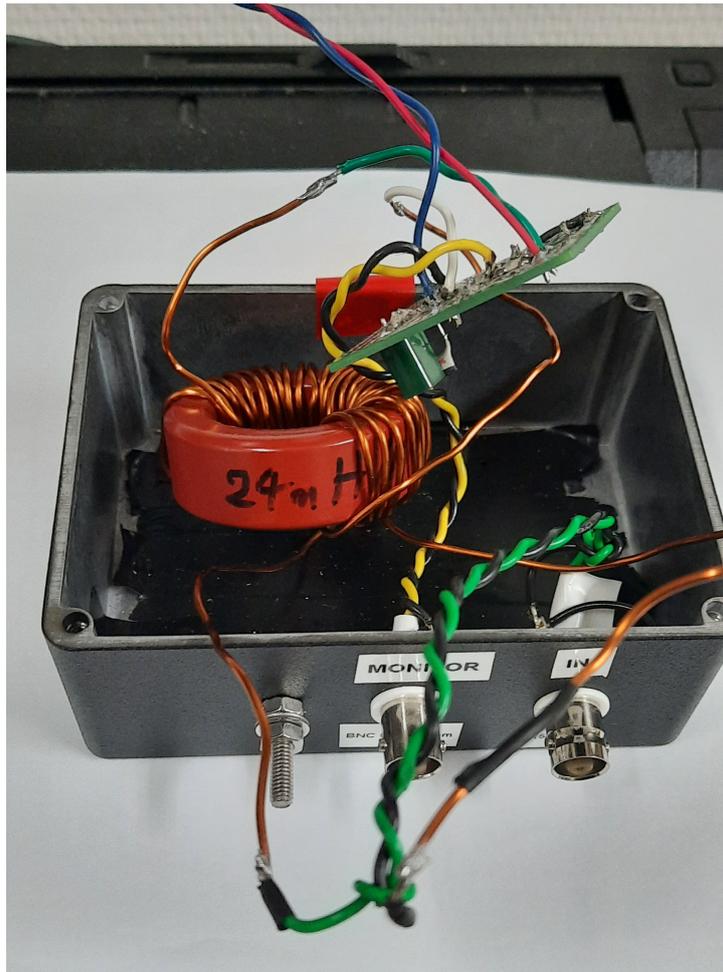


FIGURE 2.18 – Photographie du résonateur utilisé.

Bien que ce circuit ait été utilisé pour de nombreuses expériences de piégeage d'ions, il présente toutefois des inconvénients majeurs. Le faible facteur de qualité du circuit ne permet pas de générer une surtension suffisante et il devient indispensable d'utiliser un amplificateur en amont de ce circuit mais surtout, la bande de filtrage du bruit électrique est alors assez large et impacte les ions piégés en termes de taux de chauffage (voir partie 1.5.1).

Nous allons voir dans la partie suivante comment améliorer le dispositif.

2.3.2 Résonateur

Le montage précédent présente un faible facteur de qualité Q en raison de la faible inductance au secondaire. Le nouveau montage est présenté figure 2.19.

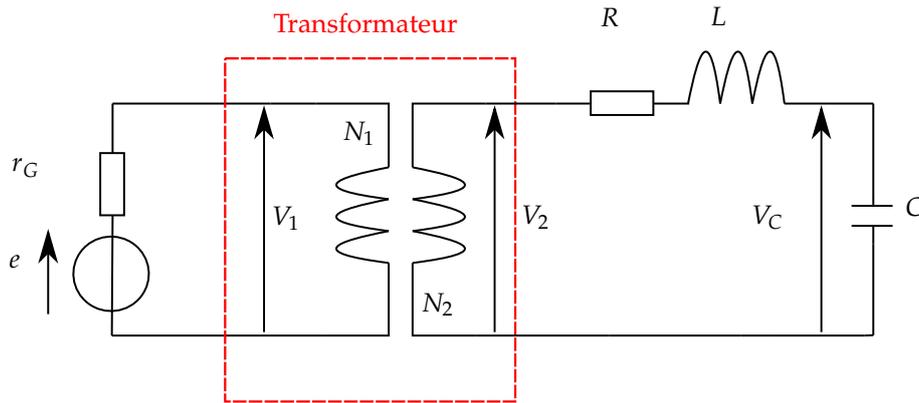


FIGURE 2.19 – **Schéma électrique du nouveau résonateur.** Le signal d'entrée, issu d'un générateur de tension puis amplifié, est modélisé par une source de tension e en série avec une charge $r_G = 50 \Omega$. Le signal passe ensuite dans un transformateur avec un rapport de transformation N_2/N_1 . Les tensions aux bornes du primaire et du secondaire du transformateur sont respectivement notées V_1 et V_2 . Le piège est modélisé par une capacité C et la résistance R prend en compte la résistance de la puce ainsi que celle du secondaire du transformateur. La tension aux bornes du piège est notée V_C .

En supposant avoir un transformateur idéal, nous avons les relations suivantes :

$$\begin{cases} |V_2/V_1| = N_2/N_1 \\ |I_2/I_1| = N_1/N_2 \\ |Z_2/Z_1| = (N_2/N_1)^2 \end{cases} \quad (2.6)$$

avec I_1 et I_2 respectivement les courants au primaire et au secondaire du transformateur et Z_1 et Z_2 les impédances des charges respectivement au primaire et au secondaire. Ce montage néglige l'auto-inductance des bobinages du transformateur devant l'inductance L au secondaire du circuit. À la résonance, l'impédance du condensateur s'oppose à celle de la bobine et le circuit est alors purement résistif. Les équations 2.6 permettent alors d'établir un schéma électrique équivalent de la partie secondaire du transformateur rapportée au primaire. La figure 2.20 montre le schéma équivalent du montage à la résonance au niveau du primaire du transformateur.

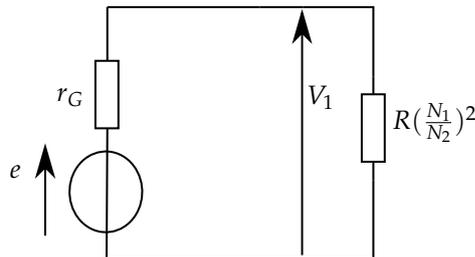


FIGURE 2.20 – **Montage équivalent du circuit à la résonance.** À la résonance, le générateur «voit» une charge $R(\frac{N_1}{N_2})^2$.

La tension aux bornes du primaire du transformateur V_1 est alors donnée par

$$V_1 = e \frac{N_1}{N_2} \frac{R}{r_G + (\frac{N_1}{N_2})^2 R}. \quad (2.7)$$

De même, la tension aux bornes du secondaire du transformateur V_2 , déduite du rapport de

transformation, est alors donnée par

$$V_2 = e \left(\frac{N_1}{N_2} \right) \frac{R}{r_G + \left(\frac{N_1}{N_2} \right)^2 R}. \quad (2.8)$$

La tension aux bornes d'un condensateur V_C à la résonance, dans un circuit RLC série soumis à une tension e , est donnée par

$$V_C = Qe, \quad (2.9)$$

avec Q , le facteur de qualité donné par la relation 2.3 et e la tension du générateur de tension. Ainsi, la tension aux bornes du piège à la résonance est

$$V_C = e \sqrt{\frac{L}{C}} \frac{1}{r_G \left(\frac{N_2}{N_1} \right) + R \left(\frac{N_1}{N_2} \right)}. \quad (2.10)$$

Dans le but de pouvoir maximiser la tension aux bornes du piège, le rapport de transformation doit satisfaire la condition suivante :

$$\frac{N_2}{N_1} = \sqrt{\frac{R}{r_G}}. \quad (2.11)$$

Ce résonateur a alors été testé sur un piège surfacique différent de celui utilisé dans la partie précédente (voir partie 3.3.1). La figure 2.21 montre le dispositif utilisé. La capacité du piège est $C \approx 80$ pF et la résistance au secondaire du transformateur est $R \approx 1 \Omega$. L'inductance $L \approx 12,5 \mu\text{H}$ est réalisée par un bobinage de $N = 25$ tours dans un tore de coefficient d'inductance $A_L = 18/N^2$ nH. Le pont diviseur de tension est composé de deux condensateurs ayant des valeurs de 1 pF et 100 pF. La tension divisée, V_{Mon} , est celle prise aux bornes de la capacité de 100 pF. Le câble qui relie le signal électrique à l'oscilloscope a une longueur $l = 2$ m et présente une capacité de 164 pF. L'oscilloscope est toujours modélisé par une capacité de 11 pF en parallèle avec une charge de 1 M Ω . Avec ce montage, le rapport de division de tension obtenu avec la relation 2.5 est $V_C/V_{Mon} \approx 186$. Le rapport de transformation est $N_2/N_1 = 1/7$ et a été choisi avec la formule 2.11. La fréquence de résonance avec une charge $C \approx 80$ pF est $f_0 = 3,35$ MHz avec un facteur de qualité de $Q \approx 105$.

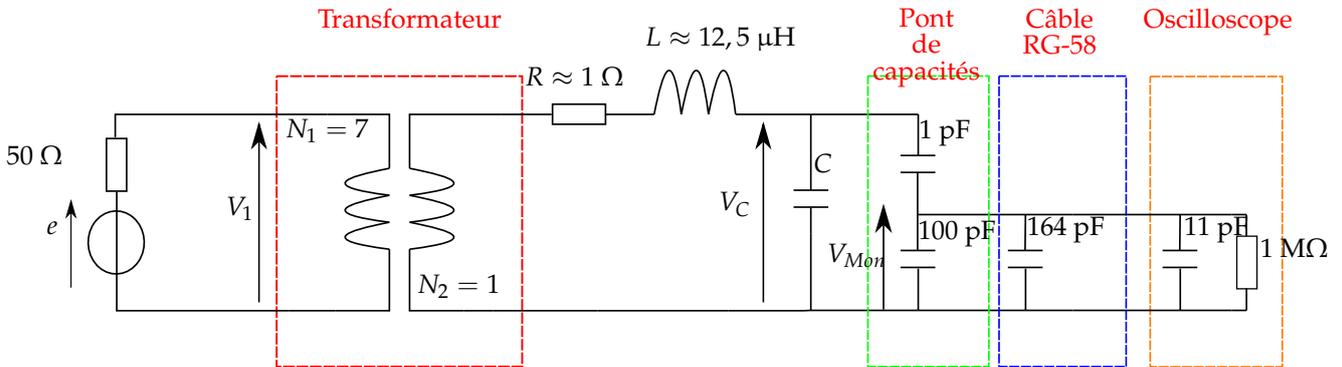


FIGURE 2.21 – Résonateur testé sur une puce d'une capacité $C \approx 80$ pF. Le rapport de transformation $N_2/N_1 = 1/7$ permet de maximiser la tension V_C aux bornes du piège. La fréquence de résonance de ce dispositif est $f_0 = 3,35$ MHz avec un facteur de qualité $Q \approx 105$. Pour une tension d'entrée $e = 1 V_{cc}$, la tension aux bornes du piège est $V_C \approx 24,5 V_{cc}$.

Pour une amplitude d'entrée $e = 1 V_{cc}$, la tension lue sur l'oscilloscope est $V_{Mon} = 132$ mV $_{cc}$. La surtension au niveau du piège est alors $V_C/e = 186 \times 0,132 \approx 24,5$. Théoriquement, avec ces mêmes valeurs, la surtension calculée avec la relation 2.10 est $V_C \approx 28 V_{pp}$. Néanmoins, le facteur de qualité théorique est $Q \approx 395$ et la fréquence de résonance théorique est $f_0 \approx 5$ MHz. La différence entre les grandeurs mesurées et théoriques s'explique par le fait que les composants ont tous été considérés comme idéaux, ce qui n'est évidemment pas le cas.

La figure 2.22 montre une mesure d'un facteur de qualité du circuit résonant avec une charge $C \approx 100$ pF. La fréquence f d'une DDS est balayée autour de la fréquence de résonance du circuit f_0 . La tension mesurée $V_{Schottky}$ est issue d'une diode Schottky branchée à la sortie V_{Mon} du résonateur qui est ensuite filtrée grâce à un filtre passe bas. Cette tension est ensuite lue par un ADC (Analog to Digital Controller). La fréquence de résonance est $f_0 = 4,06$ MHz avec un facteur de qualité $Q \approx 100$.

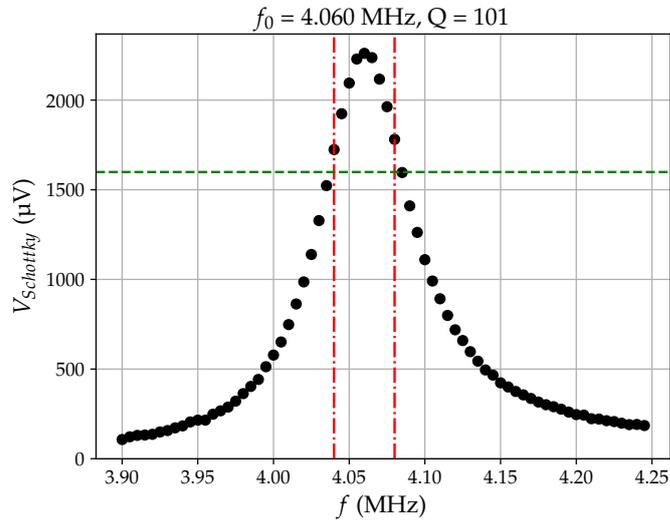


FIGURE 2.22 – Mesure du facteur de qualité du nouveau résonateur avec une charge $C \approx 100$ pF. Les points noirs représentent les mesures de tensions obtenues avec une diode Schottky. Les traits en pointillés servent à déterminer la bande passante du résonateur.

2.3.3 Fluctuations d'amplitude RF

En raison des fluctuations des valeurs des capacités, des inductances ou des résistances du circuit, dues à la température ou aux vibrations mécaniques, l'amplitude RF du signal de piégeage peut alors être affectée. En effet, la fréquence de résonance f_0 du circuit pouvant changer, l'amplitude du signal RF de piégeage varie avec le temps.

Pour le piège prototype, de telles variations d'amplitudes ont été observées. Ces changements de tension au niveau du piège se manifestent comme des variations de fréquences séculaires radiales d'un ion piégé. La figure 2.23 montre l'influence des variations d'amplitudes RF sur les fréquences séculaires. La figure de gauche montre une simulation de l'évolution des fréquences séculaires d'un piège surfacique en fonction de l'amplitude de la tension RF du piège. La figure de droite montre une mesure d'une fréquence séculaire radiale (en bleu) en fonction du temps lorsque la tension RF n'est pas stabilisée et lorsqu'elle est stabilisée (en jaune).

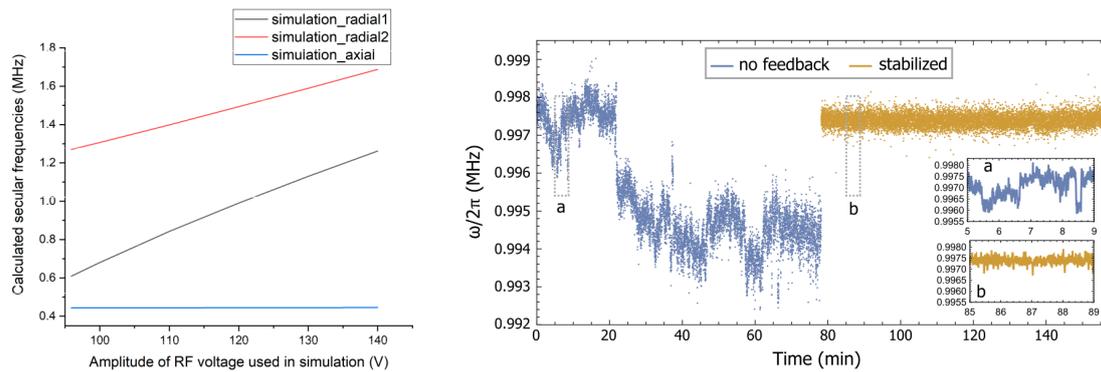


FIGURE 2.23 – **Influence de l’amplitude sur les fréquences séculaires radiales.** Figures extraites de [106, 107].

Dans le cas du piège prototype utilisé lors de cette thèse, des variations de fréquences séculaires radiales de l’ordre de 1 kHz ont été observées sur un intervalle de temps de quelques dizaines de secondes. D’après nos simulations, cela correspondrait à des variations d’amplitude RF de l’ordre de 0,1 %, soit 0,13 V au niveau du piège. Ce phénomène est alors handicapant dans certaines expériences (voir section 4.2). Il sera donc nécessaire de stabiliser la tension de piégeage pour prévenir ce phénomène comme présenté dans les références [106, 108]. Un circuit détecteur d’enveloppe¹⁹ pourrait être placé à la sortie V_{Mon} du circuit. Le signal d’erreur serait alors généré à partir de la comparaison avec une consigne : un signal DC à faible bruit. La correction de l’amplitude du signal RF pourrait alors être réalisée par exemple grâce à un VGA (*Variable Gain amplifier*).

2.4 Enceintes à vide

Dans cette partie, nous allons aborder la disposition des éléments dans l’enceinte à vide réalisant un ultra-vide pour le piégeage d’ions. Nous allons donc voir dans un premier temps, la disposition des éléments autour et à l’intérieur de la chambre à vide qui ont été utilisés pour le piégeage d’ions. Nous y verrons également quelques améliorations apportées. Dans un second temps, une enceinte à vide secondaire sera présentée.

2.4.1 Ancienne et future dispositions de l’enceinte à vide principale

Les expériences de piégeage d’ions ont été réalisées avec le piège prototype (voir section 3.3) inséré dans une enceinte à vide en titane de forme octogonale²⁰. La pression obtenue dans l’enceinte à vide, lors des expériences de piégeage d’ions, est de l’ordre de 10^{-10} mbar. La forme de l’enceinte à vide permet de greffer jusqu’à dix éléments. Les faisceaux des lasers de ionisation, de refroidissement et de repompage sont envoyés grâce à une unique fibre optique («rainbow fiber») jusqu’au lieu de piégeage. Le faisceau du laser d’horloge est envoyé indépendamment des autres et nécessite deux faces opposées de l’octogone. Les autres faces de l’octogone sont dédiées aux éléments pour le pompage ou la mesure de la pression au sein de l’enceinte.

La figure 2.24 montre une représentation de l’enceinte à vide avec les éléments utilisés pour pompage, l’accès optique et les connexions électriques.

19. Par exemple le ADL5511 de ANALOG DEVICES.

20. PFEIFFER Vacuum.

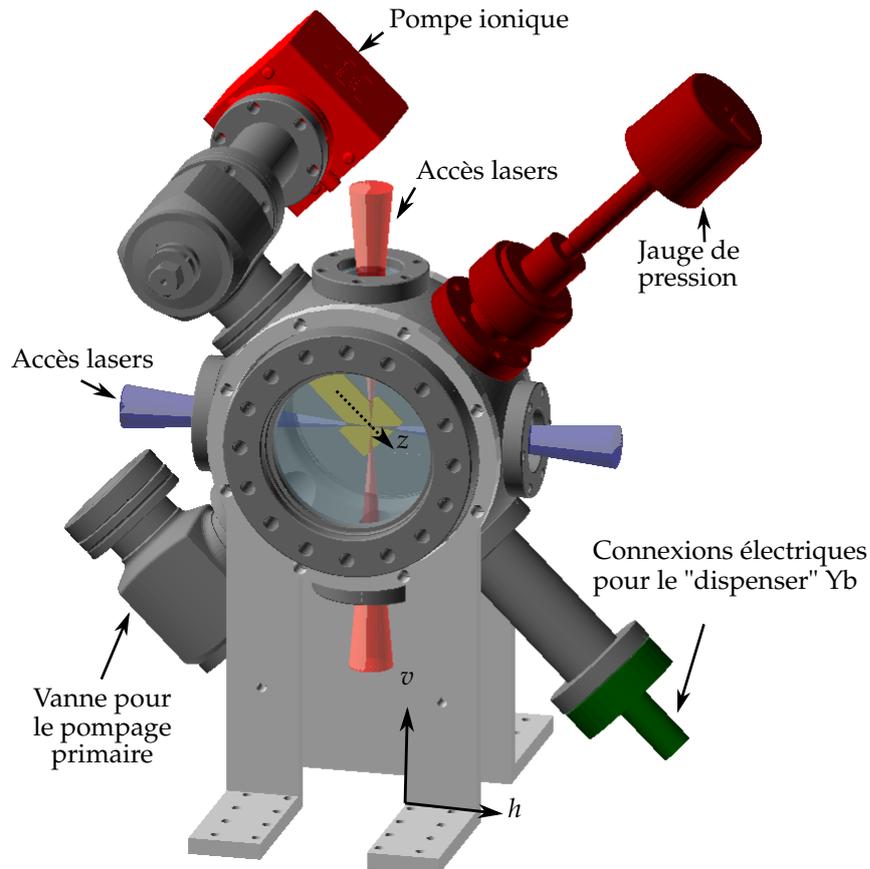


FIGURE 2.24 – Représentation de l'enceinte à vide où est placé le piège surfacique prototype. Le piège est monté sur un support en céramique (MACOR). L'axe longitudinal des électrodes RF du piège z forme un angle de 45° avec l'axe horizontal h . Une vanne pour le pompage primaire, une pompe ionique et une jauge de pression sont utilisés pour l'établissement de la faible pression dans l'enceinte. La dernière face de l'octogone est réservée au dispenser, qui produit un flux d'atomes d'ytterbium lorsqu'un courant lui est appliqué.

Le faisceau du laser d'horloge est dirigé selon la direction verticale v et les autres faisceaux lasers sont dirigés suivant l'axe horizontal h . Une platine de translation est utilisée pour aligner les faisceaux en sortie de la *rainbow fiber* ainsi que leurs distances par rapport au plan des électrodes de la puce. Avec une lentille convergente d'une distance focale $f' = 400$ mm, les *waists* au niveau de la position de piégeage sont évalués par :

$$\begin{cases} w_{935} \approx 150 \mu\text{m}, \\ w_{399} \approx 65 \mu\text{m}, \\ w_{370} \approx 60 \mu\text{m} \end{cases}$$

où w_λ désigne le waist du laser ayant une longueur d'onde λ . Les hublots de l'enceinte à vide ont une transmission de 28 % pour le laser à 369 nm et de 60 % pour le laser 935 nm.

Le hublot sur la face centrale de l'enceinte à vide transmet la fluorescence de l'ion jusqu'au système d'imagerie tandis que la face arrière permet de réaliser les connexions électriques du piège surfacique grâce à un «*feedthrough*» (passage étanche).

Cette configuration qui a permis de réaliser nos premières expériences de piégeage d'ions est devenue limitante quant à la suite du projet. En effet, dans cette configuration, quelque soit l'accès optique envisagé, le laser d'horloge forme un angle de 45° environ avec l'axe du pièges z . La faible valeur de la fréquence séculaire axiale $\omega_z/2\pi$ (≈ 90 kHz), suivant l'axe z , ne permet alors pas d'atteindre le régime de Lamb-Dicke et est donc problématique (voir section 1.5.1). Un autre

problème avec cette configuration, beaucoup moins limitant en terme de fonctionnement d'horloge, est l'angle que forme le flux d'atomes issu du dispenser avec le laser d'ionisation qui est de 45° environ. En raison des effets Doppler et de cet angle, la sélectivité isotopique et le temps de chargement des ions Yb^+ sont alors dégradés.

Pour remédier à ces problèmes, une nouvelle configuration de l'enceinte à vide et de ses éléments a été repensée. La figure 2.25 montre la nouvelle configuration qui sera mise en place lors de l'installation de la nouvelle puce.

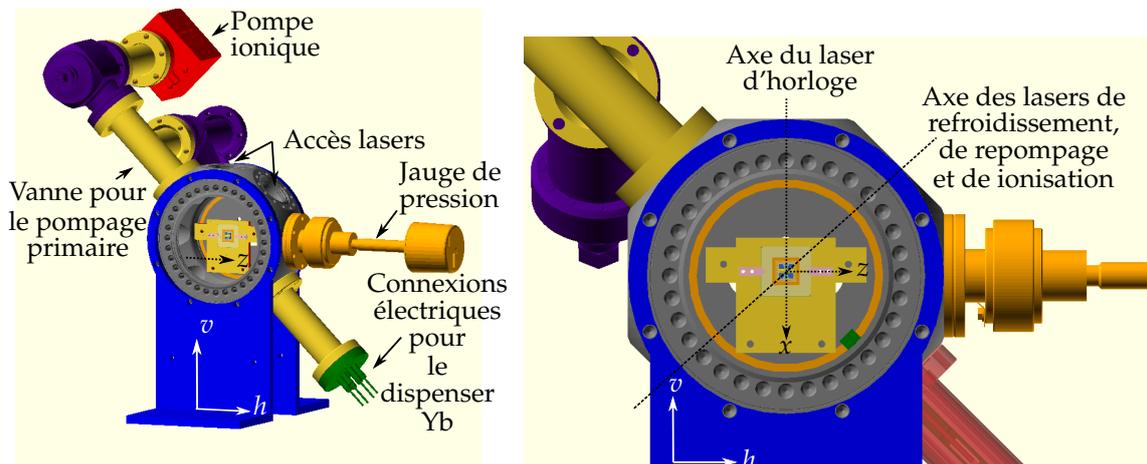


FIGURE 2.25 – **Disposition future des éléments autour de l'enceinte à vide principale.** La figure de gauche montre l'ensemble des éléments autour de l'enceinte. La figure de droite est un zoom sur l'enceinte à vide montrant la disposition des axes du piège x , et z par rapport à l'axe du faisceau du laser d'horloge, et des autres faisceaux lasers.

L'axe longitudinal z des électrodes RF de la puce sera parallèle à la direction horizontale h du dispositif. Le dispenser sera placé de la même manière que dans la configuration précédente et permettra d'avoir un flux d'atomes perpendiculaire au faisceau du laser de ionisation. Les faisceaux des lasers de refroidissement et de repompages seront dans la même direction que le faisceau du laser d'ionisation. Le groupe de pompage ne prendra qu'une face de l'octogone laissant ainsi une face de libre pour l'ajout d'une future caméra EMCCD qui permettra d'observer l'ion dans un plan perpendiculaire à l'actuel système d'imagerie. Le faisceau du laser d'horloge sera alors quasiment parallèle à un axe radial du piège pour opérer dans le régime de Lamb-Dicke.

Un autre problème que rencontrait l'ancienne disposition de la chambre à vide était l'absence de support pour le dispenser générant le flux d'atome. Le dispenser était alors seulement maintenu par des dominos attachés aux électrodes du *feedtrough* qui permet de réaliser les connexions électriques. Un nouveau support va permettre d'avoir un alignement plus précis du flux d'atomes par rapport au lieu de piégeage. La figure 2.26 montre un schéma du support de dispenser.

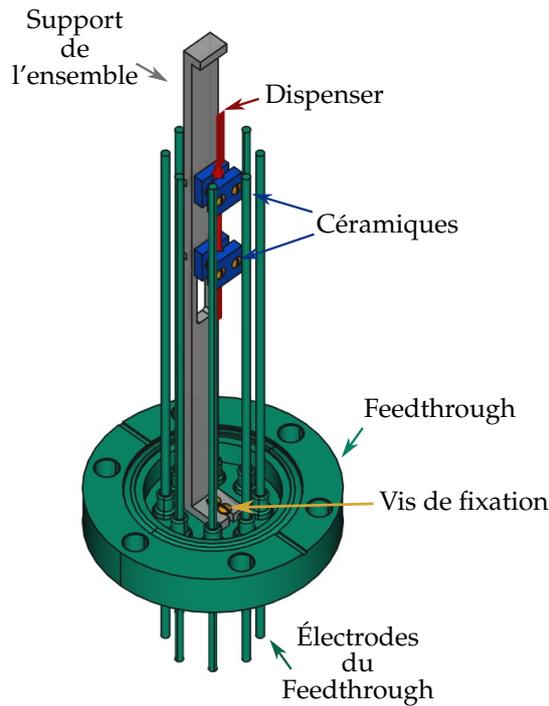


FIGURE 2.26 – Schéma du support de dispenser monté sur le *feedthrough*.

Le dispenser (en rouge) est constitué d'un corps rigide où les atomes d'ytterbium sont enfermés dans une atmosphère pure d'argon scellée avec un joint en indium. L'activation du dispenser est réalisée en chauffant le joint à 450 K pendant quelques dizaines de minutes par l'application d'un courant de quelques ampères. Ses extrémités sont facilement pliables et servent de connecteurs à une source de courant (voir figure 2.27). Les connexions avec les électrodes du *feedthrough* (en vert) sont réalisées en pliant les extrémités du dispenser et en créant une connexion avec des dominos compatibles ultra-vide. Le support du dispenser est constitué d'un bâti (en gris) en aluminium (dural) avec un pied permettant sa fixation au *feedthrough* grâce à deux vis. Un contact direct entre le dispenser alimenté en courant et le bâti provoquerait l'apparition de potentiels électriques parasites. Ainsi, des plaques en céramiques (MACOR) sont placées entre ces deux pièces pour isoler électriquement le bâti. En outre, un enlèvement de matière a été opéré sur le support pour permettre le passage d'un connecteur du dispenser jusqu'à une électrode du *feedthrough*.

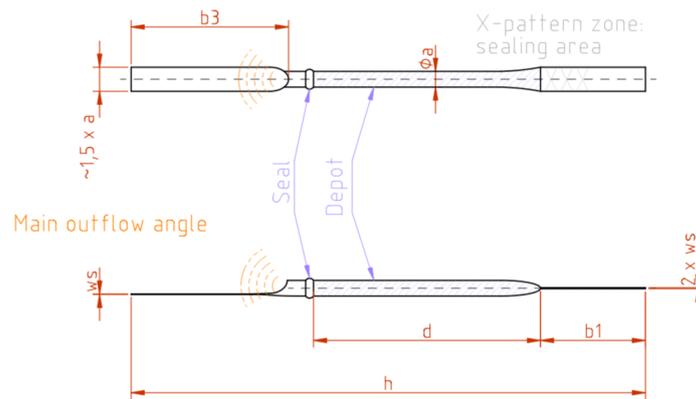


FIGURE 2.27 – Schéma du dispenser fourni par le site du constructeur (Alvatech, maintenant AlfaVakuo).

Le pied en aluminium peut translater le support suivant un seul axe sur quelques millimètres et permet d'ajuster le flux d'atomes à la position de piégeage de la puce. Ce réglage doit être effectué avant la mise sous vide du dispositif. Le bâti présente un «rebord» pour empêcher les atomes émis par le dispenser d'aller sur la surface de la puce.

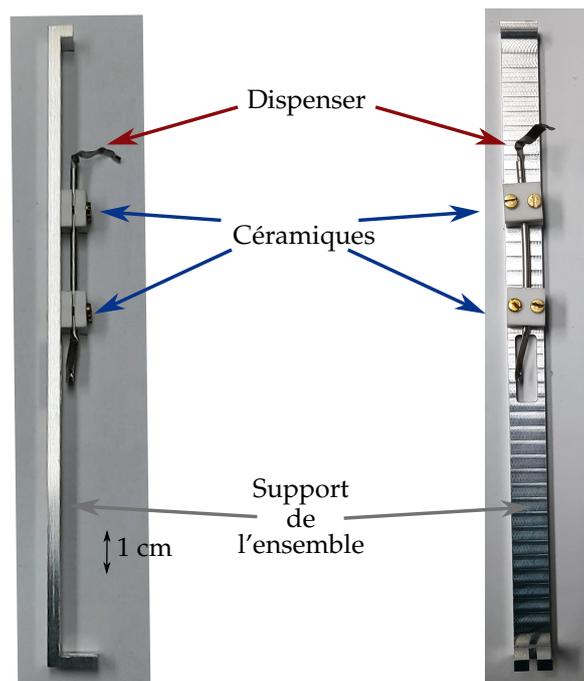


FIGURE 2.28 – Photographie du support de dispenser.

2.4.2 Enceinte de test

Nous disposons d'une seconde enceinte à vide, moins volumineuse, permettant de réaliser des expériences annexes. Cette enceinte a été utilisée pour réaliser une mesure absolue de la transition $^1S_0 - ^1P_1$ de l'atome Yb [96]. Cette enceinte est aussi utilisée pour mesurer l'amplitude maximale de la tension RF admissible par la nouvelle puce. En effet, nous désirons obtenir des fréquences séculaires radiales plus importantes pour atteindre le régime de Lamb-Dicke (voir partie 1.5). Pour y parvenir, nous pouvons réduire la fréquence du piège $\Omega_{RF}/2\pi$ et/ou augmenter l'ampli-

tude de la tension RF V_{RF} du nouveau piège (voir partie 3.3.4). Les interpistes de la nouvelle puce sont nettement plus courtes que celles du piège prototype (voir partie 3.3.1), ce qui augmente le risque de claquage de la nouvelle puce [109]. Mesurer la tension de claquage est donc important pour la suite du projet et permet de donner une borne supérieure sur la tension RF de piégeage. La figure 2.29 montre la nouvelle puce insérée dans l'enceinte de test.

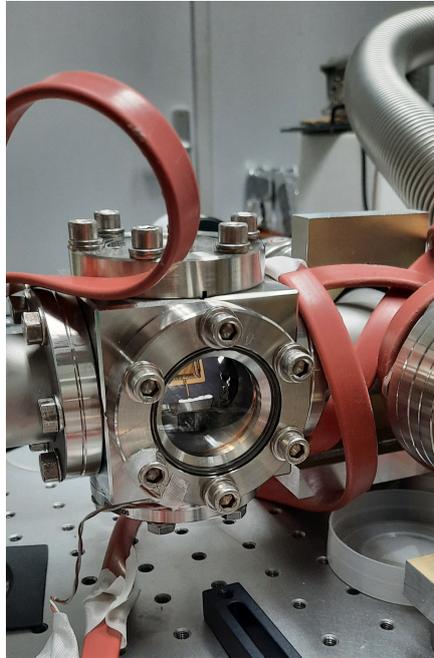


FIGURE 2.29 – Photographie de l'enceinte de test contenant la nouvelle puce installée sur son support. La puce est inclinée de façon à ce qu'il soit possible de l'observer à travers un hublot.

La pression obtenue pour réaliser l'expérience de claquage de la puce est d'environ 3.10^{-10} mbar et a été obtenue après un mois de pompage. Pour accélérer le processus, un étuvage a été effectué en élevant la température de l'enceinte à environ 110 °C.

La caractérisation électrique du piège a été réalisée en mesurant sa capacité C_{puce} et sa résistance interne R_{puce} . Pour mesurer la faible capacité du piège, un montage astable a été utilisé et est présenté figure 2.30. La mesure des tensions de claquage est encore en cours.

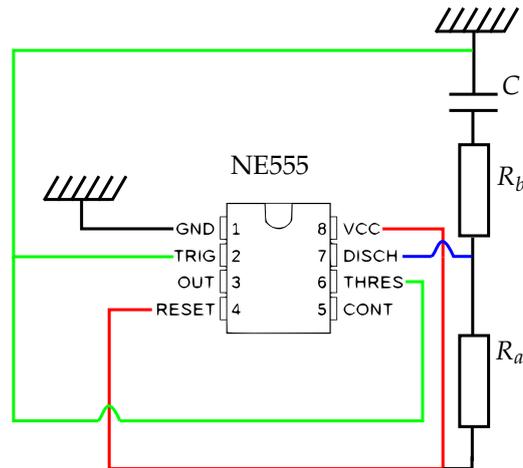


FIGURE 2.30 – Schéma du montage astable utilisé. Un NE555 a été utilisé. Les résistances $R_a \gg R_{Puce}$ et $R_b \gg R_{Puce}$ ainsi que la capacité C définissent la période T du signal créneau observé à la sortie «OUT». Avec des résistances $R_a = 0,996 \text{ M}\Omega$ et $R_b = 0,998 \text{ M}\Omega$, la valeur de la capacité C est déduite grâce à la relation $C = \frac{T}{(R_a + 2R_b) \ln 2}$.

La connaissance de C_{Puce} est alors déduite en soustrayant la capacité du câble coaxiale C_{coax} qui réalise la liaison de la puce au *feedthrough*, connue grâce aux données du constructeur ou qui peut être mesurée par le même circuit en utilisant une capacité de référence.

Un analyseur de réseau a aussi été utilisé. La caractérisation électrique du nouveau piège donne

$$\begin{cases} C_{Puce} \approx 80 \text{ pF}, \\ R_{Puce} \approx 1,5 \Omega. \end{cases}$$

Chapitre 3

Travaux préparatoires pour la spectroscopie

3.1 Séjour à la PTB : Comparaisons des séquences d'interrogations Rabi et Ramsey

3.1.1 Introduction

Durant ma thèse, j'ai effectué une étude sur la stabilité relative de fréquence d'une horloge optique à ion Yb^+ piégé dans le cadre d'une implémentation d'interrogations de type Ramsey. Le travail a été réalisé au sein de l'institut national de métrologie allemand *Physikalisch-Technische Bundesanstalt* (PTB) à Brunswick durant une période de trois mois. Les expériences menées pour cette étude ont utilisé *opticlock* : une horloge optique transportable à ion piégé $^{171}\text{Yb}^+$ utilisant la transition quadropolaire électrique¹. L'horloge allemande étant très similaire à l'horloge en cours d'élaboration sein de notre laboratoire, les résultats du travail réalisé pourront être appliqués à notre horloge.

L'étude vise à pouvoir prédire la stabilité relative de fréquence de l'horloge dans le cas où le bruit du laser d'horloge et le bruit de projection quantique sont les sources dominantes et trouver ainsi les paramètres de séquences optimaux pour diminuer l'instabilité relative de fréquence.

3.1.2 Approche phénoménologique

L'ion piégé $^{171}\text{Yb}^+$ est assimilé à un système quantique à deux niveaux. L'état fondamental est noté $|g\rangle$ et correspond au niveau d'énergie $S_{1/2}(F=0)$. L'état excité est noté $|e\rangle$ et correspond au niveau d'énergie $^3D_{3/2}(F=2)$. Le temps de vie de l'ion dans son état excité est d'environ 52 ms. Nous verrons par la suite que les mesures ont néanmoins démontré que le modèle présenté dans la partie 1.1.3 ne permet pas de rendre compte certains phénomènes. Nous verrons d'une part que le système doit être considéré comme ouvert. D'autre part, il existe une relation linéaire entre le taux de décohérence et la pulsation de Rabi. Enfin nous verrons le modèle utilisé pour les simulations et la prédiction de la stabilité de l'horloge.

Système à deux niveaux ouvert

La pulsation de Rabi Ω_{Rabi} est un paramètre important pour prédire le comportement du système puisqu'il rentre en compte dans les équations de Bloch optiques. Pour confronter les résultats théoriques et expérimentaux, il est donc nécessaire de connaître précisément ce dernier. En pratique, Ω_{Rabi} est obtenue en deux étapes. Premièrement, la durée des impulsions lumineuses τ est fixée arbitrairement. La mesure de la probabilité d'excitation P_e en fonction du désaccord du laser δ est ensuite effectuée. La fréquence du laser d'horloge est ainsi calibrée pour être en résonance avec le système.

1. <https://www.opticlock.de/info/>

Deuxièmement, pour $\delta = 0$ Hz, les probabilités d'excitation P_e sont mesurées en fonction des différentes durées des impulsions lumineuses t_i . À la résonance, pour un système idéal ayant un temps de vie infinie dans l'état excité, $P_e(t_i) = \sin^2(\Omega_{\text{Rabi}}t_i/2)$. Le premier maximum des oscillations est alors tel que $\Omega_{\text{Rabi}}t_i = \Omega_{\text{Rabi}}\tau_{\text{Rabi}} = \pi$. La durée τ_{Rabi} permet alors de déterminer Ω_{Rabi} . Le système ayant une durée de vie finie dans l'état excité, le contraste des oscillations de P_e diminue avec des durées d'impulsions lumineuses plus importantes. Aussi dans le cas d'un système fermé, P_e devrait tendre vers 50 % pour de longues durées d'impulsions en raison du phénomène de décohérence.

La mesure de Ω_{Rabi} doit être effectuée à chaque fois que l'intensité du laser est changée. La pulsation de Rabi Ω_{Rabi} croît avec l'intensité du laser et les durées des impulsions τ_{Rabi} sont alors plus courtes.

La figure 3.1 montre une mesure des oscillations de Rabi en fonction de t_i .

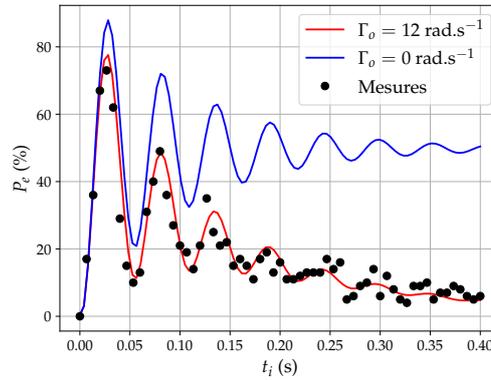


FIGURE 3.1 – **Mesure des oscillations de Rabi.** Les points noirs représentent une mesure de la probabilité d'excitation. Les courbes rouge et bleue sont issues de simulations. La courbe bleue représente l'évolution des oscillations de Rabi pour un système fermé ($\Gamma_O = 0$ rad.s⁻¹). La courbe rouge représente l'évolution des oscillations de Rabi pour un système ouvert avec un taux de fuite $\Gamma_O = 12$ rad.s⁻¹ depuis l'état excité.

Les points noirs représentent les mesures de probabilités P_e . Dans le cas de cette mesure, $\tau_{\text{Rabi}} = 27$ ms et $\Omega_{\text{Rabi}} \approx 116$ rad.s⁻¹.

La courbe bleue est issue d'un calcul effectué avec les équations 3.1 d'un système à deux niveaux fermé ($\Gamma_O = 0$ rad.s⁻¹) avec un le temps de vie fini de 52 ms dans l'état excité. Pour de longues durées d'interrogations t_i , les probabilités d'excitations expérimentales tendent vers 0 alors que pour la courbe théorique, elles tendent vers 50 %. Le système ne peut donc pas être considéré comme fermé.

Pour tenir compte de cet effet, les équations de Bloch optiques ont été modifiées pour incorporer un taux de fuite Γ_O . La courbe rouge représente le résultat des équations de Bloch optiques modifiées avec un taux $\Gamma_O = 12$ rad.s⁻¹ depuis l'état excité.

Dépendance du taux de décohérence par rapport à Ω_{Rabi}

Toujours en mesurant les oscillations de Rabi, une différence notable entre les résultats expérimentaux et les résultats issus de la simulation ont été observés. L'atténuation des oscillations de Rabi due au taux de décohérence Γ_C théorique n'était pas en adéquation avec les mesures. Ces différences étaient particulièrement prononcées pour de courtes durées d'interrogations τ_{Rabi} correspondant à de grandes valeurs Ω_{Rabi} .

Pour prendre en compte cet effet, le taux de décohérence Γ_C des équations de Bloch optique a été remplacé par un taux Γ'_C plus important. Ce dernier est déduit d'un ajustement de courbe entre les simulations et les données expérimentales lors des mesures des oscillations de Rabi.

La figure 3.2 montre l'évolution du taux de décohérence Γ'_C associé à la pulsation de Rabi.

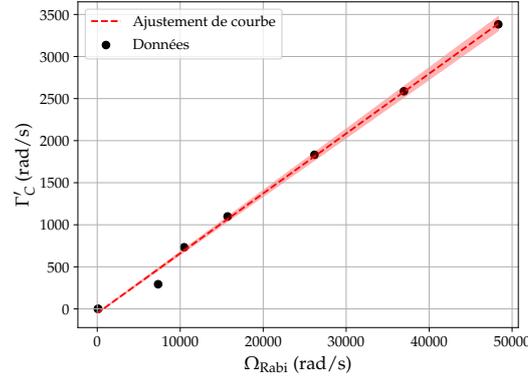


FIGURE 3.2 – **Taux de décohérence Γ'_C en fonction de la pulsation de Rabi.** Les points noirs représentent la grandeur Γ'_C issue de la simulation des équations de Bloch optiques pour différentes intensités du laser. La courbe en pointillé rouge est un ajustement de courbe d'une loi d'évolution $\Gamma'_C = \Gamma_C + \theta\Omega_{\text{Rabi}}$.

Un modèle linéaire entre Γ'_C et Ω_{Rabi} permet de rendre compte de ce phénomène plus marqué pour les importantes intensités du laser d'horloge.

Équations de Bloch optiques modifiées

La modification des équations de Bloch optiques donne lieu au système d'équations suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\rho_{ee}}{dt} = -\Omega_{\text{Rabi}} \text{Im}(\rho_{eg}) - \Gamma'_S \rho_{ee} - \Gamma_O \rho_{ee} \\ \frac{d\rho_{gg}}{dt} = \Omega_{\text{Rabi}} \text{Im}(\rho_{eg}) + \Gamma'_S \rho_{ee} \\ \text{Im}\left(\frac{d\rho_{eg}}{dt}\right) = \frac{\Omega_{\text{Rabi}}}{2} (\rho_{ee} - \rho_{gg}) - \Gamma'_C \text{Im}(\rho_{eg}) + \delta \text{Re}(\rho_{eg}) \\ \text{Re}\left(\frac{d\rho_{eg}}{dt}\right) = -\Gamma_C \text{Re}(\rho_{eg}) - \delta \text{Im}(\rho_{eg}) \end{array} \right. \quad (3.1)$$

Le taux de décohérence Γ_C et le taux d'émission spontané Γ_S des équations de Bloch optiques ont été remplacés par des taux Γ'_S et Γ'_C . Un taux de fuite Γ_O permet «d'ouvrir» le système.

L'ajustement de courbe montré à la figure 3.2 permet de trouver un paramètre $\theta = 0,07$ tel que :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Gamma'_S = \Gamma_S + \theta\Omega_{\text{Rabi}} \\ \Gamma'_C = \Gamma_C + \theta\Omega_{\text{Rabi}} \end{array} \right. \quad (3.2)$$

Les modifications des paramètres de décohérence sont inspirées de la référence [110]. Dans cette dernière, des phénomènes similaires ont été observés. Les auteurs tiennent le bruit des champs magnétiques en interaction avec le système lors de la mesure pour responsable de ces effets.

Dans le cas de cette horloge optique, ces effets pourraient provenir de l'AOM qui pilote le laser d'horloge. En effet, celui-ci ne permet pas une extinction complète du faisceau lumineux lors des interrogations. Aussi, le régime transitoire lors des cycles d'allumage/extinction de l'AOM induit un «*Phase chirp*», du par exemple à l'expansion thermique du crystal [55].

Comparaison du modèle avec les résultats expérimentaux

Ainsi modifiées, les résultats des équations 3.1 s'ajustent aux mesures. La figure 3.3 montrent différents spectres d'excitations en interrogation Ramsey.

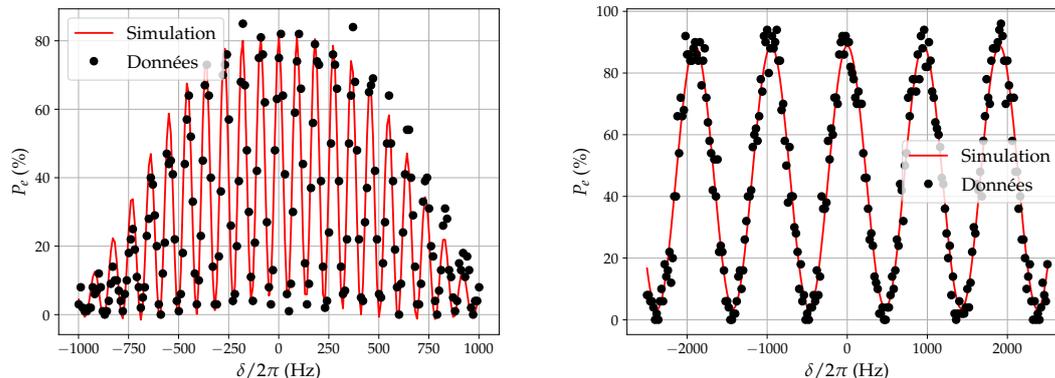


FIGURE 3.3 – **Mesure et simulation de spectres d'excitation.** À gauche, une interrogation Ramsey d'impulsions $\tau_{\text{Ramsey}} = 0,8$ ms séparées par un temps noir $T_D = 10$ ms. À droite, également une interrogation Ramsey de paramètres $\tau_{\text{Ramsey}} = 0,04$ ms et $T_D = 1$ ms. Les points noirs sont les mesures de probabilité d'excitation en fonction du désaccord du laser d'horloge δ . Les courbes rouges sont issues des équations de Bloch optique modifiées.

En conclusion, le fait que le système soit ouvert, modifie les probabilités d'excitation pour de longues durées d'interrogation τ_{Rabi} . En revanche, pour de courtes durées τ_{Rabi} un phénomène de décohérence modifie également les probabilités d'excitations.

Ces phénomènes vont alors impacter la stabilité de l'horloge et les paramètres optimaux de séquences d'interrogations et il est donc important de les prendre en compte. Les équations de Bloch optiques modifiées permettent d'obtenir des résultats en accord avec l'expérience.

3.1.3 Stabilité de l'horloge

Avec le modèle précédemment proposé, il est possible d'évaluer la stabilité relative de fréquence de l'horloge. Dans le cas d'*opticlock*, la fréquence de l'oscillateur $f(t)$ est obtenue en moyennant trois fréquences issues d'interrogations successives dans trois directions orthogonales de l'espace $f_x(t)$, $f_y(t)$ et $f_z(t)$. À la suite de ces dernières, la fréquence d'horloge est $f_x + f_y + f_z/3$, pour annuler le décalage de fréquence quadrupolaire [111, 112]. Pour chaque direction de l'espace, l'asservissement en fréquence est réalisé comme présenté dans la partie 1.1.4.

Fonctionnement du programme de simulation

Génération du bruit de fréquence du laser :

Un programme fourni par la PTB génère un ensemble de n_k valeurs discrètes de bruit de fréquence de type flicker associé à une marche aléatoire de fréquence [113]. La durée entre deux points de bruit de fréquence est t_s . Cette durée est le temps nécessaire pour la mesure de l'état de l'ion lors d'un cycle d'interrogation par le laser d'horloge. Elle comprend la durée d'interrogation de type Rabi ou Ramsey et les temps morts associés à la durée de refroidissement, de préparation d'état, de détection etc. La figure 3.4 montre 50 points de bruit produits avec le programme.

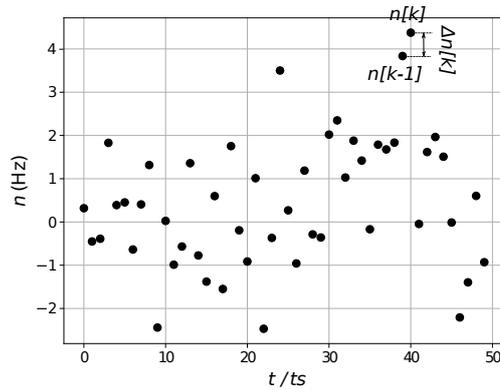


FIGURE 3.4 – Génération d'un bruit discret flicker et d'une marche aléatoire de fréquence. Entre deux séquences d'interrogations successives $k - 1$ et k , le bruit de fréquence qui s'ajoute au laser d'horloge est $\Delta n[k] = n[k] - n[k - 1]$.

Simulation de l'asservissement en fréquence :

Les paramètres de départ de la simulation sont le «gain» g de l'asservissement, la durée des impulsions Rabi ou Ramsey, la durée des temps morts et le bruit du laser d'horloge.

Pour effectuer l'asservissement, la fréquence du laser est décalée d'une quantité $\pm \Delta f$ lors des interrogations. La grandeur Δf , dépendante du type d'interrogation et de la durée des impulsions lumineuses, est déterminée une fois pour toute avant la simulation de l'asservissement en calculant le spectre d'excitation Rabi ou Ramsey en utilisant les équations de Bloch optiques. La figure 3.5 illustre la méthodologie pour l'obtention de Δf .

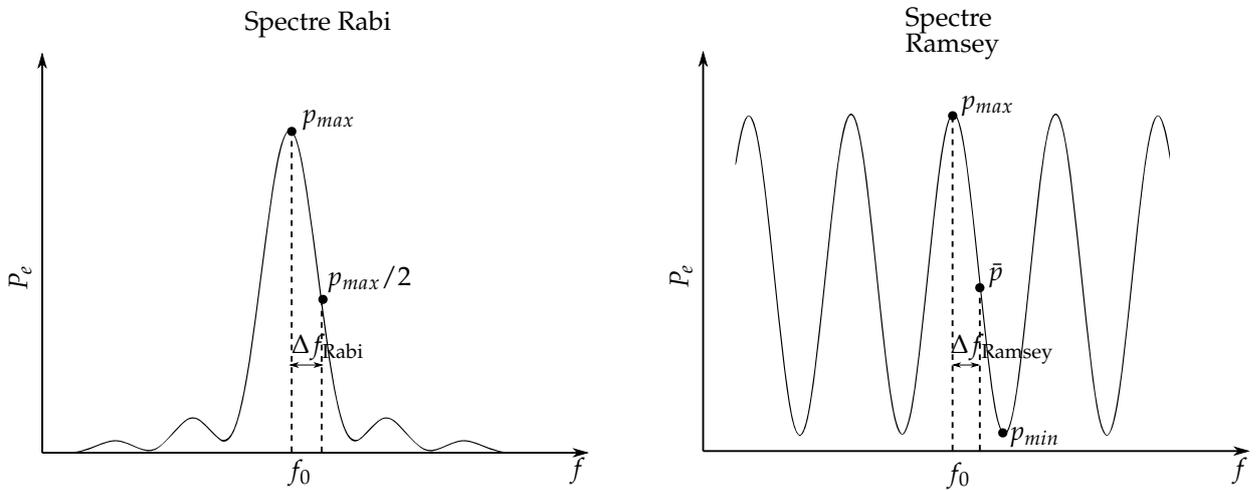


FIGURE 3.5 – Détermination de Δf . Les probabilités d'excitation P_e sont tracées en fonction de la fréquence du laser f dans le cas d'interrogations Rabi (à gauche) et Ramsey (à droite). La fréquence de résonance de la transition est obtenue lorsque $f = f_0$.

La valeur numérique de la probabilité p_{max} , lorsque le laser d'horloge est à la résonance est ainsi accessible tout comme la valeur p_{min} dans le cas d'interrogations Ramsey. Dans le cas d'interrogations Rabi, la largeur Δf_{Rabi} est déterminée en décalant le laser d'horloge de la résonance pour obtenir la probabilité d'excitation $P_e = p_{max}/2$. Dans le cas d'interrogation Ramsey, le décalage Δf_{Ramsey} est obtenu en décalant le laser de la résonance jusqu'à obtenir la probabilité $\bar{p} = (p_{max} + p_{min})/2$.

Comme évoqué plus haut, la fréquence de l'horloge est le résultat d'un asservissement en fré-

quence réalisé en sondant l'ion dans 3 directions orthogonales de l'espace x, y et z . Ces opérations sont réalisées de manière séquentielles et la fréquence de l'horloge est la moyenne des fréquences asservies f_x, f_y, f_z .

Le tableau 3.1 montre l'algorithme utilisé pour simuler l'asservissement de l'horloge. Initialement ($k = 0$), le laser d'horloge est à la résonance. En prenant la fréquence de résonance comme origine des fréquences, $f[k = 0] = 0$. Avant chaque séquence d'interrogation k , le bruit de fréquence du laser est pris en compte avec la quantité $\Delta n[k] = n[k] - n[k - 1]$ (voir figure 3.4). L'ion est d'abord sondé dans la direction x . Au total, quatre interrogations sont effectuées : deux à droite et deux à gauche. Le résultat des interrogations X_j avec $j \in \{1, 2, 3, 4\}$ est un nombre aléatoire qui prend la valeur 0 ou 1. En effet, si l'ion est excité, il n'émet pas de fluorescence, sinon il en émet. Dans le programme, $X_j = 1$ signifie que l'ion se trouve dans l'état excité. La probabilité pour que l'ion soit excité dépend de la fréquence du laser et est donnée par le spectre Rabi ou Ramsey : $P(X_j = 1) = P_e(f_x[k] \pm \Delta f)$. Cette probabilité est calculée en intégrant les équations de Bloch optiques. Les résultats des interrogations sont stockées dans les variables n_d et n_g . Au bout de la quatrième interrogation dans la direction x , la correction $\epsilon_x = g\Delta f \frac{n_g - n_d}{2}$ est effectuée. Le même procédé est ensuite réalisé dans la direction y puis z . Lorsque $k = 12$, le programme produit sa fréquence f . Le processus est ensuite répété.

$k = 0$	$f_x[k] = 0$	$f_y[k] = 0$	$f_z[k] = 0$	$f[k] = 0$
$k = 1$	$f_x[k] = f_x[k - 1] + \Delta n[k]$ $P(X_1 = 1) = P_e(f_x + \Delta f)$	$f_y[k] = f_y[k - 1] + \Delta n[k]$	$f_z[k] = f_z[k - 1] + \Delta n[k]$	$f[k] = f[k - 1]$
$k = 2$	$f_x[k] = f_x[k - 1] + \Delta n[k]$ $P(X_2 = 1) = P_e(f_x + \Delta f)$ $n_d = X_1 + X_2$	\vdots	\vdots	\vdots
$k = 3$	$f_x[k] = f_x[k - 1] + \Delta n[k]$ $P(X_3 = 1) = P_e(f_x - \Delta f)$	\vdots	\vdots	\vdots
$k = 4$	$f_x[k] = f_x[k - 1] + \Delta n[k]$ $P(X_4 = 1) = P_e(f_x - \Delta f)$ $n_g = X_3 + X_4$ $\epsilon_x = g\Delta f \frac{n_g - n_d}{2}$ $f_x = f_x + \epsilon_x$	\vdots	\vdots	\vdots
$k = 5$	$f_x(k) = f_x[k - 1] + \Delta n[k]$	$f_y[k] = f_y[k - 1] + \Delta n[k]$ $P(Y_1 = 1) = P_e(f_y + \Delta f)$	\vdots	\vdots
\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots
$k = 8$	\vdots	$f_y[k] = f_y[k - 1] + \Delta n[k]$ $P(Y_4 = 1) = P_e(f_y - \Delta f)$ $n_g = Y_3 + Y_4$ $\epsilon_y = g\Delta f \frac{n_g - n_d}{2}$ $f_y = f_y + \epsilon_y$	\vdots	\vdots
$k = 9$	\vdots	\vdots	$f_z[k] = f_z[k - 1] + \Delta n[k]$ $P(Z_1 = 1) = P_e(f_z + \Delta f)$	\vdots
\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots
$k = 12$	$f_x(k) = f_x[k - 1] + \Delta n[k]$	$f_y[k] = f_y[k - 1] + \Delta n[k]$	$f_z[k] = f_z[k - 1] + \Delta n[k]$ $P(Z_4 = 1) = P_e(f_z - \Delta f)$ $n_g = Z_3 + Z_4$ $\epsilon_y = g\Delta f \frac{n_g - n_d}{2}$ $f_z = f_z + \epsilon_z$	$f[k] = \frac{f_x + f_y + f_z}{3}$
\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots

TABLE 3.1 – Algorithme utilisé pour simuler l'asservissement en fréquence de l'horloge.

Résultats des simulations :

La figure 3.6 montre à gauche une simulation de la fréquence $f[k]$ de l'oscillateur dans le cas où deux paires d'interrogations sont effectuées pour obtenir un signal d'erreur avec un gain $g = 0,2$ et une durée d'impulsion $\tau_{\text{Rabi}} = 43$ ms.

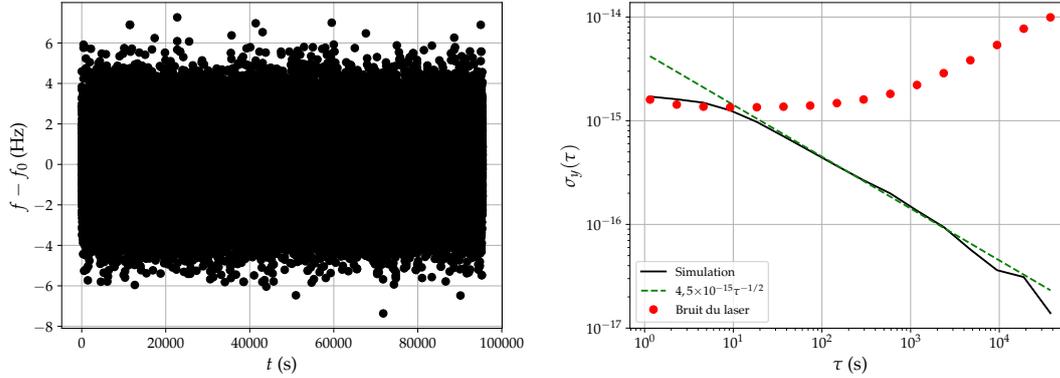


FIGURE 3.6 – **Simulation de la stabilité de l'horloge.** À gauche, simulation de la fréquence du laser d'horloge obtenue avec des interrogations Rabi de durée $\tau_{\text{Rabi}} = 43$ ms. Avec un temps mort de 53 ms dans les étapes d'interrogations, le temps de cycle est $t_c = 12 \times 96$ ms. À droite, en bleu est représenté le calcul de l'écart-type d'Allan de la simulation de l'asservissement en fréquence de l'horloge. En rouge, est représenté l'écart-type du bruit ajouté au laser lors de la simulation. La droite verte montre la pente de la stabilité court-terme mesurée sur *opticklock* pour les mêmes paramètres de séquences d'interrogations que dans la simulation.

À droite de la figure, l'écart type d'Allan de la simulation est représenté en noir. Les points rouges montrent un bruit ajouté au laser d'horloge composé d'un bruit de *flicker* ainsi que d'une marche aléatoire de fréquence. Avec le même gain et la même durée τ_{Rabi} , la stabilité relative de fréquence court terme de l'horloge mesurée évolue en une loi $4,5 \times 10^{-15} \tau^{-1/2}$. Cette pente est représentée par la droite en pointillé verte. Nous pouvons voir que la courbe issue de la simulation est en adéquation avec la mesure.

La stabilité court terme d'une horloge peut être évaluée par la relation 1.1. Dans le cas d'interrogations Rabi ou Ramsey, la stabilité relative de fréquence de l'horloge est estimée par la relation [22] :

$$\sigma_y(\tau) \approx S \frac{1}{\omega_0 T_{eg}} \sqrt{\frac{T_{eg}}{\tau}}, \quad (3.3)$$

avec

$$\begin{cases} S = \sqrt{\frac{1}{2} p_{\max} (1 - \frac{p_{\max}}{2})} \frac{\Delta\omega_{\text{Rabi}} T_{eg}}{p_{\max}} \sqrt{\frac{t_s}{T_{eg}}} & \text{si ce sont des interrogations Rabi,} \\ S = \sqrt{\bar{p}(1 - \bar{p})} \frac{\Delta\omega_{\text{Ramsey}} T_{eg}}{p_{\max} - p_{\min}} \sqrt{\frac{t_s}{T_{eg}}} & \text{si ce sont des interrogations Ramsey.} \end{cases} \quad (3.4)$$

Le temps $T_{eg} = 1/\Gamma_S$ avec Γ_S le taux d'émission spontané de l'état excité.

L'interrogation Rabi d'impulsion $\tau_{\text{Rabi}} = 43$ ms donne lieu à $p_{\max} = 74,3$ % et une demi-largeur $\Delta\omega/2\pi = 10$ Hz. La stabilité relative de fréquence est $\sigma_y(\tau) \approx 1,6 \times 10^{-15} \tau^{-1/2}$.

Le rapport signal à bruit jouant un rôle important dans la stabilité de l'horloge, les impulsions Ramsey doivent être courtes. La durée T_D va définir la largeur des interférences Ramsey. Dans tout ce qui suit, les impulsions Ramsey sont prises avec des durées $\tau_{\text{Ramsey}} = 0,04$ ms. La figure 3.7 montre des simulations de l'évolution des probabilités d'excitation du spectre Ramsey, la largeur des oscillations ainsi que le terme S_{Ramsey} en fonction de T_D , le temps noir entre les impulsions Ramsey.

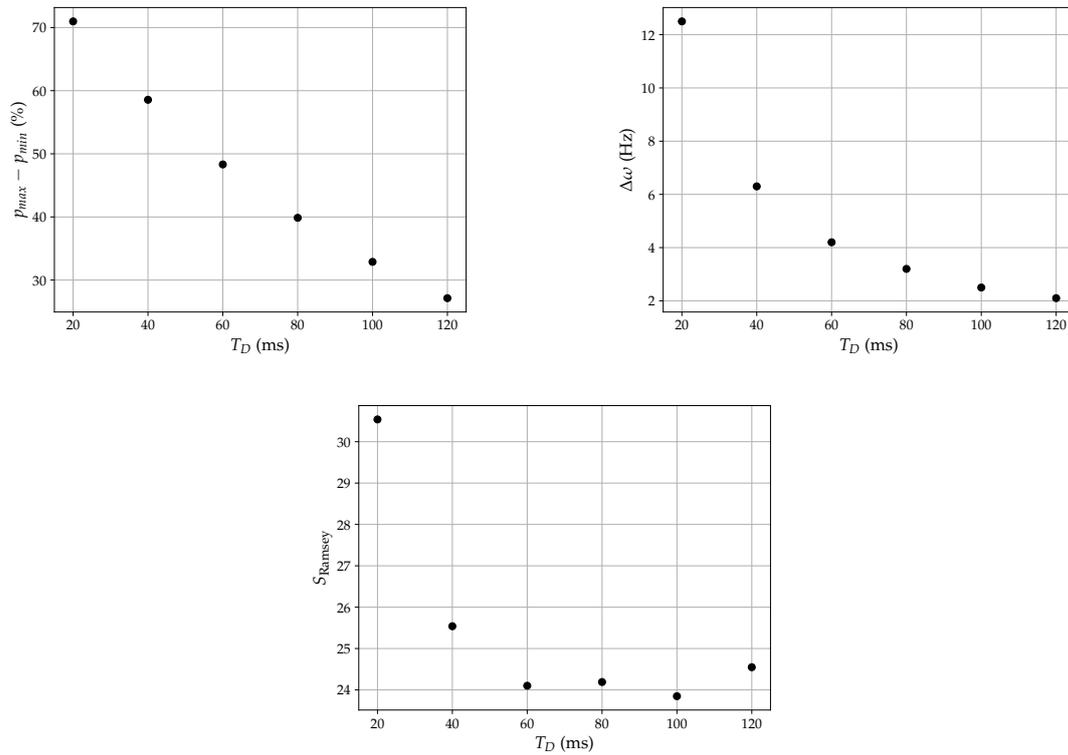


FIGURE 3.7 – Évolution des probabilités d'excitation, de la largeur de raie et du paramètre S_{Ramsey} en fonction de T_D .

Ces grandeurs ont été obtenues en intégrant les équations 3.1. D'après la relation 3.4, l'instabilité de l'horloge est minimisée avec un temps noir T_D compris entre 60 ms et 100 ms. Au-delà de 100 ms, l'instabilité de l'horloge augmente.

La figure 3.8 montre les simulations obtenues sur la stabilité de l'horloge pour différents temps noirs.

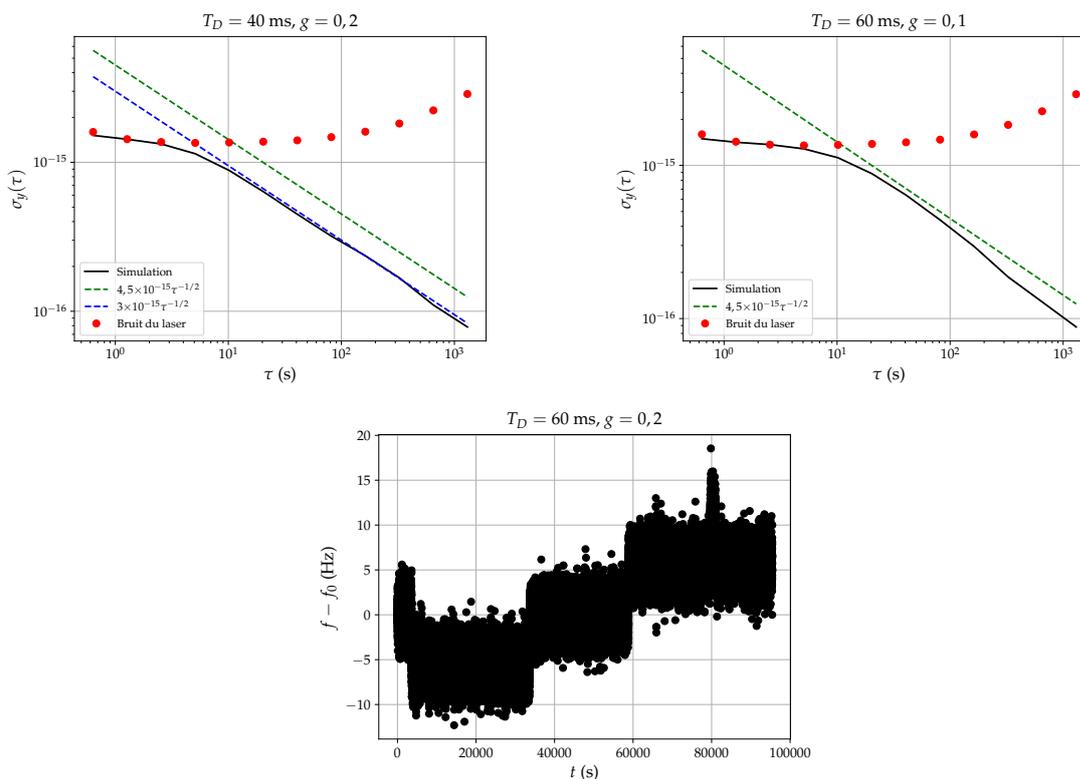


FIGURE 3.8 – **Simulation de la stabilité de l’horloge.** En haut à gauche, calcul de la déviation d’Allan pour un temps noir $T_D = 40$ ms et un gain $g = 0,2$. En haut à droite, le temps noir est $T_D = 60$ ms et $g = 0,1$. En bas, les fluctuations de fréquences de l’horloge pour un temps noir $T_D = 60$ ms et $g = 0,2$.

La meilleure stabilité a été obtenue avec un temps noir de $T_D = 40$ ms et un gain $g = 0,2$. La stabilité de l’horloge est alors améliorée par rapport au schéma initial d’interrogation Rabi avec $\sigma_y(\tau) = 3 \times 10^{-15} \tau^{-1/2}$.

Pour des durées T_D plus longues, l’instabilité de l’horloge augmente. En effet, même si les largeurs des franges de Ramsey sont réduites, un gain relativement faible peut provoquer des sauts de fréquence montrant que le système s’asservit sur les franges voisines de la frange centrale. Ce phénomène est montré en bas de la figure avec un gain $g = 0,2$ et un temps noir $T_D = 60$ ms. Le gain doit alors être réduit pour ne plus observer ce genre de phénomène augmentant ainsi l’instabilité de l’horloge.

Ainsi, en prenant en compte le bruit du laser, les résultats de la simulation diffèrent significativement des résultats des équations 3.3 et 3.4. Malheureusement, ces résultats n’ont pas pu être observés expérimentalement sur l’horloge en raison de problèmes techniques advenus à la fin de mon séjour.

En conclusion, pour tenir compte d’effets observés expérimentalement, les équations de Bloch optique prédisant le comportement de l’ion, modélisé par un système à deux niveaux, ont dû être modifiées. Ces phénomènes impactent le comportement de l’ion à la fois pour des échelles de temps longues et courtes. Dans le cas d’interrogation de type Ramsey, ces phénomènes sont particulièrement importants à prendre en compte puisque les impulsions lumineuses ont été choisies avec de courtes durées pour augmenter le contraste des franges et le temps noir séparant ces impulsions est relativement long pour réduire la largeur spectrale de ces dernières.

En prenant en compte le bruit de laser, les simulations montrent que l’instabilité du système augmente au-delà d’un temps noir $T_D = 40$ ms. Avec un gain $g = 0,2$, des impulsions lumineuses d’une durée $\tau_{\text{Ramsey}} = 0,04$ ms et un temps noir $T_D = 40$ ms, la stabilité de l’horloge devrait être

améliorée à $\sigma_y(\tau) = 3 \times 10^{-15} \tau^{-1/2}$ au lieu de $\sigma_y(\tau) = 4,5 \times 10^{-15} \tau^{-1/2}$ avec des interrogations de type Rabi. Cette amélioration est tout de même notable en raison du faible temps vie de l'ion dans son état excité qui limite la stabilité de l'horloge.

3.2 Mise en place du laser d'horloge

Pour effectuer la spectroscopie de la transition d'horloge, le laser utilisé doit être préstabilisé en fréquence. En effet, il doit présenter un bruit en fréquence intégré sur la durée d'une mesure inférieur à la largeur de la raie $\Gamma \approx 3$ Hz de la transition.

Actuellement, nous ne disposons pas de cavité optique à 435 nm ou 871 nm pour la stabilisation en fréquence du laser d'horloge. Une telle cavité va être prochainement achetée et mise en place dans l'expérience.

Nous disposons néanmoins, au sein du département, d'un laser asservi en fréquence sur une cavité Fabry-Pérot ultra-stable à une longueur d'onde de 1542 nm ayant une stabilité relative de fréquence court terme d'environ 2×10^{-15} [97]. Un peigne de fréquence optique, asservi sur le laser ultra-stable, est alors utilisé pour transférer la stabilité de la cavité sur le laser d'horloge [114].

Dans cette partie, nous verrons dans un premier temps la présentation du peigne optique de fréquence ainsi que la cavité ultra-stable sur laquelle il est asservi. Dans un second temps, nous verrons le montage optique utilisé pour le laser d'horloge. Enfin nous verrons la mise en place des éléments optiques et le banc RF de stabilisation en fréquence du laser d'horloge sur le peigne. Une mesure des fluctuations de fréquence en boucle fermée est présentée.

3.2.1 Peigne de fréquence optique et cavité ultra-stable

Dans le domaine temporel, un peigne de fréquence émet un train d'impulsions séparées d'une durée $1/f_r$, où f_r est appelé taux de répétition.

Le spectre du peigne de fréquence est ainsi composé d'une multitude de modes longitudinaux régulièrement espacés par le taux de répétition f_r . La fréquence f_n d'un mode n est donnée par l'équation

$$f_n = f_0 + n f_r, \quad (3.5)$$

où f_0 est un décalage de fréquence par rapport à l'origine. Le peigne de fréquence optique utilisé est commercial² et les paramètres f_r et f_0 sont des paramètres libres. Pour le transfert de stabilité, ces grandeurs ont été asservies sur le laser ultra-stable en utilisant la technique «f-2f» [115].

Le laser ultra-stable est un laser commercial ayant une longueur d'onde de 1542 nm stabilisé en fréquence sur une cavité Fabry-Pérot par la technique Pound Drever-Hall (PDH). La cavité est commerciale³ et est placée dans une enceinte ultra-vide. Une photographie de la cavité est présentée figure 3.9.

2. Menlo Systems FC1500-250-WG, Er fiber-based modelocked laser.

3. ADVANCED THIN FILMS.



FIGURE 3.9 – Photographie de la cavité Fabry-Pérot ultra-stable.

De forme sphérique, sa longueur est de 5 cm et est basée sur une conception du NIST [116]. La finesse de la cavité est $\mathcal{F} = 400000$ et possède un point d'inversion en température à $10,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ [117].

3.2.2 Montage optique du laser d'horloge à 435,5 nm

La figure 3.10 montre le montage optique du laser d'horloge. Un ECDL d'une longueur d'onde de 870 nm délivre un faisceau d'une puissance d'environ 66 mW. Une puissance optique de 10 mW est envoyée vers le peigne de fréquence à travers une fibre ayant un couplage de 75%. L'autre partie du faisceau est doublée en fréquence par un cristal PPLN fibré (d'un couplage de 50%) et d'une efficacité de conversion de 60 %/W. Un faisceau d'une longueur d'onde de 435,5 nm avec une puissance de 250 μW est ainsi obtenu. Pour le contrôle fin en intensité et en fréquence, un AOM en configuration double passage est utilisé. L'ordre 0 de diffraction émis par l'AOM est envoyé vers le λ -mètre pour la lecture en fréquence du laser. Enfin le laser d'horloge est envoyé vers l'enceinte à vide où se trouve l'ion piégé à travers une fibre à maintien de polarisation ayant un couplage d'environ 80%.

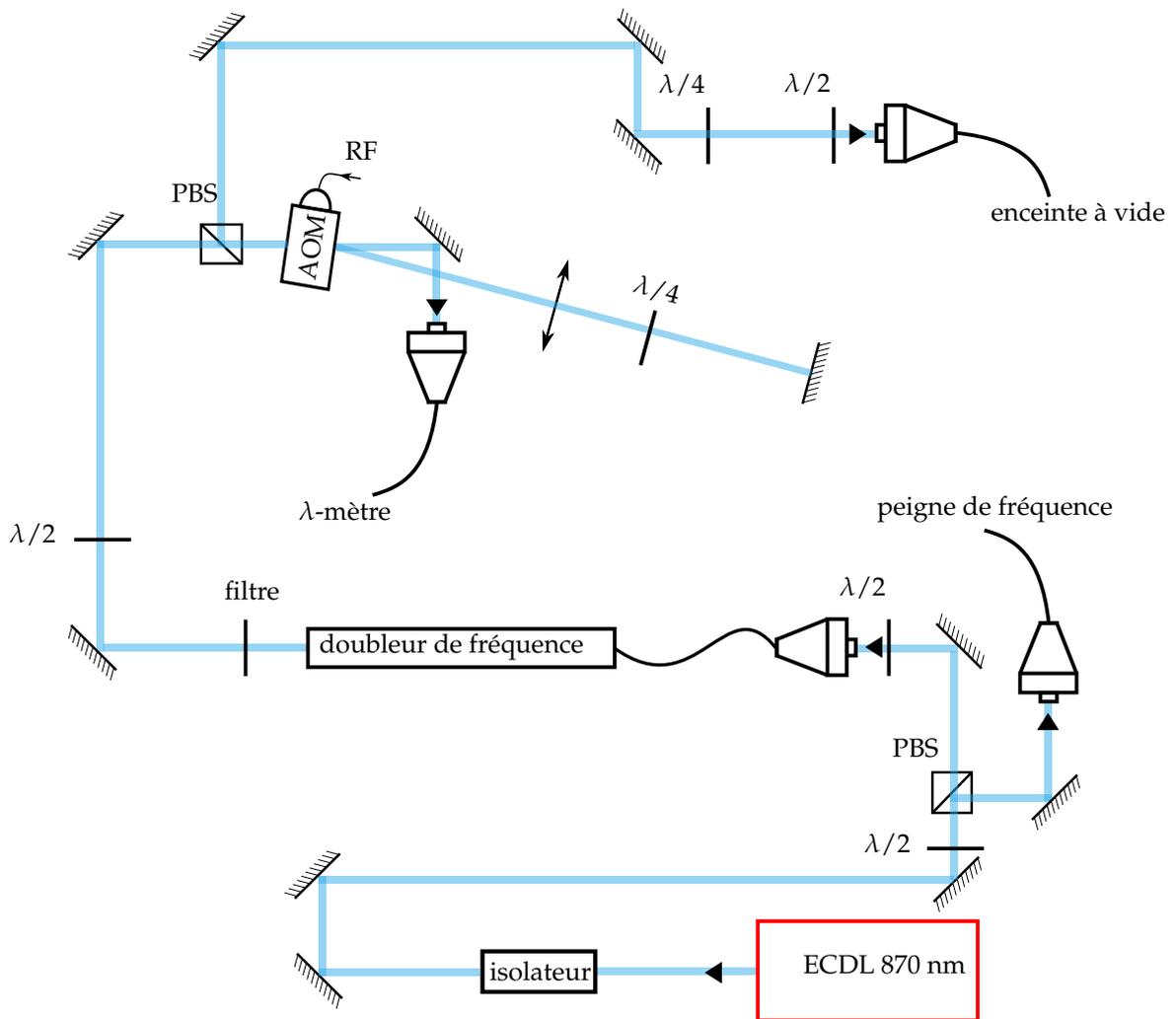


FIGURE 3.10 – Schéma optique du laser d'horloge.

3.2.3 Asservissement du laser d'horloge sur le peigne de fréquence optique

Comme présenté dans la partie précédente, une partie du faisceau laser à 870 nm est envoyée vers le peigne de fréquence optique pour réaliser un battement avec une de ses composantes spectrales. La figure 3.11 montre un schéma pour la détection hétérodyne entre le laser d'horloge et le peigne de fréquence.

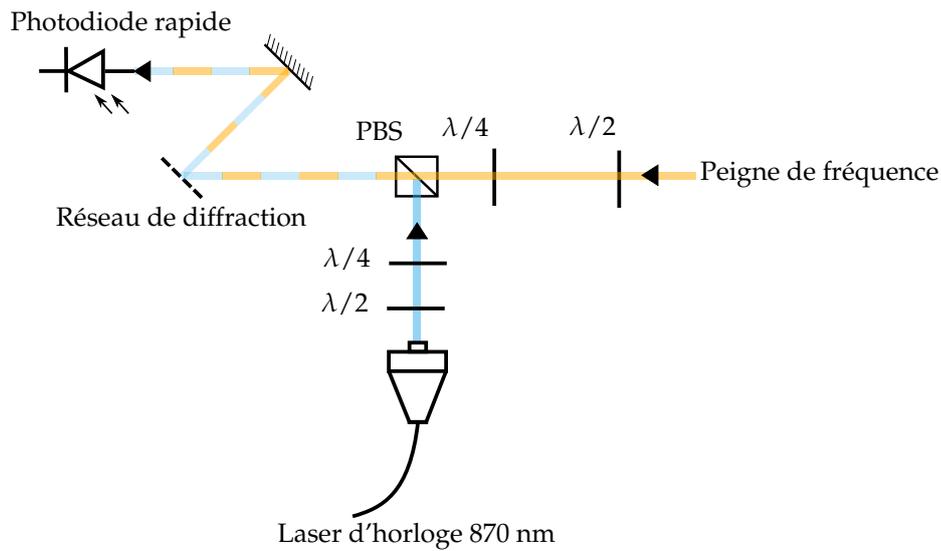


FIGURE 3.11 – Schéma optique pour réaliser un battement entre le peigne de fréquence et le laser d'horloge. Un cube polarisant (PBS) ainsi que des lames d'ondes sont utilisés pour mélanger le faisceau issu du peigne de fréquence et du laser d'horloge. Le réseau de diffraction sépare les diverses composantes spectrales du peigne de fréquence pour ne sélectionner que les composantes spectrales d'une longueur d'onde proche de 870 nm.

Une photodiode rapide, d'une bande de 1 GHz, permet de mesurer le battement entre le peigne de fréquence et le laser d'horloge. La figure 3.12 montre un schéma du signal de la photodiode observé grâce à un analyseur de spectre.

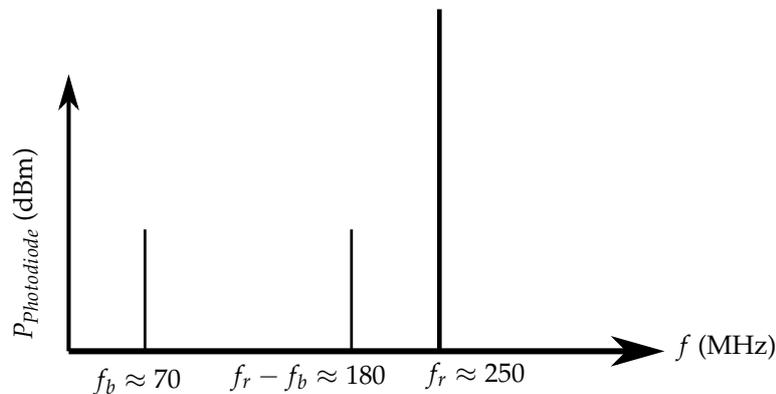


FIGURE 3.12 – Schéma du signal de la photodiode observé à l'analyseur de spectre.

La photodiode permet de mesurer la fréquence de répétition $f_r \approx 250$ MHz du peigne de fréquence. La fréquence du laser est réglée proche de la fréquence de résonance de la transition d'horloge de l'ion grâce au lambdamètre. Lorsque le battement est réalisé, une composante spectrale à une fréquence $f_b = 70$ MHz est observée. Il existe alors une autre composante spectrale à la fréquence $f_r - f_b$.

La figure 3.13 montre le banc RF utilisé pour l'obtention du signal d'erreur. Ce montage est dicté par des aspects pratiques. Pour asservir en fréquence le laser, la composante du signal de la photodiode à la fréquence f_b ou à la fréquence $f_r - f_b$ peut être choisie. La fréquence f_b a été sélectionnée parce que nous disposons d'un filtre passe-bande à cette fréquence. Pour utiliser un diviseur réduisant le bruit de phase intégré du signal, ce signal est ensuite multiplié par un signal

à 100 MHz issu d'un maser à hydrogène. La composante à 170 MHz est alors sélectionnée par un filtre passe-bande car la fréquence d'entrée du diviseur doit être d'au moins 100 MHz. Après la division en fréquence d'un facteur 8, le signal est finalement démodulé par un synthétiseur à 21,2 MHz référencé sur le maser.

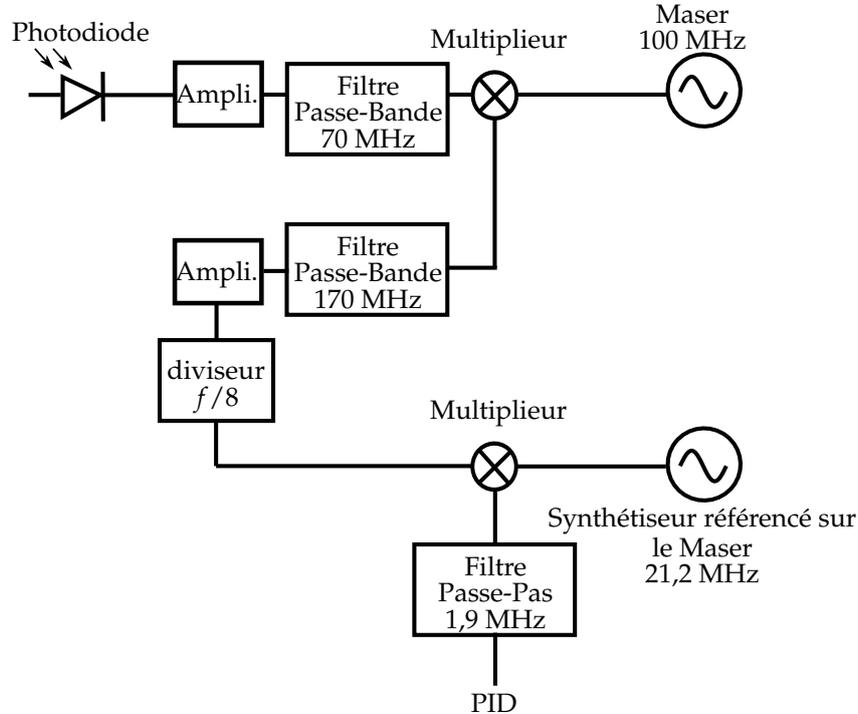


FIGURE 3.13 – Schéma du banc RF d'obtention du signal d'erreur.

Ce signal d'erreur est utilisé pour asservir le laser d'horloge sur le peigne grâce à un système d'asservissement (PID)⁴. Des mesures de fluctuations de fréquences ont été effectuées, au sein de la boucle d'asservissement (*in-loop-measurement*), grâce à un compteur avant la démodulation du signal à 21,2 MHz et sont présentées figure 3.14.

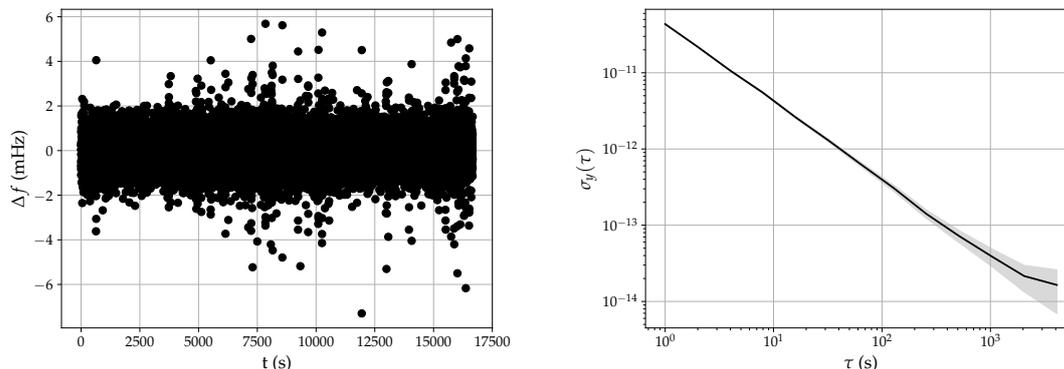


FIGURE 3.14 – Mesure du signal d'erreur à 21,2 MHz. À gauche, mesure des fluctuations de fréquences Δf du battement en fonction de temps t avant la démodulation par le signal à 21,2 MHz. À droite, écart-type d'Allan de la stabilité relative de fréquence du signal de gauche. La stabilité relative de fréquence est environ 3×10^{-11} à une seconde et décroît en $\tau^{-1/2}$.

4. TOPTICA FALC 110.

La mesure précédente montre le bon fonctionnement de l'asservissement du laser sur le peigne de fréquence. Néanmoins, en raison du confinement lié à la COVID-19 ainsi qu'un dysfonctionnement du peigne de fréquence optique, une mesure de stabilité *out-of-loop* n'a pas pu être effectuée. La mesure de cette dernière pourrait être réalisée de manière similaire avec un second peigne de fréquence asservi sur une cavité ultra-stable.

3.3 Paramètres de piégeage pour la nouvelle puce

Pour déterminer les paramètres de piégeage d'ions avec la nouvelle puce, une étape de simulation est nécessaire. La nouvelle puce doit piéger des ions avec des fréquences séculaires radiales importantes pour être dans le régime de Lamb-Dicke (voir section 1.5.1). La profondeur de piège doit aussi être la plus grande possible. La connaissance de ces paramètres, amplitude et fréquence du piège, déterminent la conception du résonateur RF (voir section 2.3).

De plus, pour minimiser l'excès de micromouvement, des champs statiques doivent être ajoutés pour compenser les champs statiques parasites. L'excès de micromouvement est compensé lorsque les minima de potentiels RF et DC coïncident.

Dans le cadre de cette thèse, deux pièges ont été utilisés : un prototype dont la géométrie des électrodes est rectangulaire et un autre piège présentant des électrodes avec des formes plus complexes, notamment trapézoïdales. La figure 3.15 montre des photographies des deux pièges utilisés.

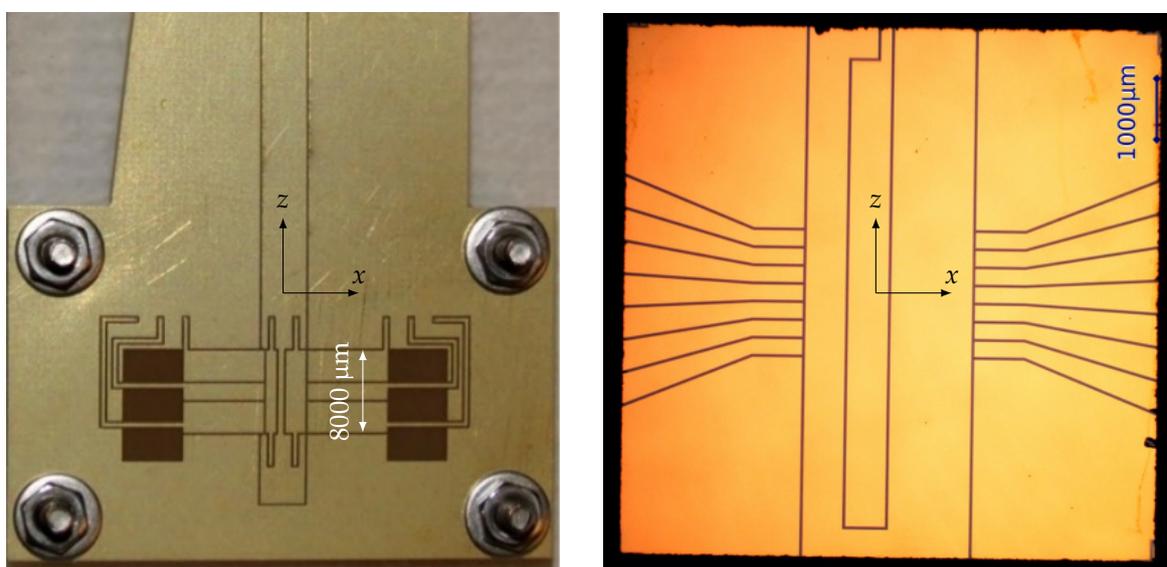


FIGURE 3.15 – Photographies des pièges utilisés durant la thèse. À gauche, le piège prototype. À droite, une photographie du nouveau piège fabriqué au sein du département.

L'axe z est un axe parallèle à la direction longitudinale des électrodes RF. L'axe x est perpendiculaire à l'axe z et appartient au plan de la puce. L'axe y est perpendiculaire au plan de la puce. En faisant une analogie avec les pièges de Paul linéaires, la direction z est appelée direction axiale et les directions transverses x et y sont les directions radiales.

Dans cette partie, nous discuterons de la conception de la nouvelle puce et expliquerons la méthode utilisée pour nos simulations réalisées grâce au langage de programmation Python. Les résultats des simulations seront comparés aux résultats expérimentaux obtenus avec le piège prototype. Des calculs de tensions à ajouter aux électrodes DC seront présentés pour compenser les champs statiques parasites. Enfin, nous présenterons les résultats de la simulation appliqués à la nouvelle puce.

3.3.1 Conception de la nouvelle puce

La conception du nouveau piège [41] a été réalisée dans l'optique d'avoir une distance ion-électrodes d importante comparée aux autres pièges surfaciques que nous pouvons retrouver dans la littérature (quelques dizaines voir une centaine de microns). Une distance d relativement importante permet de réduire le taux de chauffage induit par le bruit électrique perçu par l'ion et

qui dégrade les performances de d'horloge (voir section 1.5.1).

Un premier piège prototype a été fabriqué par l'entreprise CIBel dans le but de commencer rapidement des expériences de piégeage d'ions. En parallèle une nouvelle puce était conçue et fabriquée au sein de l'institut afin de maîtriser tous les procédés de fabrications.

Le piège prototype possède deux électrodes RF et sept électrodes DC de contrôle. Le substrat est en FR-4 (*Flame Resistant 4*), une résine epoxy renforcée de fibre de verre, sur lequel ont été déposées des couches de cuivre ($\approx 18 \mu\text{m}$), de nickel ($\approx 5 \mu\text{m}$) et d'or ($\approx 1,5 \mu\text{m}$). L'interpiste entre les électrodes est de $120 \mu\text{m}$. Les électrodes ont une épaisseur totale de $25 \mu\text{m}$. Les électrodes RF présentent un rapport d'asymétrie de deux en terme de largeur afin d'incliner les axes propres radiaux du pseudopotentiel par rapport à ceux de la puce. Les dimensions des électrodes RF sont de $600 \times 8000 \mu\text{m}^2$ et $1200 \times 8000 \mu\text{m}^2$ auxquelles il faut soustraire les interpistes. Avec de telles dimensions des électrodes RF, la distance de piégeage est $d \approx 500 \mu\text{m}$. La figure 3.16 montre le piège monté sur une céramique (MACOR) avant d'être placé dans l'enceinte à vide.

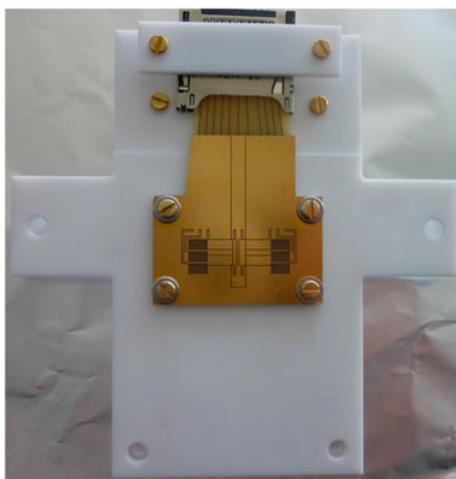


FIGURE 3.16 – Piège prototype monté sur une plaque en céramique. Les connexions électriques se font grâce à un connecteur SD.

Le rapport d'aspect, inversement proportionnel à la surface de diélectrique vue depuis la position de l'ion, est de 0,21. Les surfaces isolantes, principalement dues à la grande valeur de l'interpiste, présentent le désavantage d'accumuler des charges créant ainsi des potentiels parasites s'additionnant au potentiel de piégeage. Le substrat en FR-4 utilisé pour le piège prototype n'est pas un matériau compatible pour l'ultra-vide en raison de son dégazage important, bien que des expériences avec des céramiques en «*Rogers*» ont démontré de très bon niveaux de vide [118].

Le nouveau piège Au-Si entièrement fabriqué en salle blanche est supporté par un *chip-carrier* commercial⁵. La puce est de forme carrée de 8 mm de côté. Elle possède 19 électrodes DC et une unique électrode RF. Cette dernière est quasiment coupée en deux par l'électrode DC centrale. Ses dimensions latérales sont d'environ $600 \times 8000 \mu\text{m}^2$ et $1200 \times 8000 \mu\text{m}^2$. L'interpiste est de $20 \mu\text{m}$. Cette géométrie supprime l'excès de micromouvement produit par le déphasage des tensions RF (voir section 1.3.5). Les électrodes ont une épaisseur de $200 \mu\text{m}$. Elles sont obtenues par dépôt d'une couche de titane ($\approx 30 \text{ nm}$) et d'or ($\approx 250 \text{ nm}$) sur un substrat conducteur en silicium dopé.

5. PGA 06835002.

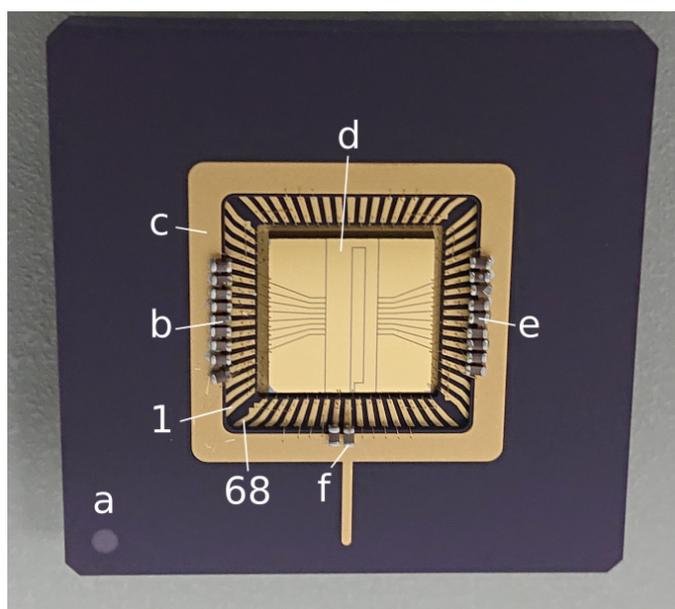


FIGURE 3.17 – Nouvelle puce développée à Femto-ST. Elle est montée sur son *chip-carrier*.

Le minimum de potentiel généré par le piège est situé à une distance $d \approx 550 \mu\text{m}$. Les matériaux utilisés sont tous compatibles avec les contraintes de l'ultra-vide. Le rapport d'aspect est d'environ 10 et doit permettre de réduire l'influence des champs parasites sur le potentiel de piégeage.

3.3.2 Calcul du potentiel électrique

Pour évaluer le champ électrique perçu par l'ion, le potentiel généré par les électrodes surfaciques doit être calculé en tout point de l'espace. De manière générale, un calcul d'éléments finis peut être réalisé en résolvant l'équation de Laplace, en utilisant le logiciel COMSOL par exemple, où les conditions aux limites sont imposées par les tensions appliquées aux électrodes. Dans le cas particulier des électrodes surfaciques rectangulaires, il existe une formule analytique permettant de calculer le champ électrique donnée par M. G. House [73]. Pour des électrodes planaires de formes quelconques, il existe une formule plus générale faisant intervenir des intégrations [119]. Dans les deux cas de figure précédemment mentionnés, les électrodes sont supposées parfaitement planes. Dans ce qui suit, nous verrons comment calculer le champ électrique généré par une électrode surfacique de forme quelconque puis nous nous placerons dans le cas particulier d'une électrode rectangulaire.

Cas d'une électrode planaire de forme quelconque

Les électrodes sont disposées dans le plan $y = 0$. Soit une électrode i occupant une région de l'espace Δ_i . Le contour de cette région est noté $\partial\Delta_i$. Cette électrode est mise à un potentiel $V_{0,i}$ par rapport à la masse.

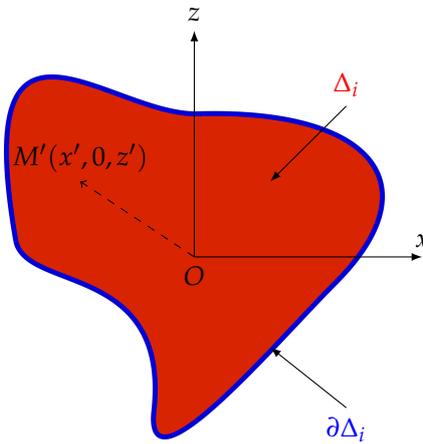


FIGURE 3.18 – Illustration d'une électrode planaire de forme quelconque dans le plan $y = 0$. En rouge est la région de l'espace Δ_i où le potentiel $V_{0,i}$ est appliqué. En bleu est représenté le contour $\partial\Delta_i$ de l'électrode. Le point M' de coordonnées $(x', 0, z')$ est un point appartenant à la région Δ_i .

Dans le plan $y = 0$, le potentiel est soumis aux conditions suivantes :

$$V_i(x, 0, z) = \begin{cases} V_{0,i} & \text{si } (x, z) \in \Delta_i, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (3.6)$$

Pour $y > 0$, le potentiel électrique généré par l'électrode i au point $\mathbf{r} = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y + z\mathbf{e}_z$ est donné par [119]

$$V_i(\mathbf{r}) = \frac{V_{0,i}}{2\pi} \int_{\Delta_i} \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \cdot \mathbf{e}_y}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dx' dz', \quad (3.7)$$

où $\mathbf{r}' = x'\mathbf{e}_x + z'\mathbf{e}_z$ dénote les coordonnées d'un vecteur quelconque situé dans la région Δ_i . Le champ électrique généré par l'électrode i est donné par [119] :

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}) = \frac{V_{0,i}}{2\pi} \oint_{\partial\Delta_i} \frac{d\mathbf{r}' \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}. \quad (3.8)$$

Cas d'une électrode plane de forme rectangulaire

Dans le cas d'électrodes rectangulaires, il existe une solution analytique à l'intégrale 4.14 [73]. Soit une électrode rectangulaire j qui occupe une région de l'espace délimitée par $[x_1, x_2] \times [z_1, z_2]$ dans le plan $y = 0$ et mise au potentiel $V_{0,j}$.

Dans le plan $y = 0$, nous avons les conditions suivantes :

$$V_j(x, 0, z) = \begin{cases} V_{0,j} & \text{si } (x, z) \in [x_1, x_2] \times [z_1, z_2], \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (3.9)$$

Dans un plan $y > 0$, le potentiel électrique généré par l'électrode j est donné par [73]

$$\begin{aligned} V_j(\mathbf{r}) = & \frac{V_{0,j}}{2\pi} \left(\arctan \left[\frac{(x_2 - x)(z_2 - z)}{y\sqrt{y^2 + (x_2 - x)^2 + (z_2 - z)^2}} \right] \right. \\ & - \arctan \left[\frac{(x_1 - x)(z_2 - z)}{y\sqrt{y^2 + (x_1 - x)^2 + (z_2 - z)^2}} \right] \\ & - \arctan \left[\frac{(x_2 - x)(z_1 - z)}{y\sqrt{y^2 + (x_2 - x)^2 + (z_1 - z)^2}} \right] \\ & \left. + \arctan \left[\frac{(x_1 - x)(z_1 - z)}{y\sqrt{y^2 + (x_1 - x)^2 + (z_1 - z)^2}} \right] \right). \end{aligned} \quad (3.10)$$

Comparaison des deux approches

À titre d'exemple, la figure 3.19 montre les résultats de calcul d'une coupe de potentiel électrique dans le plan $z = 0$ pour une plaque carrée d'une taille de $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ centrée sur l'origine du repère. Les calculs ont été réalisés en utilisant la formule analytique 3.10 ou l'intégration numérique donnée par 4.14. La tension appliquée sur la plaque est de 10 V et la grille de points utilisée dans ce calcul est de 200×200 . Les deux approches donnent des résultats très similaires. L'erreur entre les deux formules se concentre dans les régions proche du plan $y = 0$. Dans ce calcul, l'erreur maximale entre les deux formules est d'environ 4×10^{-9} V.

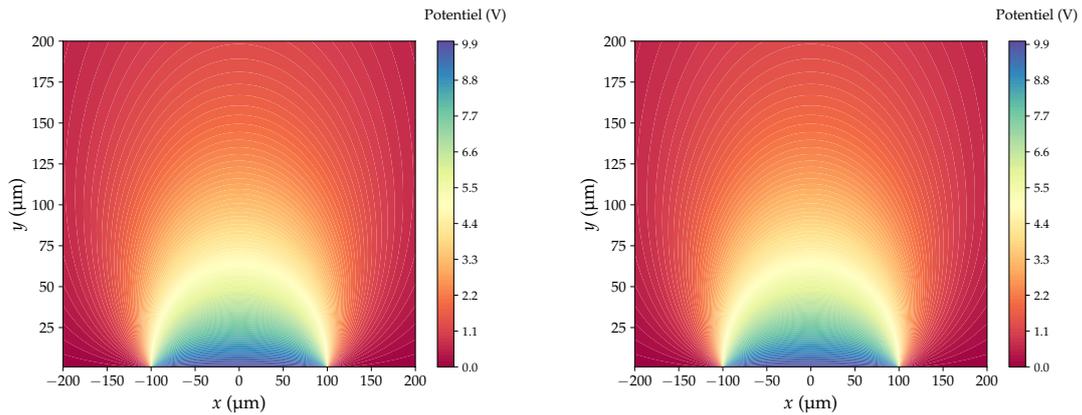


FIGURE 3.19 – Coupe d'un potentiel électrique généré par une électrode. À gauche, le potentiel électrique a été calculé avec la formule analytique 3.10. À droite, le potentiel électrique a été calculé numériquement avec la formule 4.14.

Calcul du pseudopotentiel électrique

De la formule 1.57, le pseudopotentiel électrique s'écrit

$$\Psi_{\text{pseudo}} = \frac{e}{4m\Omega^2} (\nabla\Phi_{RF})^2. \quad (3.11)$$

Dans le cadre de cette thèse, nous pouvons calculer de manière analytique le pseudopotentiel dans le cas des deux types de pièges utilisés. Le potentiel Φ_{RF} généré par la tension RF d'amplitude V_{RF} peut être calculé à l'aide de la formule 3.10. Le calcul des dérivées partielles du champ RF est réalisé par un logiciel comme Mathematica ou le module Sympy de Python. Concernant le nouveau piège, l'unique électrode RF peut être subdivisée en plusieurs électrodes rectangulaires pour appliquer la formule 3.10 (voir section 3.3.4).

3.3.3 Contrôle des paramètres du piège par les électrodes DC

Cette partie est dédiée à l'utilisation des électrodes DC pour le contrôle des différents paramètres du piège. La modification de la tension d'une électrode DC affecte plusieurs paramètres du piège comme la position du minimum du potentiel total, la fréquence séculaire axiale, l'angle des axes propres du piège, etc.

Nous aborderons dans cette partie une méthode pour le contrôle d'un paramètre du piège laissant inchangé les autres. Elle a été implémentée dans le but de réduire l'excès de micromouvement. Elle permet également de trouver les tensions à appliquer aux électrodes DC pour obtenir un confinement axial d'une fréquence $\omega_z/2\pi$ donnée.

Approximation du potentiel

La méthode consiste à évaluer l'influence du potentiel électrique généré par une électrode DC sur la position du minimum du pseudopotentiel où se situe l'ion piégé. Toutes les électrodes du piège que nous désirons utiliser pour le contrôle des paramètres de piégeage sont mises à 1 V. Le potentiel électrique généré par l'électrode i soumise à une tension de 1 V peut être approximé autour du minimum RF par une fonction [71, 79]

$$S_i(\mathbf{r}) \approx \alpha_{x,i}x^2 + \alpha_{y,i}y^2 + \alpha_{z,i}z^2 + \gamma_i xy + \beta_{x,i}x + \beta_{y,i}y + \beta_{z,i}z + cste. \quad (3.12)$$

La modélisation de la sensibilité de l'ion S_i à l'électrode i fait apparaître des paramètres intéressants. Les paramètres $\alpha_{j,i}$, avec $j \in \{x, y, z\}$, décrivent la courbure du potentiel. Le paramètre γ_i est relatif à l'angle des axes propres dans le plan $x - y$. Les paramètres $\beta_{j,i}$ décrivent des champs électriques statiques susceptibles de faire traduire la particule.

Supposons que nous ayons n électrodes mises aux tensions $V_1, V_2, V_3, \dots, V_n$. Le potentiel statique total dû à toutes les électrodes s'écrit alors localement

$$\Phi_{DC}(\mathbf{r}) \approx \alpha_x x^2 + \alpha_y y^2 + \alpha_z z^2 + \gamma xy + \beta_x x + \beta_y y + \beta_z z \quad (3.13)$$

$$\approx \sum_i (\alpha_{x,i}x^2 + \alpha_{y,i}y^2 + \alpha_{z,i}z^2 + \gamma_i xy + \beta_{x,i}x + \beta_{y,i}y + \beta_{z,i}z) V_i \quad (3.14)$$

Puisque le potentiel DC total est la contribution des n électrodes, nous avons l'équation suivante :

$$\begin{pmatrix} \alpha_x \\ \alpha_y \\ \alpha_z \\ \gamma \\ \beta_x \\ \beta_y \\ \beta_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_{x,1} & \alpha_{x,2} & \cdots & \alpha_{x,n} \\ \alpha_{y,1} & \alpha_{y,2} & \cdots & \alpha_{y,n} \\ \alpha_{z,1} & \alpha_{z,2} & \cdots & \alpha_{z,n} \\ \gamma_1 & \gamma_2 & \cdots & \gamma_n \\ \beta_{x,1} & \beta_{x,2} & \cdots & \beta_{x,n} \\ \beta_{y,1} & \beta_{y,2} & \cdots & \beta_{y,n} \\ \beta_{z,1} & \beta_{z,2} & \cdots & \beta_{z,n} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ \vdots \\ V_{n-2} \\ V_{n-1} \\ V_n \end{pmatrix} \Leftrightarrow \boldsymbol{\alpha} = M_{fit} \mathbf{V}. \quad (3.15)$$

M_{fit} est une matrice de taille $7 \times n$. L'idée est alors de calculer la matrice pseudo-inverse de M_{fit} , que nous noterons M_{fit}^{-1} de taille $n \times 7$, afin de trouver une solution de norme minimale à l'équation

$$\mathbf{V} = M_{fit}^{-1} \boldsymbol{\alpha}. \quad (3.16)$$

Les tensions obtenues \mathbf{V} devront alors être ajoutées aux tensions des électrodes DC pour effectuer l'action désirée inscrite dans le vecteur $\boldsymbol{\alpha}$.

Obtention d'une pulsation ω_z

Le confinement axial de l'ion est réalisé uniquement par les électrodes DC. Pour obtenir un confinement axial ω_z dans le cadre de l'approximation harmonique du potentiel, la courbure correspondante est alors donnée par

$$\alpha_z = \frac{m\omega_z^2}{2e}, \quad (3.17)$$

où e désigne la charge de l'ion. En pratique, le champ RF peut aussi induire un confinement dans cette direction. Si c'est le cas, la valeur du confinement désirée doit être corrigée en évaluant la pulsation $\omega_{z,RF}$ créée par la RF [71]

$$\alpha_{z,c} = \frac{m}{2e}(\omega_z^2 - \omega_{z,RF}^2). \quad (3.18)$$

Le potentiel généré par les électrodes DC doit de plus respecter l'équation de Laplace. En imposant par exemple $\alpha_x = \alpha_y = -\alpha_z/2$, l'équation est respectée. Les tensions à appliquer aux électrodes DC pour avoir un confinement axial avec telle pulsation sont alors données par l'équation 3.16 avec

$$\alpha = (-\alpha_z/2, -\alpha_z/2, \alpha_z, 0, 0, 0, 0) \quad (3.19)$$

où le vecteur α a été écrit en ligne plutôt qu'en colonne par commodité.

Translation du minimum de potentiel total

L'ajout d'un champ statique β_z , par exemple, a pour effet de translater l'ion dans la direction z . Pour ajouter un champ statique de 1 V.m^{-1} au niveau de la position de piégeage, nous imposons

$$\alpha = (0, 0, 0, 0, 0, 0, 1), \quad (3.20)$$

et ajoutons les tensions \mathbf{V} issues de l'équation 3.16 aux tensions DC du piège. Dans ce qui suit les champs statiques à ajouter pour effectuer une translation $\Delta = \Delta_x \mathbf{e}_x + \Delta_y \mathbf{e}_y + \Delta_z \mathbf{e}_z$ sont calculés.

Le pseudopotential total étant approximé par l'équation 3.14, nous avons au minimum de potentiel \mathbf{r}_0 :

$$\begin{cases} \frac{\partial \phi}{\partial x}(\mathbf{r} = \mathbf{r}_0) = 2\alpha_x x_0 + \gamma y_0 + \beta_x = 0 \\ \frac{\partial \phi}{\partial y}(\mathbf{r} = \mathbf{r}_0) = 2\alpha_y y_0 + \gamma x_0 + \beta_y = 0. \\ \frac{\partial \phi}{\partial z}(\mathbf{r} = \mathbf{r}_0) = 2\alpha_z z_0 + \beta_z = 0 \end{cases} \quad (3.21)$$

Pour réaliser un déplacement de l'ion suivant la direction x par exemple, nous cherchons les champs statiques $\beta_{+,x}, \beta_{+,y}, \beta_{+,z}$, à ajouter tels qu'ils induisent un déplacement Δ_x du minimum de potentiel. Après l'ajout de ces champs, le potentiel total s'écrit

$$\Phi_{DC}(\mathbf{r}) = \alpha_x x^2 + \alpha_y y^2 + \alpha_z z^2 + \gamma xy + \beta_x x + \beta_y y + \beta_z z + \beta_{+,x} x + \beta_{+,y} y + \beta_{+,z} z. \quad (3.22)$$

En $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 + \Delta_x \mathbf{e}_x$ se situe désormais le minimum de potentiel et nous avons les conditions suivantes :

$$\begin{cases} 2\alpha_x(x_0 + \Delta_x) + \gamma y_0 + \beta_x + \beta_{+,x} = 0 \\ 2\alpha_y y_0 + \gamma(x_0 + \Delta_x) + \beta_y + \beta_{+,y} = 0. \\ 2\alpha_z z_0 + \beta_z + \beta_{+,z} = 0 \end{cases} \quad (3.23)$$

D'après les équations (3.21), le système d'équations se simplifie en

$$\begin{cases} 2\alpha_x \Delta_x + \beta_{+,x} = 0 \\ \gamma \Delta_x + \beta_{+,y} = 0. \\ \beta_{+,z} = 0 \end{cases} \quad (3.24)$$

Par le même raisonnement, nous pouvons connaître les champs statiques à ajouter pour obtenir un déplacement Δ_y et Δ_z .

Par linéarité du champ électrique, le déplacement d'un ion d'une quantité Δ est donc obtenu avec

$$\alpha = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ -2\alpha_x\Delta_x - \gamma\Delta_y \\ -\gamma\Delta_x - 2\alpha_y\Delta_y \\ -2\alpha_z\Delta_z \end{pmatrix}. \quad (3.25)$$

Les tensions à ajouter pour avoir la translation désirée sont alors données par l'équation 3.16.

3.3.4 Résultats des simulations

Piège prototype

La simulation du piège prototype est un bon élément de départ pour valider le modèle utilisé. La géométrie de ce piège est uniquement constituée d'électrodes rectangulaires. Nous pouvons donc utiliser une méthode purement analytique dans le calcul des potentiels électriques à l'aide de la formule 3.10. L'espace entre les électrodes de $120 \mu\text{m}$ a été pris en compte dans la simulation. La figure 3.20 montre une vue schématique du piège utilisé.

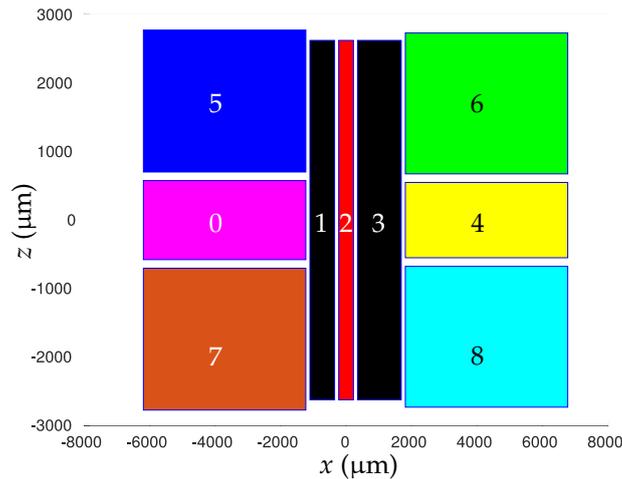


FIGURE 3.20 – **Prototype du piège de Paul surfacique utilisé.** En noir, les électrodes RF et en couleur, les sept électrodes DC. Les électrodes ont été numérotées.

Pseudopotentiel

La figure 3.21 montre une coupe du pseudopotentiel généré par le piège dans le plan $z = 0$. L'amplitude V_{RF} utilisée est d'environ 135 V avec une fréquence $\Omega/2\pi = 5,695$ MHz. Ces valeurs sont issues des valeurs utilisées expérimentalement pour piéger des ions.

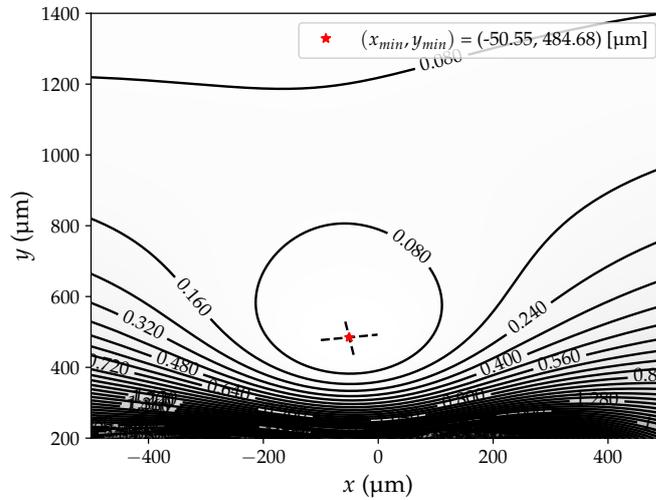


FIGURE 3.21 – Coupe du pseudopotentiel généré par le piège surfacique prototype dans le plan $z = 0$. Les traits noirs pleins représentent les équipotentielles.

L'étoile rouge indique le minimum de potentiel et les traits dessinés en pointillés montrent les axes propres radiaux du pseudopotentiel. Les résultats de la simulation donnent une position de piégeage de l'ion

$$(x_{\min\text{RF}}, y_{\min\text{RF}}) \approx (-51 \mu\text{m}, 485 \mu\text{m})$$

L'angle d'inclinaison des axes propres radiaux est d'environ 10 degrés et la profondeur du piège est de 89 meV limitée par la direction y .

Potentiel total

La figure 3.22 montre une coupe du pseudopotentiel total dans le plan $z = 0$ en ajoutant les potentiels créés par les électrodes DC. Le couple $(x_{\min\text{TOT}}, y_{\min\text{TOT}})$ détermine la position du minimum de potentiel indiqué par l'étoile rouge dans la figure de gauche.

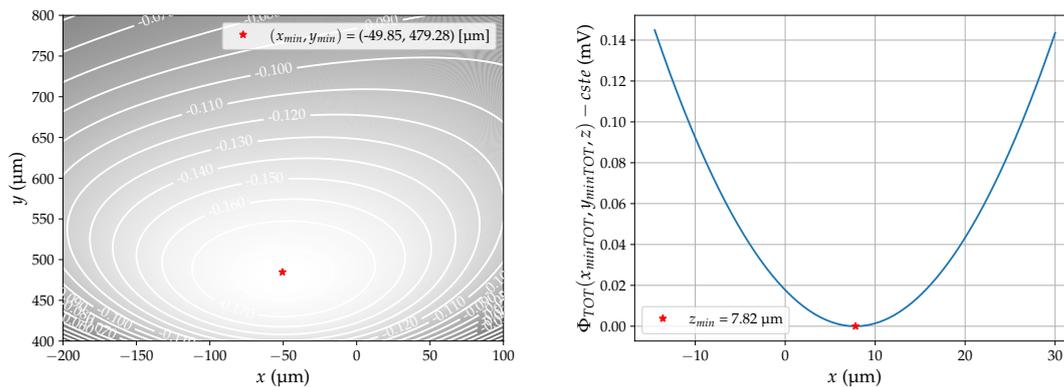


FIGURE 3.22 – Pseudo-potentiel total du piège prototype. A gauche, la coupe du pseudopotentiel total dans plan $z=0$. Les traits blancs pleins indiquent des équipotentielles. À droite, un tracé du pseudopotentiel total le long de l'axe z pour un couple (x, y) correspondant au minimum de potentiel dans le plan $z = 0$.

Les tensions DC utilisées pour la simulation sont celles issues de la pratique et ont pour va-

leurs :

$$\begin{aligned} V_0 &= -8,755 \text{ V}, & V_2 &= -0,277 \text{ V}, & V_4 &= -8,755 \text{ V} & V_5 &= 6,325 \text{ V} \\ V_6 &= -1,175 \text{ V}, & V_7 &= 6,475 \text{ V}, & V_8 &= -1,025 \text{ V} \end{aligned} \quad (3.26)$$

Stabilité et fréquences séculaires

Pour déterminer la stabilité du piégeage, nous devons évaluer les matrices A et Q définies par les relations 1.29. Le calcul des dérivées partielles a été effectué avec une méthode de différence finie. Les résultats sont les suivants :

$$A = \begin{pmatrix} -1.10^{-3} & -4.10^{-4} & -2.10^{-5} \\ -3.10^{-4} & 2.10^{-4} & -5.10^{-6} \\ -2.10^{-5} & -5.10^{-6} & 1.10^{-3} \end{pmatrix} \quad Q = \begin{pmatrix} 0,16 & 0,05 & 0 \\ 0,05 & -0,16 & 0 \\ 0 & 0 & -0,002 \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

L'évaluation du commutateur $[A, Q]$ donne

$$[A, Q] = \begin{pmatrix} 0 & 4.10^{-5} & 3.10^{-6} \\ -4.10^{-5} & 0 & 8.10^{-8} \\ -3.10^{-6} & -8.10^{-8} & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.28)$$

En comparant terme à terme les éléments de $[A, Q]$ par rapport aux matrices A et Q , le commutateur peut être considéré comme quasiment nul. Il existe donc une base commune dans laquelle les matrices A et Q sont simultanément diagonales. Les paramètres $a_i - q_i$ de l'équation de Mathieu dans cette base sont

$$\begin{cases} q = (0,17; -0,16; 0) \\ a = (-1.10^{-3}; 3.10^{-4}; 1.10^{-3}). \end{cases} \quad (3.29)$$

Quelle que soit la direction considérée, les paramètres $a_i - q_i$ sont négligeables devant l'unité montrant la stabilité des solutions. Les fréquences séculaires sont alors données par la relation 1.35 soit :

$$\begin{cases} \omega_z/2\pi \approx 91 \text{ kHz} \\ \omega_r/2\pi \approx (327; 343) \text{ kHz}, \end{cases} \quad (3.30)$$

où $\omega_z/2\pi$ et $\omega_r/2\pi$ sont respectivement les fréquences séculaires axiale et radiale.

La méthode de l'intégration de l'équation de Mathieu a aussi été utilisée pour comparaison. Les valeurs propres de la matrice $U(\pi)$ décrites dans la section 1.3.3 sont telles que

$$\begin{cases} |\tilde{\mu}_1| = 1 - 7.10^{-8} \approx 1 \\ |\tilde{\mu}_2| = 1 + 3.10^{-8} \approx 1 \\ |\tilde{\mu}_3| = 1. \end{cases} \quad (3.31)$$

Les solutions sont donc stables. En évaluant les parties imaginaires des $\tilde{\mu}_j$, les fréquences séculaires sont telles que

$$\begin{cases} \omega_z/2\pi = 91 \text{ kHz} \\ \omega_r/2\pi = (328; 346) \text{ kHz}. \end{cases} \quad (3.32)$$

L'intégration de l'équation 1.28 sur un intervalle plus grand permet de tracer la trajectoire de l'ion piégé. La figure 3.23 montre les composantes $x(\tau)$ et $z(\tau)$ du mouvement de l'ion avec $\tau = \Omega t/2$ et t le temps.

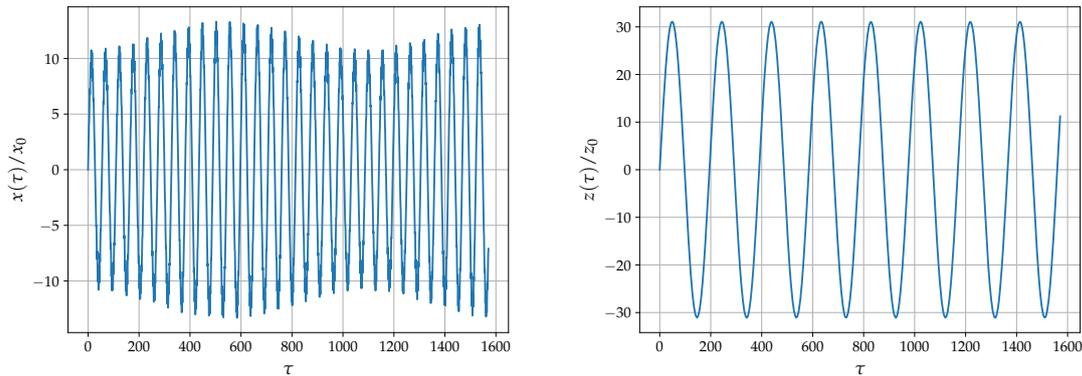


FIGURE 3.23 – **Solutions de l'équation de Mathieu 1.28 obtenues après intégration numérique.** À gauche le mouvement de l'ion piégé suivant l'axe x . À droite, le mouvement de l'ion piégé suivant l'axe z . Les grandeurs x_0 et z_0 sont les conditions initiales de la position de l'ion suivant les axes x et z .

Du fait du couplage des équations dans le référentiel de la puce x, y et z , le mouvement de l'ion suivant l'axe x est une combinaison des mouvements de l'ion suivant les axes propres radiaux du piège d'où l'observation d'un battement. Une FFT des solutions obtenues permet d'extraire les fréquences séculaires suivantes :

$$\begin{cases} \omega_z/2\pi = 92 \text{ kHz} \\ \omega_r/2\pi = (330; 342) \text{ kHz.} \end{cases} \quad (3.33)$$

Le tableau 3.2 montre une comparaison des résultats théoriques et expérimentaux (voir partie 4.1.2) .

Résultats	$\omega_z/2\pi$ (kHz)	$\omega_x/2\pi$ (kHz)	$\omega_y/2\pi$ (kHz)	Stabilité
Expérience	90,5	339	351	oui
Relation 1.35	91 ($\epsilon_r = 0,55 \%$)	327 ($\epsilon_r = 3,6 \%$)	343 ($\epsilon_r = 2,3 \%$)	oui
Intégration de 1.30	91 ($\epsilon_r = 0,55 \%$)	328 ($\epsilon_r = 3,3 \%$)	346 ($\epsilon_r = 1,4 \%$)	oui

TABLE 3.2 – **Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux.**

Les écarts relatifs ϵ_r entre les mesures et les prédictions théoriques sont de l'ordre de quelques pour cent. La stabilité des solutions est aussi en accord avec les observations. Le modèle utilisé pour les simulations est donc validé.

Tensions à ajouter pour effectuer des déplacements

Les résultats du calcul des sensibilités S_i des électrodes DC à la position du minimum du pseudopotential sont présentés dans les tableaux 4.1 et 4.2 en annexe. Après avoir effectué le calcul des coefficients de l'approximation harmonique du pseudopotential total généré avec les électrodes DC soumises aux tensions données par 4.4, nous obtenons les valeurs suivantes :

$$\begin{cases} \alpha_x = 3,90.10^6 \text{ V.m}^{-2} \\ \alpha_y = 4,49.10^6 \text{ V.m}^{-2} \\ \alpha_z = 2,95.10^5 \text{ V.m}^{-2} \\ \gamma = -1,03.10^5 \text{ V.m}^{-2}. \end{cases} \quad (3.34)$$

Le tableau 3.3 montre les tensions à ajouter à nos valeurs expérimentales pour effectuer un déplacement de l'ion de 1 μm suivant les directions de la puce x, y, z ou les axes propres du

pseudopotentiel x' , y' , z . Pour de faibles déplacements, les tensions à ajouter ont une relation linéaire avec le déplacement voulu.

	x'	y'	z	x	y
V_0 (V)	0,194	0,036	0,000	0,197	-0,003
V_2 (V)	-0,002	-0,000	-0,000	-0,002	0,000
V_4 (V)	-1,610	-0,296	-0,001	-1,636	0,021
V_5 (V)	-0,313	-0,058	-0,026	-0,318	0,004
V_6 (V)	1,191	0,219	0,041	1,211	-0,016
V_7 (V)	-0,037	-0,007	0,026	-0,038	0,000
V_8 (V)	0,350	0,064	-0,041	0,355	-0,004

TABLE 3.3 – Tensions à ajouter aux électrodes pour effectuer un déplacement du minimum du pseudopotentiel total.

La figure 3.24 montre le calcul du pseudopotentiel total après avoir ajouté les tensions pour effectuer un déplacement de $1 \mu\text{m}$ selon la direction z . Nous voyons que les minimums de potentiel obtenus dans les directions x et y restent inchangés (voir la figure 3.22) tandis que le minimum de potentiel le long de la direction z s'est bien déplacé de la valeur désirée.

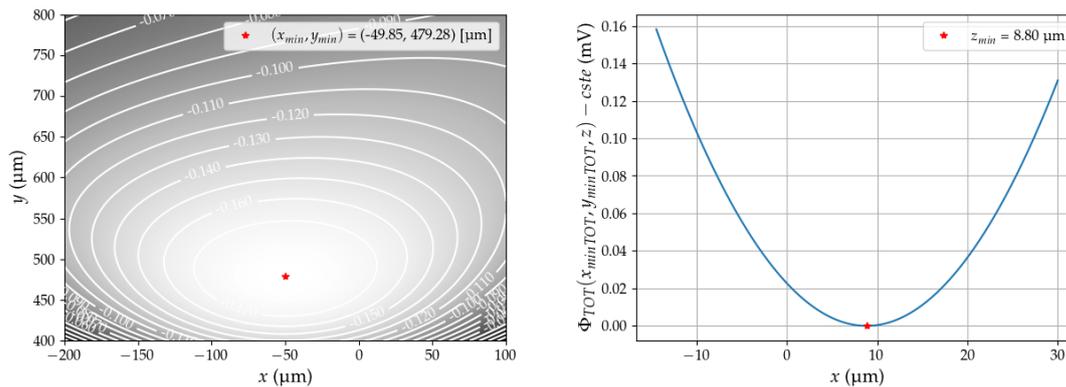


FIGURE 3.24 – Calcul du pseudopotentiel total après l'ajout des tensions. À gauche, la coupe du pseudopotentiel total dans le plan $z = 0$. À droite, le tracé du pseudopotentiel total le long de l'axe z .

Comme nous l'avons indiqué dans la partie 4.2.2, le déplacement de la position de piégeage de l'ion avec cette méthode a été validé expérimentalement.

Nouveau Piège

Géométrie

La géométrie du second piège utilisé dans cette thèse fait intervenir des formes plus complexes que celles du piège prototype. Nous ne pouvons donc pas utiliser une méthode purement analytique dans le calcul des potentiels. Néanmoins, nous pouvons mailler le plus possible le piège avec des formes rectangulaires afin d'utiliser autant que possible la formule de House garantissant des temps de calcul beaucoup plus courts qu'une méthode entièrement numérique. La figure 3.25 montre un schéma de la puce ainsi que le maillage utilisé.

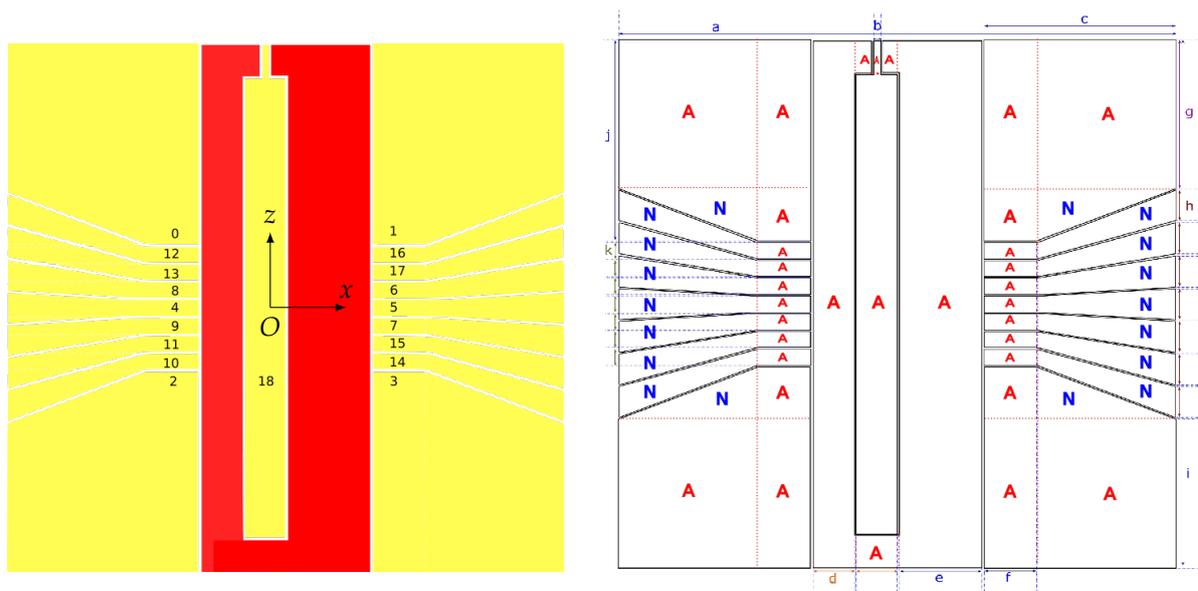


FIGURE 3.25 – Schéma du piège de Paul surfacique. À gauche, la numérotation des électrodes est présentée. Les électrodes DC sont en jaune tandis que l'électrode RF est en rouge. À droite est représenté le maillage utilisé pour l'étude du piège. Les zones en pointillés où se trouvent les lettres capitales rouges *A*, indiquent que la formule analytique de House 3.10 peut être utilisée dans cette zone. Les zones indiquées par des lettres capitales bleues *N* montrent les endroits où un calcul numérique est effectué avec la formule 4.14.

Dans l'étude de la puce, l'interpiste de $20 \mu\text{m}$ a été prise en compte. L'électrode RF peut être subdivisée en 5 zones rectangulaires permettant un calcul purement analytique du pseudopotentiel. Les électrodes "endcaps", aux extrémités de la puce, peuvent être subdivisées en 4 zones dont une fait intervenir un calcul numérique. L'électrode centrale est subdivisée en 2 zones tout comme les électrodes de contrôle où des calculs analytiques de potentiels peuvent être réalisés. Les autres électrodes de contrôle sont découpées en deux zones faisant intervenir à la fois un calcul analytique et un calcul numérique (voir partie 4.4.3 de l'annexe). Dans le cas du calcul numérique, la région délimitant une zone de calcul est de la forme $\Delta = [x_1, x_2] \times [a_1x_1 + b_1, a_2x_2 + b_2]$ où les termes a_i et b_i , $i \in \llbracket 1, 2 \rrbracket$, représentent respectivement la pente et l'ordonnée à l'origine d'une droite d'équation $z_i = ax_i + b_i$.

Calcul du pseudopotentiel

La figure 3.26 montre le calcul du pseudopotentiel pour une amplitude $V_{RF} = 200 \text{ V}$ et une fréquence RF $\Omega/2\pi = 3,5 \text{ MHz}$.

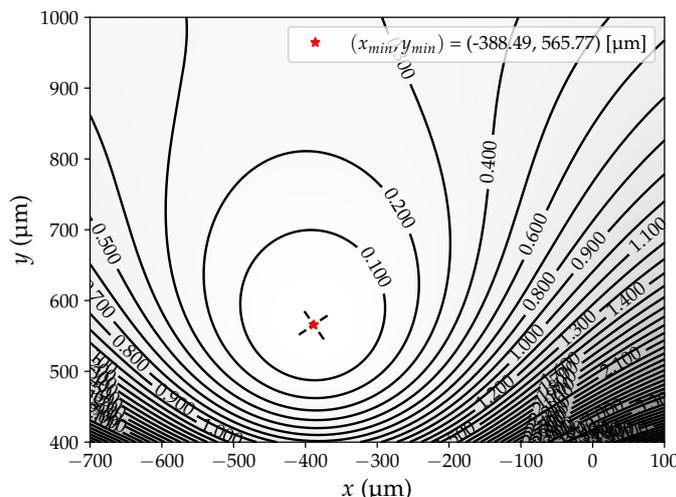


FIGURE 3.26 – Coupe du pseudopotentiel dans le plan $z = 0$ pour la nouvelle géométrie de piégeage.

L'étoile rouge montre la position du minimum du potentiel située aux coordonnées $x_{minRF} = -388 \mu\text{m}$ et $y_{minRF} = 566 \mu\text{m}$ par rapport au référentiel de la puce dont son origine se trouve être proche du centre de la puce. L'angle entre l'axe propre radial y' du piège par rapport à l'axe de la puce y est d'environ 34° . Dans ce cas de figure, la profondeur du piège, limitée par la direction radiale y , est de 287 meV .

La nouvelle puce, dans ce régime de fonctionnement, permettrait donc d'atteindre une profondeur de piégeage plus importante que le piège prototype avec un refroidissement plus efficace dans la direction y' .

Tensions à appliquer afin d'obtenir un confinement axial de 80 kHz.

Les calculs des coefficients de la matrice M_{fit} sont présentés dans la partie 4.4.3 en annexe. Les formules 3.19 et 3.16 ont été utilisées pour connaître les tensions DC à appliquer aux électrodes pour obtenir un confinement axial avec une fréquence séculaire de 80 kHz. La valeur de 80 kHz est un compromis pour obtenir le confinement axial le plus important possible tout en laissant une marge de manœuvre pour d'éventuelles ajouts de tensions. Les tensions calculées sont présentées dans le tableau 3.4.

V_0 (V)	2,362	V_7 (V)	-4,985	V_{14} (V)	-2,739
V_1 (V)	-3,835	V_8 (V)	-4,445	V_{15} (V)	-4,379
V_2 (V)	5,740	V_9 (V)	-5,944	V_{16} (V)	-2,509
V_3 (V)	-5,321	V_{10} (V)	-1,412	V_{17} (V)	-3,893
V_4 (V)	-6,558	V_{11} (V)	-2,689	V_{18} (V)	-0,793
V_5 (V)	-5,340	V_{12} (V)	1,413		
V_6 (V)	-4,692	V_{13} (V)	-1,002		

TABLE 3.4 – Tensions pour obtenir un confinement axiale de 80 kHz.

Pour vérifier si les tensions calculées effectuent l'action désirée, un tracé du pseudopotentiel total est présenté en figure 3.27.

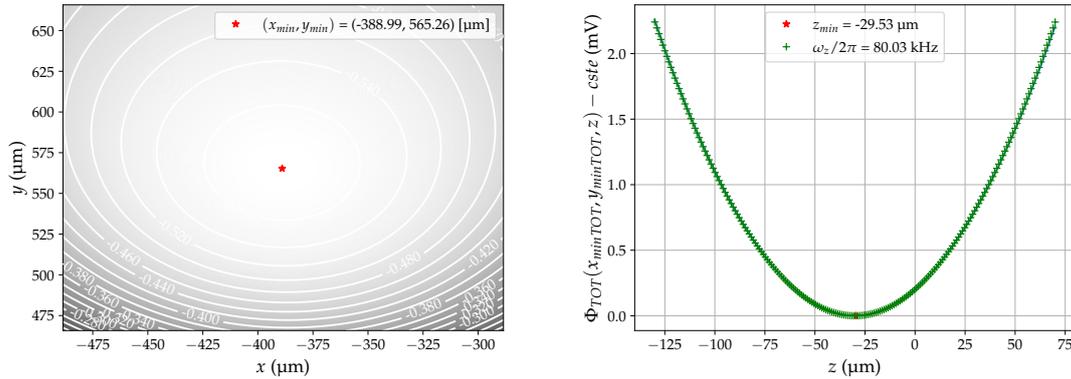


FIGURE 3.27 – **Calcul du Pseudopotentiel total.** À gauche, la coupe du pseudopotentiel total dans le plan $z = 0$. À droite, le pseudopotentiel total est tracé en fonction de l'axe z . Les croix vertes représentent un ajustement de courbe permettant d'extraire une fréquence séculaire de 80,03 kHz.

Les minimums de potentiels dans les directions radiales n'ont que très légèrement changé. La position du minimum de potentiel dans la direction axiale est à $-30 \mu\text{m}$ de l'origine du référentiel.

Paramètres de piégeage RF du nouveau piège

Pour trouver les paramètres RF de piégeage, des cartes ont été tracées. Ces dernières portent sur la stabilité, les paramètres $a_i - q_i$ des équations de Mathieu associées, les fréquences séculaires radiales et la profondeur du piège. L'amplitude simulée de la tension RF V_{RF} évolue sur un intervalle de 10 V à 300 V. La fréquence du signal $\Omega_{RF}/2\pi$ évolue sur une gamme de fréquence allant de 2 MHz à 10 MHz. Les résultats sur la stabilité et les fréquences séculaires ont été obtenus en intégrant l'équation de Mathieu généralisée. Puisque $[A, Q] \approx 0$, les paramètres $a_i - q_i$ sont définis et calculés.

La figure 3.28 montre le domaine de stabilité du piège. Pour un couple $(\Omega_{RF}/2\pi, V_{RF})$, les points noirs représentent la convergence des solutions de l'équation de Mathieu tandis que les points blancs montrent l'instabilité.

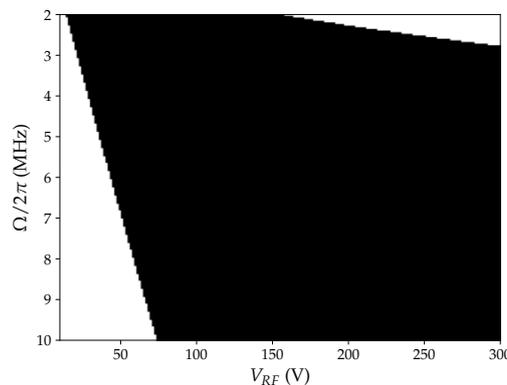


FIGURE 3.28 – **Domaine de stabilité du piège.** Les zones noire et blanche montrent respectivement la stabilité et l'instabilité des solutions.

La figure 3.29 montre la carte de la fréquence séculaire radiale le long de l'axe x' .

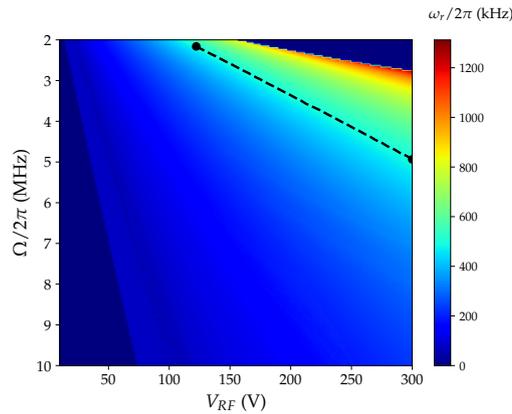


FIGURE 3.29 – Carte de fréquence séculaire radiale. La ligne en pointillés noire montre les points tels que $\omega_r = 500$ kHz.

Pour une amplitude V_{RF} donnée, la fréquence séculaire augmente lorsque la fréquence de piégeage $\Omega/2\pi$ diminue. Ce comportement, propre aux pièges surfaciques, était attendu comme le suggère la référence [81].

La figure 3.30 montre la carte des paramètres de stabilité $a_x - q_x$. Dans la direction y , les grandeurs $a_y - q_y$ sont similaires.

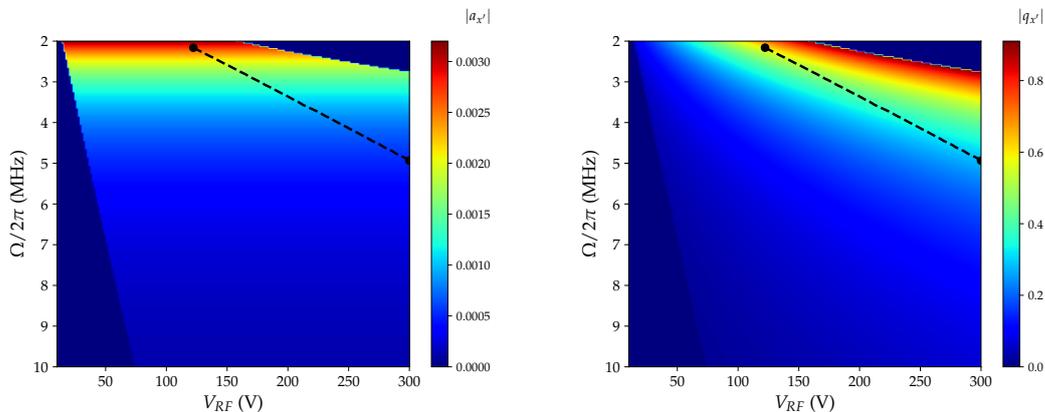


FIGURE 3.30 – Cartes des paramètres de stabilité suivant la direction propre radiale x' du piège. À gauche, le paramètre de stabilité $a_{x'}$. À droite, le paramètre de stabilité $q_{x'}$. La ligne en pointillés noire montre les points tels que $\omega_r = 500$ kHz.

L'instabilité du piège augmente lorsque la fréquence RF du piège diminue pour une amplitude RF donnée.

Enfin, la figure 3.31 montre le calcul de la profondeur du piège limitée par la direction radiale y . Pour une amplitude RF donnée, la profondeur du piège augmente lorsque la fréquence RF du piège diminue.

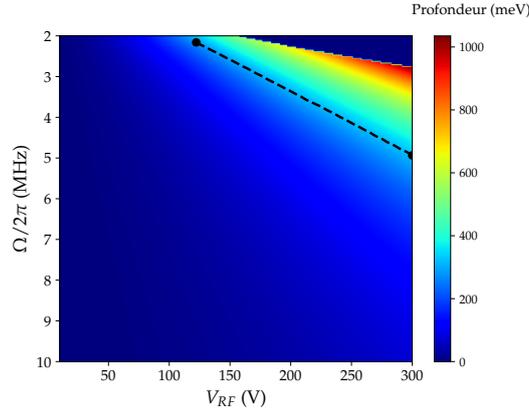


FIGURE 3.31 – Carte de la profondeur du piège suivant la direction y . La ligne en pointillée noire montre les points tels que $\omega_r = 500$ kHz.

Ainsi, pour obtenir une fréquence séculaire radiale d'au moins 500 kHz avec les paramètres de stabilité $a_i - q_i$ les plus faibles possibles, le nouveau piège doit avoir une amplitude et une fréquence RF de respectivement $V_{RF} = 300$ V et $\Omega/2\pi = 4,935$ MHz. Dans ces conditions, les paramètres de piégeages sont telles que :

$$\begin{cases} q & = (0,28; -0,28; 0) \\ a & = (-5.10^{-4}; -5.10^{-4}; 1.10^{-3}) \\ y_{\text{Depth}} & = 325 \text{ meV} \\ \omega_r & = 500 \text{ kHz} \end{cases} \quad (3.35)$$

où y_{Depth} désigne la profondeur du piège suivant la direction radiale y , qui est la direction la plus limitante.

Pour ce point de fonctionnement, le paramètre de stabilité q est supérieur à celui du piège prototype mais reste relativement faible et assure un piégeage stable. La profondeur du piège sera en revanche bien plus importante que par rapport au piège prototype (89 meV) et assurera un temps de vie plus long. La plus grande difficulté expérimentale sera la génération d'une tension au niveau du piège d'une amplitude de 300 V.

Chapitre 4

Résultats du piégeage d'ions

Dans ce chapitre, nous évaluerons les performances du piège surfacique prototype. Nous comparerons les données expérimentales aux données issues de la simulation pour valider le modèle utilisé et ainsi prédire le comportement de la future puce.

Le temps de vie d'un unique ion dans le piège sera caractérisé et nous verrons la mise en place de techniques expérimentales pour la détection et la compensation de l'excès de micromouvement. Des mesures de taux de chauffage évaluant la densité spectrale de bruit du piège seront aussi présentées.

4.1 Mesures expérimentales

4.1.1 Position de l'ion

Les premiers ions ont été piégés avec un signal RF d'une amplitude de 165 V à une fréquence de 5,879 MHz. La fréquence de piégeage est imposée par la résonance du piège avec le transformateur et les simulations ont montré la stabilité de la configuration. Les tensions appliquées aux électrodes DC étaient :

$$\begin{aligned} V_0 = -5 \text{ V}, \quad V_2 = 0 \text{ V}, \quad V_4 = -5 \text{ V} \quad V_5 = 5 \text{ V} \\ V_6 = 5 \text{ V}, \quad V_7 = 5 \text{ V}, \quad V_8 = 5 \text{ V}. \end{aligned} \tag{4.1}$$

La figure 4.1 montre à droite une image de la fluorescence d'un unique ion piégé.

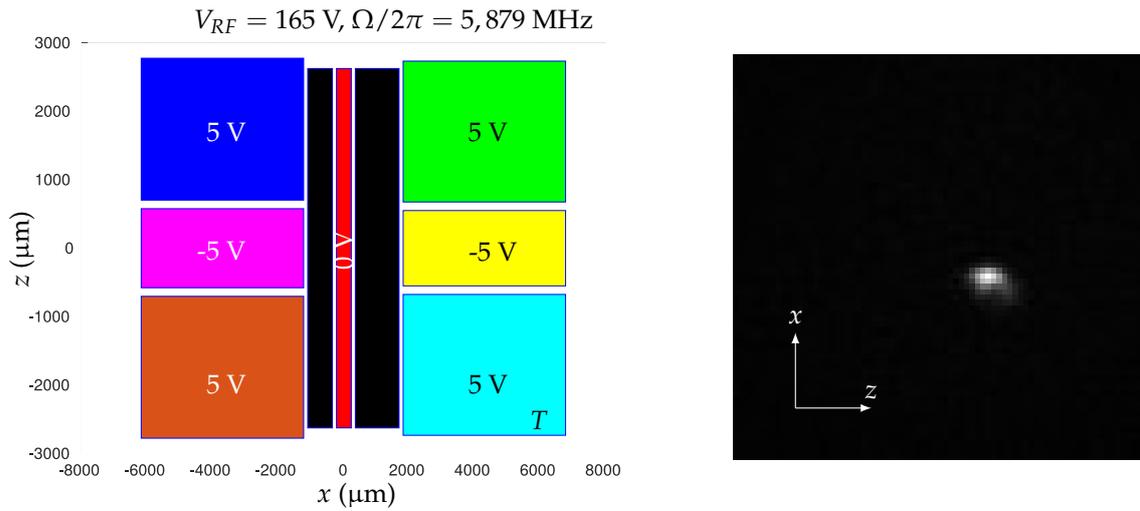


FIGURE 4.1 – **Configuration de piégeage et image de la fluorescence d'un unique ion piégé.** À gauche, un schéma représentant les tensions DC appliquées aux différentes électrodes. À droite, une photographie de la fluorescence d'un ion piégé. La lettre *T* sur l'électrode 8, représentée en bleu clair, indique l'emplacement d'un *bias-tee*.

Le système d'imagerie provoque une rotation de 90° des axes du piège. La caméra CCD et le système d'imagerie induisent une résolution spatiale de $2,25 \mu\text{m} \cdot \text{pixel}^{-1}$.

Nous avons observé que la position du piège était décalée de 33 pixels par rapport au milieu géométrique de la puce constituant l'origine du repère de la puce. La coordonnée radiale du lieu de piégeage était alors $x_{\text{minTOT}} \approx -74 \mu\text{m}$, soit une différence de $24 \mu\text{m}$ par rapport aux résultats de la simulation.

Cette différence de position de piégeage est due à la présence de champs électriques additionnels présents dans l'environnement de piégeage générés par la jauge de pression. Quand cette dernière est éteinte, la position de piégeage translate d'environ 10 pixels en une heure soit d'environ $23 \mu\text{m}$. À la suite d'un deuxième étuvage, la jauge de pression a été éteinte pour les expériences.

La hauteur de piégeage d est d'environ $500 \mu\text{m}$ comme attendu.

Par la suite, les valeurs des tensions appliquées aux électrodes DC ont fortement été modifiées pour diminuer l'excès de micromouvement. Les paramètres RF de piégeage ont légèrement été modifiés.

4.1.2 Fréquences séculaires

Les fréquences séculaires sont mesurées en ajoutant un signal oscillant à l'aide d'un *bias-tee* sur l'électrode 8 (voir figure 4.1). Lorsque la fréquence du signal d'excitation est proche d'une fréquence séculaire, une chute de la fluorescence est observée (voir section 4.2.4). Pour réaliser la mesure, une électrode *endcap* est choisie parce que le potentiel électrique qu'elle génère excite le mouvement de l'ion dans les 3 directions propres du piège [71].

Les mesures présentées ici ont été effectuées avec les paramètres de piégeage RF et DC décrits dans la partie 3.3.4. La figure 4.2 montre des mesures de fluorescence enregistrées avec le photomultiplicateur en fonction de la fréquence f du signal d'excitation appliqué à l'électrode 8.

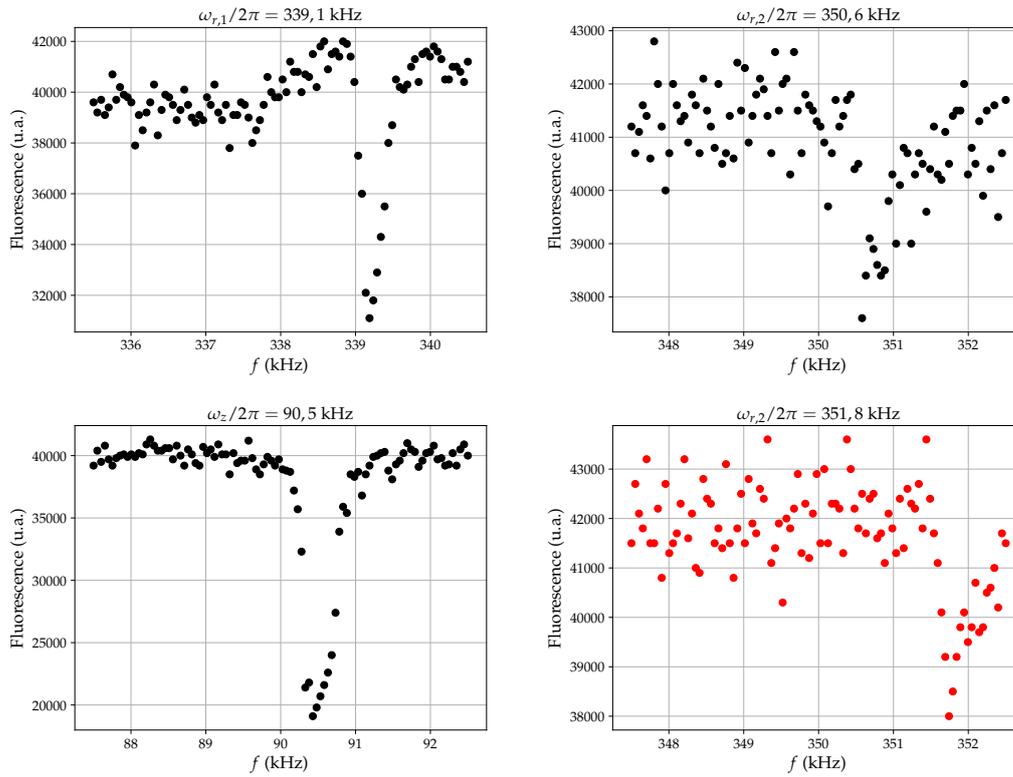


FIGURE 4.2 – **Mesure des fréquences séculaires du piège.** Les courbes montrent l'évolution de la fluorescence émise par l'ion en fonction de la fréquence f du signal sinusoïdal appliquée à l'électrode 8 à l'aide d'un *bias-tee*. En haut, les deux fréquences séculaires radiales sont mesurées. En bas, la mesure de la fréquence séculaire axiale est représentée à gauche en noir. À droite de cette dernière, en rouge, une autre mesure d'une fréquence séculaire radiale prise quelques minutes après la première mesure est présentée.

Un générateur de tension réalise une rampe de fréquence d'une excursion de 5 kHz autour des fréquences 350 kHz, 338 kHz et 90 kHz. La rampe dure 1 seconde et les amplitudes sont respectivement de $500 mV_{CC}$, $250 mV_{CC}$ et $70 mV_{CC}$. La fluorescence de l'ion est enregistrée grâce au photomultiplicateur avec un temps d'acquisition de 10 ms par point. Les mesures sont le résultat d'une accumulation de 10 rampes.

Les fréquences séculaires mesurées sont donc

$$\begin{cases} \omega_z/2\pi \approx 90,5 \text{ kHz} \\ \omega_r/2\pi \approx (339;351) \text{ kHz.} \end{cases} \quad (4.2)$$

Les écarts relatifs par rapport aux résultats de la simulation sont d'environ 1% pour la fréquence axiale et de 3% et 1% pour les fréquences séculaires radiales.

En outre, des variations de fréquences séculaires radiales ont été observées au cours du temps tandis que la fréquence axiale est fixe. Les données représentées en rouge ont été obtenues quelques minutes après la première mesure représentée par les points noirs. Un changement d'environ 1 kHz sur la fréquence séculaire est observé. Ces variations sont attribuées à des variations d'amplitude RF.

Pour caractériser l'amplitude de la tension RF effectivement appliquée à la puce, différentes fréquences séculaires radiales ont été mesurées en fonction des tensions lues à la sortie V_{Mon} du transformateur résonant (voir la partie 2.3.1). La figure 4.3 montre la mesure.

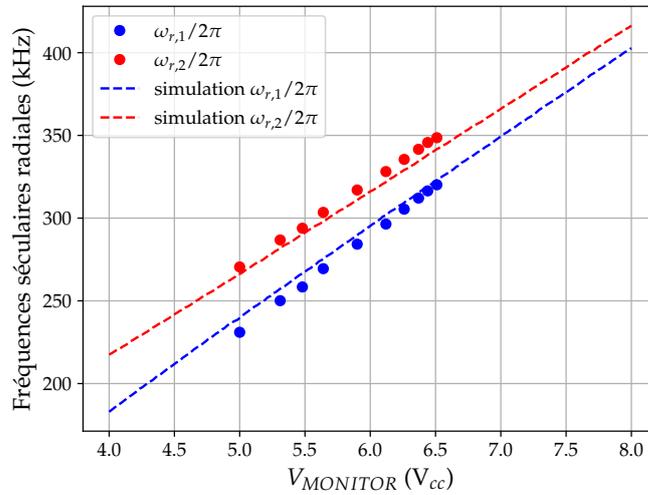


FIGURE 4.3 – Évolution des fréquences séculaires radiales du piège en fonction de l'amplitude RF. Les points rouges et bleus représentent les mesures. Les lignes en pointillés rouge et bleu indiquent les résultats théoriques pour différentes amplitudes RF simulées.

Les points bleus et rouges montrent respectivement les fréquences séculaires radiales mesurées suivant les directions propres du piège x' et y' .

Les courbes en pointillés représentent les fréquences séculaires radiales obtenues pour différentes amplitudes RF simulées. Malgré l'écart entre l'évolution des données mesurées et simulées, le rapport $V_{Puce}/V_{Mon} = 40,4$ issu du pont de capacité et de la capacité du câble coaxial (voir partie 2.3.1) est en adéquation avec les grandeurs des fréquences séculaires.

Des écarts relatifs de fréquences séculaires du même ordre de grandeur ont également été observés sur des pièges surfaciques [71, 79]. Les imperfections géométriques, le couplage entre les électrodes ainsi que la perméabilité des matériaux pourraient expliquer les différences observées.

4.1.3 Durée de vie d'un ion unique dans le piège

Pour déterminer le temps de vie moyen d'un ion unique piégé, sa fluorescence au cours du temps est enregistrée par le photomultiplicateur jusqu'à ce qu'il s'échappe du piège. La durée T de piégeage peut ainsi être facilement extraite par l'observation du niveau de fluorescence. Avant chaque mesure, l'ion est également observé grâce à la caméra CCD pour vérifier qu'il est effectivement seul dans le piège.

Lorsque le laser de refroidissement est éteint, l'ion s'échappe en quelques secondes du piège.

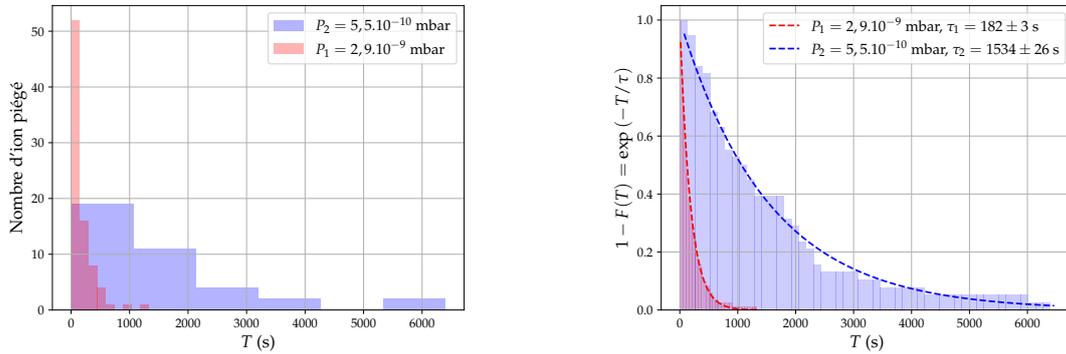


FIGURE 4.4 – **Mesure du temps de vie moyen d'un ion piégé.** À gauche, l'histogramme des durées de piégeage T mesurées pour différentes pressions dans l'enceinte à vide. En rouge, la pression donnée par la jauge était $P_1 = 2,9 \cdot 10^{-9}$ mbar. En bleu, la pression était $P_2 = 5,5 \cdot 10^{-10}$ mbar. À droite, l'histogramme cumulé normalisé renversé des données permet d'extraire le temps caractéristique τ de piégeage.

Les mesures ont été effectuées avant et après un étuvage où la pression donnée par la jauge est passée respectivement de $P_1 = 2,9 \cdot 10^{-9}$ mbar à $P_2 = 5,5 \cdot 10^{-10}$ mbar. La figure 4.4 montre à gauche les histogrammes des durées de piégeage pour les deux différentes pressions. En rouge l'histogramme de $N_1 = 83$ mesures à la pression P_1 est représenté et en bleu, l'histogramme de $N_2 = 38$ mesures à la pression P_2 . Pour le tracé des histogrammes, le nombre de classes n_i choisi est tel que $n_i \approx \sqrt{N_i}$ avec $i \in \{1, 2\}$.

À droite, la figure montre les histogrammes cumulés normalisés renversés. Ces derniers donnent accès à la fonction $1 - F(T)$ où $F(T)$ est la fonction de répartition. Les histogrammes cumulés indiquent une fonction de répartition exponentielle de la forme $F(T) = 1 - \exp(-T/\tau)$. Un ajustement de courbe permet d'accéder au temps caractéristique de piégeage τ_i pour les différentes pressions P_i . La diminution de pression dans l'enceinte fait passer le temps de vie moyen de l'ion dans le piège d'environ $\tau_1 = 180$ s à environ $\tau_2 = 1530$ s.

Ce temps de vie est faible et impacte le fonctionnement de l'horloge. Il permet néanmoins de confiner l'ion suffisamment longtemps pour effectuer des campagnes de mesures.

Les temps de stockage des ions dans les pièges de Paul vont de quelques dizaines de minutes [79] à plusieurs mois [15, 22]. En général, les pièges volumiques obtiennent des temps de piégeage plus longs en raison de leurs plus grandes profondeurs de piégeage (plusieurs électrons-volts). Néanmoins, non seulement les collisions élastiques affectent le temps de vie de l'ion au sein du piège, mais ce dernier est aussi limité par l'échange de charge ainsi que les réactions chimiques avec le gaz résiduel dans l'enceinte à vide.

Dans le cas des pièges surfaciques, le temps de vie de l'ion dans le piège peut être considérablement augmenté par la cryogénie. La référence [120] fait mention d'un temps de vie moyen dans le piège de l'ion d'environ 41 heures. La faible température de l'environnement de l'ion réduit considérablement la pression partielle des atomes ou molécules constituant le gaz dans l'enceinte. Les collisions élastiques ou inélastiques de l'ion avec ce gaz sont donc moins susceptibles d'éjecter l'ion, échanger des charges ou déclencher des réactions chimiques.

Les techniques de photodissociation augmentent aussi considérablement le temps de piégeage. Dans la référence [121], un laser émettant à 225 nm est utilisé pour dissocier l'ion Ba^+ ayant réagi avec des molécules H_2 , CO_2 et H_2O . Le temps de stockage dans le piège passe alors de 6 heures à 2 jours.

Les réactions chimiques de l'ion avec les molécules sont réalisées depuis des états d'énergie

excités de l'ion [120, 121, 122]. Plus particulièrement, la référence [122] montre que la réaction $\text{Yb}^+ + \text{H}_2 \rightarrow \text{YbH}^+ + \text{H}$ s'effectue depuis les états d'énergie $^2D_{3/2}$ ou $^2F_{7/2}$. Le dihydrogène pouvant être difficilement pompé hors de l'enceinte à vide, cette réaction est très probable. Le laser de refroidissement à 369 nm permettrait de dissocier cette molécule [15]. Mais un laser émettant à 405 nm améliore ce processus [122].

La référence [121] donne les longueurs d'onde de lasers qui permettraient de dissocier l'ion Yb^+ après avoir réagi avec d'autres molécules.

L'enceinte à vide utilisée pour l'expérience est en titane. Contrairement à l'acier inoxydable qui nécessite certains traitements pour prévenir les risques de dégazages, le titane est particulièrement bien adapté pour les contraintes de l'ultra-vide [121, 123]. En dehors de l'enceinte à vide principale, les pièces en acier inoxydable ont subi un étuvage au-delà de 400 °C. Ainsi, le dégazage dans l'enceinte devrait principalement être attribué au piège.

Avec la nouvelle puce, le temps de vie de l'ion devrait être considérablement augmenté. Les matériaux utilisés pour sa conception sont compatibles avec les contraintes de l'ultra-vide et présentent des taux de dégazages plus faibles qu'avec le piège prototype et son substrat en FR-4.

4.2 Diminution de l'excès de micromouvement

4.2.1 Introduction

L'excès de micromouvement est dû à l'apparition de champs statiques qui déplacent l'ion de la ligne nodale RF, induisant un mouvement forcé de ce dernier. Lorsque l'excès de micromouvement est présent, le mouvement de l'ion dans une direction propre i du piège est

$$u_i(t) \approx u_{i,0}(t) + u_{i,+}(t) = u_{i,0}(t) + u_{i,+}(1 + \frac{q_i}{2} \cos \Omega t). \quad (4.3)$$

En l'absence d'excès de micromouvement, le mouvement de l'ion dans la direction considérée est $u_{i,0}(t)$. Des champs électriques parasites E_{DC} provoquent l'apparition d'un mouvement supplémentaire $u_{i,+}(t)$. Celui-ci translate à la fois la position de piégeage du minimum du pseudopotentiel total et crée un mouvement forcé de l'ion oscillant à la pulsation du piège Ω . L'amplitude du mouvement forcé et le déplacement de l'ion $u_{i,+}$ sont proportionnels à la composante de E_{DC} dans la direction i .

L'excès de micromouvement est corrigé en modifiant les valeurs appliquées aux électrodes DC pour que les minimums des potentiels DC et RF coïncident. L'écart observé entre les résultats de la simulation et la mesure concernant la position de piégeage suppose l'existence de champs statiques non négligeables. Puisque la simulation ne tient pas compte de l'existence de tels champs, il n'est pas possible de minimiser l'excès de micromouvement uniquement grâce aux résultats des calculs. En outre, les champs statiques évoluent continuellement au sein des pièges de Paul. Il est ainsi nécessaire d'utiliser des méthodes expérimentales pour la mesure et la diminution de l'excès de micromouvement.

Lorsque l'amplitude V_{RF} de la tension RF augmente, la position de piégeage converge vers le minimum de potentiel RF [124]. Ainsi, en changeant les tensions des électrodes DC, une configuration est trouvée pour que la position de piégeage ainsi que le niveau de fluorescence ne change pas en faisant varier V_{RF} de 50 V à 135 V. Avec la résolution du système d'imagerie, l'incertitude estimée avec cette technique sur la compensation du micromouvement est de 3 μm . Le champ statique résiduel peut alors être majoré à environ 37 V.m^{-1} . En fonctionnement d'horloge, ce champ doit être néanmoins réduit à une amplitude inférieure à 10 V.m^{-1} [92].

Pour un réglage plus fin de l'excès de micromouvement, plusieurs techniques ont été développées [58, 125, 126]. Dans tous les cas, il est nécessaire d'appliquer des champs électriques statiques contrôlés pour rapprocher le potentiel DC du potentiel RF.

Par la suite, les résultats de déplacements de l'ion seront présentés. Aussi, nous verrons les résultats de la technique de la photocorrélation et enfin nous verrons la technique de l'excitation paramétrique qui sera implémentée sur l'expérience.

4.2.2 Déplacement de l'ion

Pour vérifier expérimentalement le contrôle du déplacement de l'ion, un champ électrique statique $\beta_z = 10 \text{ V.m}^{-1}$ a été ajouté dans la direction z grâce aux tensions issues de l'équation 3.16. Sur la caméra, un déplacement horizontal de 6 pixels a été observé. Avec un tel champ, le déplacement en simulation est $\Delta_z = 17 \text{ }\mu\text{m}$. Le système d'imagerie ayant une résolution de $2,7 \text{ }\mu\text{m.pixel}^{-1}$ (caméra EMCCD), le déplacement observé est $\approx 16,2 \text{ }\mu\text{m}$. Dans la direction axiale, le déplacement de l'ion est donc réalisé avec un écart relatif de 4 % par rapport aux résultats de la simulation.

Pour vérifier le déplacement de l'ion dans la direction x , l'amplitude RF est diminuée à $V_{RF} \approx 62 \text{ V}$. Ainsi, les tensions DC à ajouter pour réaliser un déplacement suivant l'axe radial sont plus faibles et sont accessibles par les DACs. Les tensions suivantes ont été ajoutées aux électrodes DC :

$$\begin{aligned} V_0 = 0,68 \text{ V}, \quad V_2 = 0 \text{ V}, \quad V_4 = -5,480 \text{ V} \quad V_5 = -0,6 \text{ V}, \\ V_6 = 2,64 \text{ V}, \quad V_7 = -0,6 \text{ V}, \quad V_8 = 2,64 \text{ V} \end{aligned} \quad (4.4)$$

La figure 4.5 montre en haut des images de l'ion avant et après application des champs. En bas de la figure, les courbes représentent des coupes dans les directions x et z de l'image de la fluorescence de l'ion dans sa position initiale et finale. Dans ces deux courbes, les cercles indiquent les niveaux de gris de la mesure de la fluorescence de l'ion dans sa position initiale tandis que les carrés indiquent les niveaux de gris de la fluorescence de l'ion dans sa position finale. Les courbes en trait pleins sont des ajustements de courbes gaussiennes des mesures.

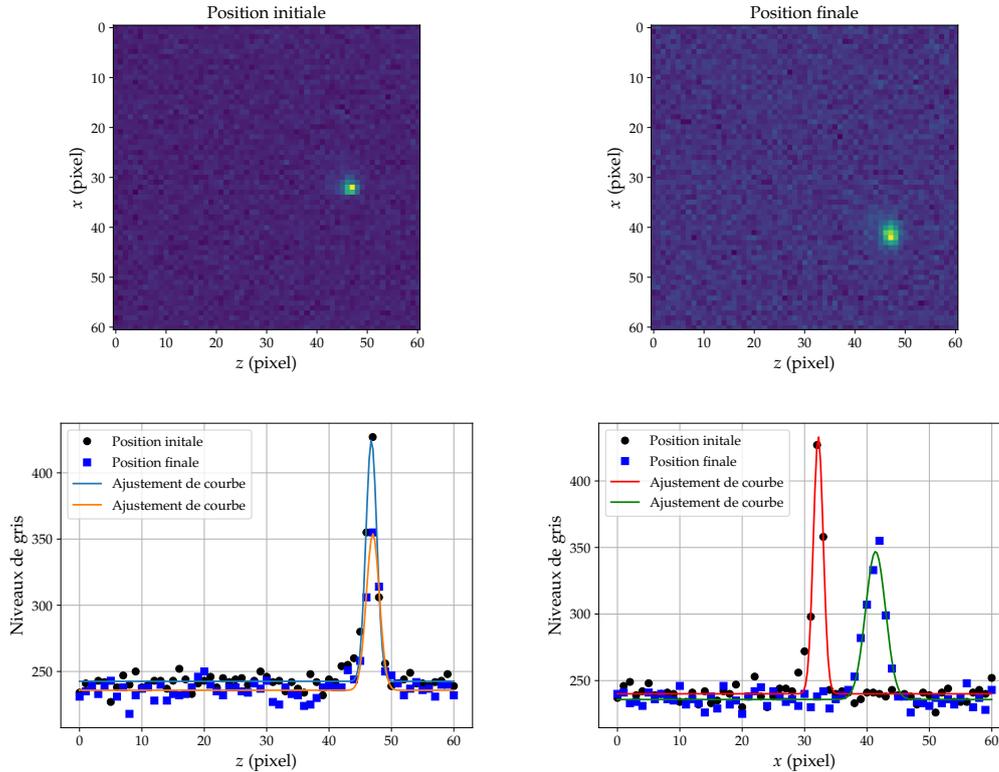


FIGURE 4.5 – **Photographie d'un ion avant et après déplacement.** En haut, des photographies montrant la position de l'ion avant et après l'ajout des tensions aux électrodes DC. En bas, une coupe des photographies suivant les axes x et z avant et après le déplacement de l'ion. Un ajustement des courbes avec une gaussienne a été réalisé.

Pour ces tensions, la simulation donnent des déplacements $\Delta_x = 23 \text{ }\mu\text{m}$, $\Delta_y = 16 \text{ }\mu\text{m}$

$\Delta_z = 0,5 \mu\text{m}$. Les photographies donnent des déplacements $\Delta_z = 0,6 \pm 3 \mu\text{m}$ et $\Delta_x = 25 \pm 4 \mu\text{m}$. Les images indiquent également une baisse de la fluorescence de l'ion s'expliquant par l'augmentation de l'excès de micromouvement.

Les résultats de la simulation semblent donc être en adéquation avec l'expérience. Les déplacements suivant l'axe y ne peuvent cependant pas être vérifiés expérimentalement puisque la caméra capte l'image de l'ion uniquement dans le plan $x - z$. Dans le futur, une seconde caméra sera implémentée pour capter l'image de la fluorescence de l'ion dans un plan perpendiculaire à la caméra actuelle.

4.2.3 Photocorrélation

Grâce à la mesure de la fluorescence de l'ion, l'excès de micromouvement est détecté [58]. La figure 4.6 montre le principe de la technique.

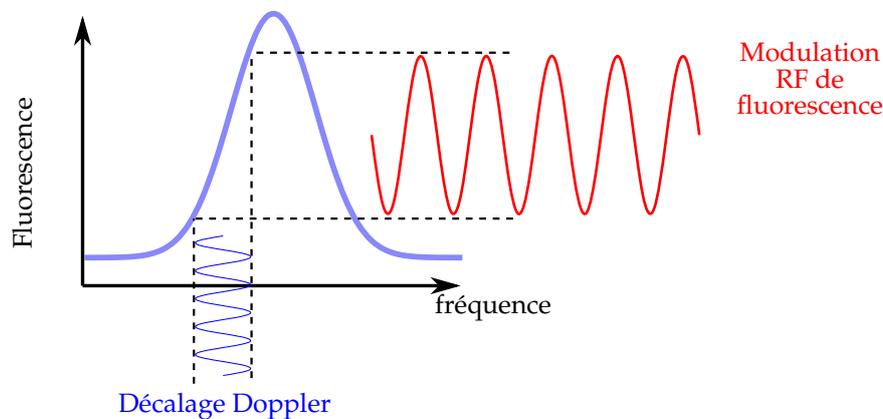


FIGURE 4.6 – Principe de la photocorrélation. Figure extraite de [127].

Pour refroidir efficacement l'ion, le laser de refroidissement est décalé vers le rouge d'une fréquence équivalente à la demi-largeur de la résonance. L'excès de micromouvement provoque par effet Doppler une modulation de la fluorescence à la pulsation Ω_{RF} . La corrélation entre le signal de fluorescence et le signal RF alimentant le piège permet d'établir un signal de photocorrélation. En appliquant des champs statiques de compensation grâce aux électrodes DC, l'amplitude de la photocorrélation peut être réduite jusqu'à ce qu'elle ne puisse plus être détectée.

La mesure de la fluorescence de l'ion est réalisée grâce à un photomultiplicateur (PM). Un dispositif enregistrant les dates d'arrivées des impulsions délivrées par ce dernier sur une durée définie par un temps d'exposition permet de construire le signal de photocorrélation.

En pratique, la période de la tension RF est $T_{RF} \approx 175 \text{ ns}$ et le système électronique possède une résolution temporelle d'une nanoseconde. Pour obtenir le signal de photocorrélation avec une résolution suffisante, sa période T_{RF} est subdivisée en $n = 10$ classes de durée T_{RF}/n . L'effectif des classes $k \in \llbracket 1, n \rrbracket$ est réalisé en comparant les dates d'arrivées des impulsions à T_{RF} . La figure 4.7 montre une mesure de la photocorrélation obtenue avec 10 s de temps d'exposition.

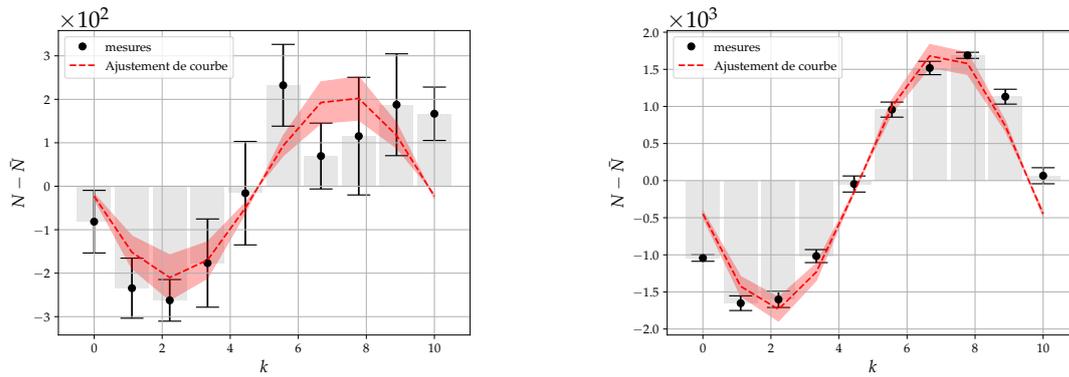


FIGURE 4.7 – **Mesure de Photocorrélation.** Une série de 4 mesures a été effectuée. Le signal de photocorrélation N est construit en sommant les classes k des mesures. Les points noirs représentent l'amplitude du signal de photocorrélation obtenue en soustrayant la valeur moyenne du signal \bar{N} . Les barres verticales noires représentent l'écart-type sur la série de données. La courbe rouge est un ajustement de courbe sur les données. La partie en rose représente l'erreur sur l'amplitude issue de l'ajustement de courbe.

À gauche, l'excès de micromouvement est relativement compensé avec une tension appliquée aux électrodes *endcaps* de $-1,10$ V. À droite, la tension appliquée aux électrodes *endcaps* est légèrement modifiée à $-1,15$ V pour ajouter volontairement un champ statique au potentiel de piégeage. L'amplitude du signal de photocorrélation augmente quasiment d'un facteur 10.

La photocorrélation est une technique très utilisée dans les pièges de Paul linéaires ou 3D. Elle permet la compensation des champs électriques parasites avec une incertitude sur le champ électrique jusqu'à $\Delta\epsilon = 0,9$ V/m [124].

La figure 4.8 montre l'évolution de l'amplitude du signal de photocorrélation en fonction de l'application de champs statiques réalisant une translation d'une distance d_u du minimum de potentiel DC suivant la direction $u \in \{x, y, z\}$.

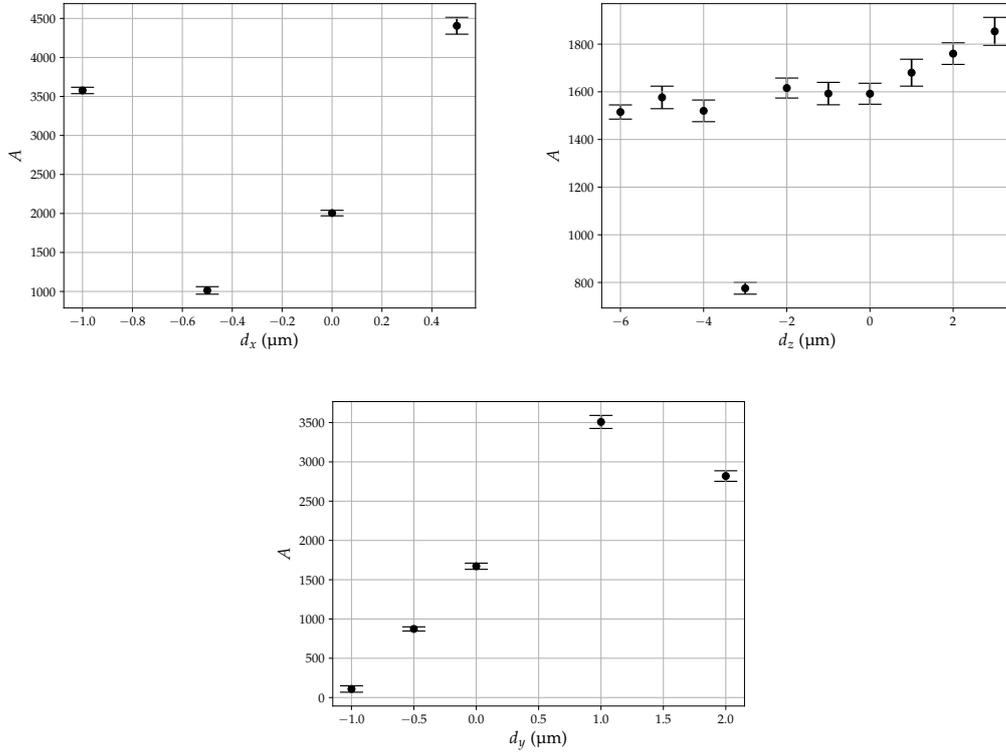


FIGURE 4.8 – Évolution de l'amplitude de la photocorrélation en fonction du déplacement de l'ion. L'évolution de l'amplitude du signal de photocorrélation A est tracée en fonction des déplacements de l'ion d_u suivant les directions du piège $u \in \{x, y, z\}$.

Les points noirs sont le résultat d'une série de 4 mesures de photocorrélation et les barres verticales sur ces points indiquent l'écart-type sur les données. Les déplacements, notamment dans les directions radiales, sont limités par les tensions que peuvent fournir les DACs (± 10 V). Dans la direction sondée du laser de refroidissement, l'excès de micromouvement est minimisé avec des translations :

$$(d_x, d_y, d_z) = (-0,5 \mu\text{m}, -1 \mu\text{m}, -3 \mu\text{m}).$$

Néanmoins, cette méthode ne permet pas de compenser l'excès de micromouvement dans toutes les directions avec les pièges surfaciques. Le signal de photocorrélation détecte la projection de l'excès de micromouvement sur la direction du laser de refroidissement. Pour s'assurer de la minimisation de l'excès de micromouvement dans les 3 directions de l'espace, l'ion doit être également sondé dans 3 directions de l'espace avec le laser de refroidissement. Dans le cas d'un piège de Paul planaire, un faisceau laser frappant le piège surfacique provoquerait l'apparition de charges sur le piège modifiant ainsi le potentiel de piégeage.

Cette méthode permet tout de même de minimiser l'excès de micromouvement de l'ion dans le plan $x - z$ avec le piège surfacique. Nous allons voir dans la suite une autre méthode pour diminuer l'excès de micromouvement. Elle s'appuie également sur une analyse de la corrélation des photons émis par l'ion piégé avec un signal modulant l'amplitude RF. Cette dernière fonctionne avec un unique faisceau laser et peut donc être utilisée pour compenser l'excès de micromouvement dans toutes les directions du piège avec les pièges surfaciques.

4.2.4 Excitation paramétrique

L'excitation paramétrique consiste à moduler le potentiel de piégeage. Lorsque la fréquence du signal d'excitation est proche de la fréquence séculaire ou d'un multiple de cette dernière, une

instabilité est créée augmentant ainsi l'amplitude du mouvement de l'ion. Une chute de fluorescence est alors observée. La méthode utilisée pour la mesure des fréquences séculaires présentée dans la partie 4.1.2 exploite cette technique. L'excitation paramétrique est également utilisée dans les pièges de Paul pour éjecter précisément certains ions ou certains isotopes d'ions puisque la fréquence séculaire d'un ion donné dépend de sa masse [128].

Pour la détection de l'excès de micromouvement, l'excitation paramétrique est effectuée sur le pseudopotential par une modulation en amplitude de la tension RF de piégeage. Lorsque le signal d'excitation est proche d'une fréquence séculaire, un signal de corrélation entre la fluorescence de l'ion et le signal d'excitation est alors obtenu. L'amplitude du signal de corrélation est proportionnelle à l'excès de micromouvement [129].

Cette technique requiert un unique faisceau laser contrairement à la photocorrélation. Dès lors que la projection du vecteur d'onde du laser \mathbf{k} sur tous les axes propres du laser est non nulle, l'excès de micromouvement dans toutes les directions du piège peut être détectée en excitant les modes du piège correspondant. Pour la détection du micromouvement, l'excitation paramétrique doit être effectuée grâce aux électrodes RF. Une excitation réalisée avec une électrode DC ajouterait des champs électriques au potentiel de piégeage, limitant alors la mesure contrairement à la modulation du pseudopotential.

Pour un indice de modulation d'amplitude h , l'équation du mouvement de l'ion, de masse m et de charge e , suivant une direction propre du piège est donnée par [129]

$$\left(\frac{\Omega}{2}\right)^2(a + 2q(1 + h \cos(\omega_{am}t)) \cos(\Omega t))x + 2\zeta\dot{x} + \ddot{x} = \frac{Ee}{m}, \quad (4.5)$$

avec a et q les paramètres de stabilité du piège, $\omega_{am}/2\pi$ et $\Omega/2\pi$ étant respectivement la fréquence de modulation de l'amplitude et la fréquence de la tension RF alimentant le piège. Le terme ζ représente l'amortissement provoqué par l'action du laser de refroidissement et E est la composante du champ électrique parasite dans la direction considérée.

Dans le cadre de l'approximation du pseudopotential, l'équation du mouvement moyen \bar{x} d'un ion piégé soumis à une excitation paramétrique s'écrit [129]

$$\ddot{\bar{x}} + 2\zeta\dot{\bar{x}} + \omega_0^2(1 + 2\tilde{h} \cos(\omega_{am}t) + h\tilde{h} \cos(2\omega_{am}t))\bar{x} = \frac{Ee}{m}, \quad (4.6)$$

en définissant

$$\begin{cases} \omega_0 = \frac{\Omega}{2} \sqrt{a^2 + \frac{q^2}{2}(1 + h^2/2)} \\ \tilde{h} = \frac{h}{1+h^2/2} \left(1 - \frac{a\Omega}{4\omega_0}\right). \end{cases} \quad (4.7)$$

Pour de faibles amplitudes de modulation, l'équation 4.6 s'écrit

$$\ddot{\bar{x}} + 2\zeta\dot{\bar{x}} + \left(\frac{\omega_{am}}{2}\right)^2(\tilde{a} + 2\tilde{q} \cos(\omega_{am}t))\bar{x} = \frac{Ee}{m}. \quad (4.8)$$

Il s'agit là aussi d'une équation de Mathieu de paramètre $\tilde{a} = (2\omega_0/\omega_{am})^2$ et $\tilde{q} = \tilde{h}\tilde{a}$. L'excitation paramétrique se situe dans le cadre où $\tilde{a} \approx n^2$ où n est un entier naturel, c'est à dire lorsque $\omega_{am} \approx 2\omega_0/n$. Ainsi, la modulation de l'amplitude RF à une fréquence proche d'un multiple d'une fréquence séculaire vient déstabiliser l'ion. La force due au laser contrebalance le phénomène.

Pour un faible indice de modulation h , la référence [129] montre qu'en présence d'un champ électrique parasite d'intensité E , l'excitation paramétrique induit un phénomène de résonance du mouvement de l'ion d'une amplitude c_0 telle que

$$c_0 = \frac{eE}{m\omega_0^2}. \quad (4.9)$$

Ainsi, grâce à ce phénomène, il est possible de détecter et minimiser l'excès de micromouvement par la mesure de fluorescence.

La figure 4.9 montre le schéma utilisé pour réaliser l'excitation paramétrique.

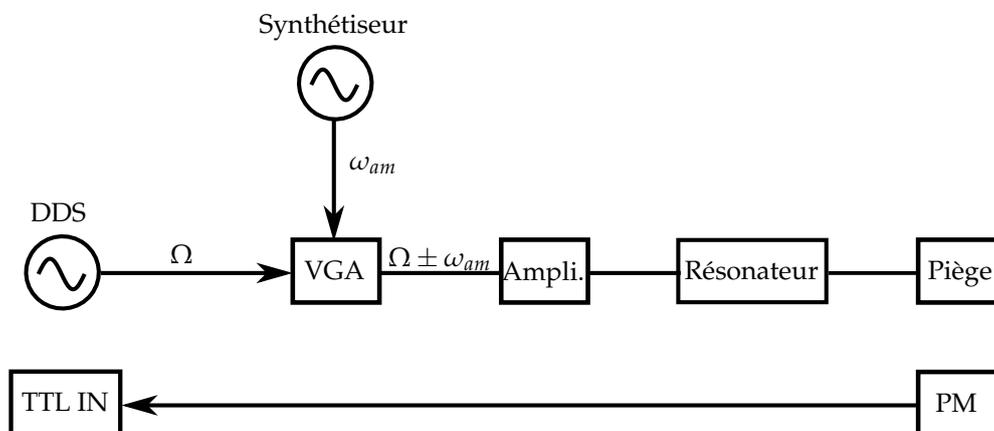


FIGURE 4.9 – Schéma du banc RF pour l'excitation paramétrique.

Le signal alimentant le piège est issue d'une DDS. La modulation d'amplitude est réalisée à l'aide d'un amplificateur à gain variable¹ (VGA) piloté par un signal issu d'un générateur (RIGOL) référencé sur la même horloge que la DDS. Le signal est ensuite amplifié (Ampli) puis transmis au piège par l'intermédiaire du résonateur. Le photomultiplicateur (PM) capte la fluorescence de l'ion et transmet les impulsions jusqu'au système électronique pour le comptage (TTL IN).

Dans le cas où $n \approx 2$, en modulant l'amplitude du signal RF à une fréquence proche de la fréquence séculaire ($\omega_{am} \approx \omega_0$), une chute de la fluorescence est observée due à l'augmentation de l'amplitude du mouvement de l'ion. La figure 4.10 montre une mesure d'excitation paramétrique.

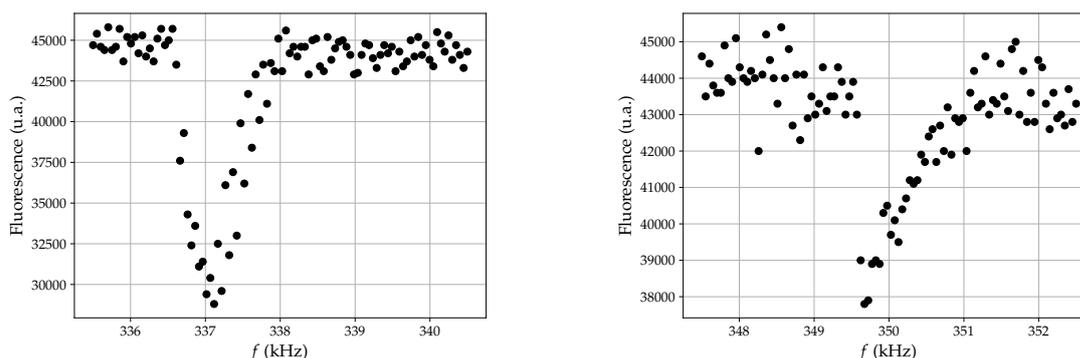


FIGURE 4.10 – Fluorescence de l'ion en fonction de la fréquence de l'excitation paramétrique.

Des rampes de fréquence d'une durée de 1 s et d'une excursion de 5 kHz autour des fréquence séculaires radiales sont effectuées. Durant une rampe de fréquence, le compteur des impulsions du PM fait l'acquisition de 100 points ayant chacun un temps d'exposition de 10 ms. L'accumulation de 10 rampes a été nécessaire pour l'obtention de la mesure. Pour ces expériences, l'amplitude du générateur pilotant le VGA est de 25 mV_{cc} .

Cette technique a été utilisée pour réduire l'excès de micromouvement. En modifiant les tensions

1. ANALOG DEVICES AD8335.

des électrodes DC, la chute de la fluorescence est diminuée lorsque l'ion converge vers le minimum de potentiel RF.

La méthode de réduction de l'excès de micromouvement par excitation paramétrique proposée dans la référence [126] exploite le cas où $n = 1$ ($\omega_{am} \approx 2\omega_0$). Dans ce cas, l'évolution de l'amplitude de l'ion est exponentielle [128]. En conséquence de cela, la chute de fluorescence observée est plus marquée et permettra donc une meilleure sensibilité à l'excès de micromouvement. Cette méthode a été testée sur l'expérience mais n'a abouti à rien d'exploitable. Pour de faibles amplitudes de modulations, la chute de fluorescence observée ne s'atténuait pas avec l'ajout de champs électriques de compensation. Et pour de plus importantes modulations d'amplitudes, l'ion était alors éjecté du piège.

Dans le cas où $n = 2$ ($\omega_{am} \approx \omega_0$), et pour de très faibles indices de modulations d'amplitude, un régime linéaire de fonctionnement peut être atteint [129]. L'excitation paramétrique ne provoque pas de chute de fluorescence mais il est en revanche possible de détecter l'excès de micromouvement grâce à un signal de corrélation. Comme dans le cas de la photocorrélation, l'amplitude du signal de corrélation est proportionnel à l'intensité du champ électrique parasite dans la direction du mode sondé [129].

La figure 4.11 montre le résultat d'une détection d'un signal de corrélation entre le signal issu du PM et le signal réalisant la modulation d'amplitude. L'excitation de l'ion est réalisée dans la direction propre y' .

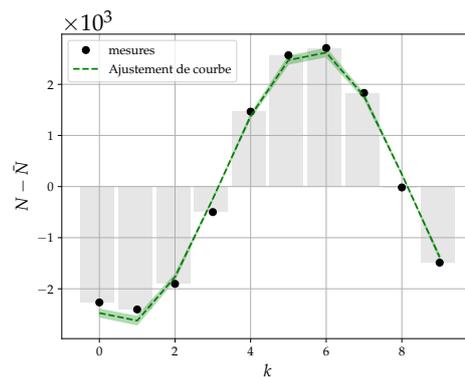


FIGURE 4.11 – **Mesure de l'amplitude du signal de corrélation par excitation paramétrique.** La comparaison entre les instants d'arrivée des impulsions du PM et la période du signal modulant l'amplitude RF $2\pi/\omega_{am}$ permet de réaliser l'effectif des classes k donnant lieu au signal N . La courbe verte est un ajustement de courbe permettant d'extraire l'amplitude du signal de corrélation en soustrayant la valeur moyenne \bar{N} à N .

Le générateur pilotant le VGA module en amplitude la tension RF du piège avec une amplitude de 5 mV_{cc} à la fréquence $\omega_{am}/2\pi = 354 \text{ kHz}$. L'amplitude du signal de corrélation est obtenue de la même manière que pour le cas de la photocorrélation à la différence que les instants d'arrivés des impulsions du PM sont comparés à la période du signal d'excitation $2\pi/\omega_{am}$.

Néanmoins, avec cette configuration, l'amplitude du signal de corrélation fluctue en raison des variations de fréquences séculaires elles-mêmes dues aux variations d'amplitude en sortie du résonateur. Pour mettre en oeuvre cette méthode de façon effective, il faudra absolument stabiliser l'amplitude du signal RF.

Cette technique sera mise en place dans le futur. La méthode a été testée récemment sur un ion Sr^+ confiné dans un piège de Paul surfacique [129]. Dans cette expérience, l'incertitude sur le champ statique résiduel est $\Delta\epsilon = 0,015 \text{ Vm}^{-1}$ [129]. Pour réduire les effets de fluctuations de fréquence séculaire, la fréquence ω_{am} est balayée autour de ω_0 . Aussi, l'amplitude et la phase des

signaux de corrélations sont exploités notamment pour la mise en place d'une automatisation de la réduction de l'excès de micromouvement.

4.3 Pompage optique de l'ion dans son état fondamental

Avant chaque étape d'interaction du laser d'horloge avec l'ion, ce dernier doit être placé dans son état fondamental. Les résultats de cette section sont consacrés à l'estimation du temps caractéristique du processus ainsi que son efficacité.

L'étape de refroidissement précède la préparation d'état. L'ion est refroidi avec le laser de refroidissement associé à un EOM à 14,7 GHz qui ajoute une bande latérale au spectre du laser. Lorsque l'EOM n'est plus alimenté par le signal microonde, les transitions hyperfines ne sont plus excitées. Le laser de refroidissement, par l'excitation non résonante avec l'état $^2P_{1/2}(F = 1)$, suffit à placer l'ion dans son état fondamental après une durée caractéristique.

La figure 4.12 montre une mesure de pompage optique. Pour l'expérience, une puissance de $10 \mu\text{W}$ du laser de refroidissement est envoyée sur l'ion. La séquence de mesure est réalisée en deux étapes : le refroidissement de l'ion suivi de sa préparation dans l'état fondamental. La fluorescence de l'ion est enregistrée entre ces deux étapes.

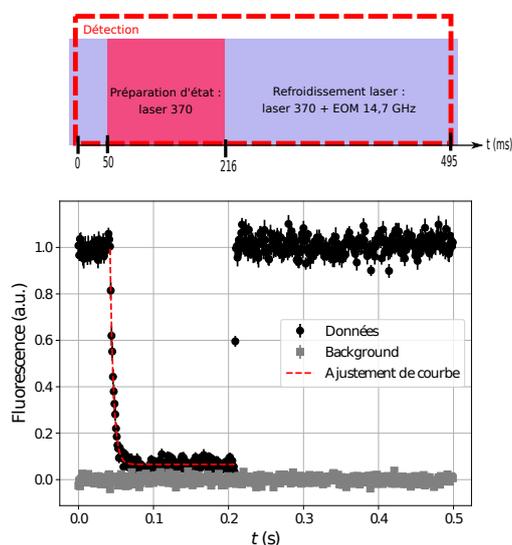


FIGURE 4.12 – **Expérience de mesure de Pompage optique.** En haut, la séquence de mesure utilisée. En bas, les données de fluorescence mesurées par le PM.

En haut, le schéma montre la séquence utilisée pour la mesure. La durée totale de la séquence est de 500 ms. L'étape de préparation de l'ion dans son état fondamental dure 166 ms et le reste est consacré au refroidissement Doppler. La détection de la fluorescence est réalisée avec un photomultiplicateur. L'enregistrement débute 50 ms avant la fin de l'étape de refroidissement et un nombre de 495 points sont utilisés pour obtenir la mesure avec une exposition de 1 ms par point. En bas de la figure est présentée la mesure qui est le résultat d'une accumulation d'une vingtaine de séquences. Le temps caractéristique de décroissance de la fluorescence, obtenu par un ajustement de courbe exponentiel, est de 4,5 ms et atteint un régime permanent de 10 % du signal de fluorescence se trouvant au-dessus du *background*. Ce dernier indique le bruit et la lumière parasite captés par le photomultiplicateur lorsque l'ion n'émet aucune fluorescence.

Comme indiqué dans la partie 1.5.2, le pompage optique n'est pas 100 % efficace. Ceci est dû au large spectre émis par les diodes fonctionnant dans l'ultraviolet.

Pour améliorer le processus, une modulation de courant de la diode laser à 2,1 GHz est réalisée durant l'étape de préparation d'état. Ainsi, la transition $^2S_{1/2}(F = 1) - ^2P_{1/2}(F = 1)$ est excitée

et pompe l'ion dans son état fondamental.

La figure 4.13 montre le schéma de la séquence utilisée et le résultat de la mesure du pompage optique. Une séquence de mesure a une durée totale de 200 ms. Le refroidissement de l'ion est réalisé pendant 100 ms et l'étape de pompage optique dure également 100 ms. L'enregistrement de la fluorescence débute 10 ms avant la fin de l'étape de refroidissement et un nombre de 95 points ayant chacun un temps d'exposition de 1 ms est utilisé. En bas de la figure est représenté le résultat d'une accumulation d'environ 30 séquences.

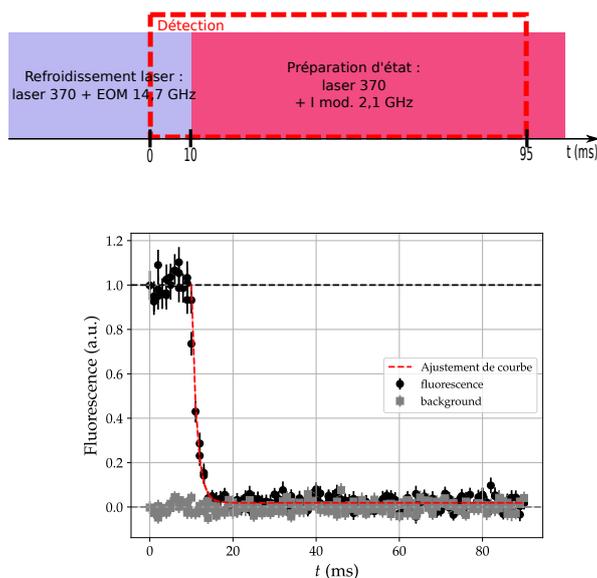


FIGURE 4.13 – **Expérience de mesure de pompage optique avec une modulation de courant de la diode laser** En haut, la séquence de mesure utilisée. En bas, les données de fluorescence mesurées par le PM.

Le signal de fluorescence atteint un régime permanent à 2 % au-dessus du *background* à la suite du pompage optique. Le temps caractéristique est de 1,25 ms. La modulation de courant permet donc de réduire le temps nécessaire de la séquence de pompage optique et une meilleure efficacité est obtenue.

L'efficacité du pompage optique est donc améliorée en excitant la transition $^2S_{1/2}(F = 1) - ^2P_{1/2}(F = 1)$ grâce à la modulation de courant de la diode. Néanmoins, cette technique dégrade la stabilité du mode du laser [130]. Il est ainsi prévu de modifier le montage optique du laser de refroidissement. Un réseau de diffraction sera utilisé pour filtrer les composantes spectrales issues de la diode laser. En outre, un EOM à 2,1 GHz va être placé dans le montage optique. Ces deux instruments optiques devront améliorer et accélérer le processus.

4.4 Mesure du taux de chauffage du piège

Pour mesurer le taux de chauffage, deux techniques ont été utilisées : le «Doppler *recooling*» et la mesure de la taille de la tâche de fluorescence (spot) de l'ion qui seront exposées par la suite. La première technique suppose que le taux de chauffage dans la direction sondée par le laser est prédominant. Néanmoins, pour confirmer cette hypothèse, nous avons utilisé la seconde technique qui permet de mesurer le taux de chauffage dans deux directions du piège. Pour faciliter l'obtention des mesures, le taux de chauffage du piège a été mesuré grâce avec un ion $^{176}\text{Yb}^+$. L'absence des niveaux hyperfins de cet isotope rend les séquences de mesures moins complexes.

4.4.1 Technique du Doppler *recooling*

La technique du Doppler *recooling* a été imaginée par Wesenberg dans l'équipe de D.J. Wineland puis implémentée [71, 131, 132]. Elle consiste à observer la dynamique de fluorescence d'un ion initialement chauffé. La mesure est obtenue par une série de séquences de mesures consistant à refroidir l'ion, arrêter son refroidissement pendant une certaine durée et enfin rallumer le laser de refroidissement tout en enregistrant la fluorescence de l'ion. L'ion est chauffé par le piège durant le temps de libre évolution. En moyennant les séquences, il est possible de remonter à la température de l'ion au début de son «*recooling*» et il est donc possible de mesurer un taux de chauffage. Cette technique est simple à mettre en place mais suppose que le taux de chauffage dans la direction sondée avec le laser est prédominant, négligeant ainsi les taux de chauffage des directions transverses. Dans le cas des pièges de Paul linéaires, cette hypothèse est généralement validée. En effet, dans ce type de piège, les fréquences séculaires radiales sont très grande face à la fréquence séculaire axiale. Le taux de chauffage évoluant en $\omega^{-\alpha}$ avec $\alpha > 1$, il est alors raisonnable de supposer que le taux de chauffage dans la direction axiale est prédominant.

La figure 4.14 montre des mesures obtenues avec la technique de Doppler *recooling*.

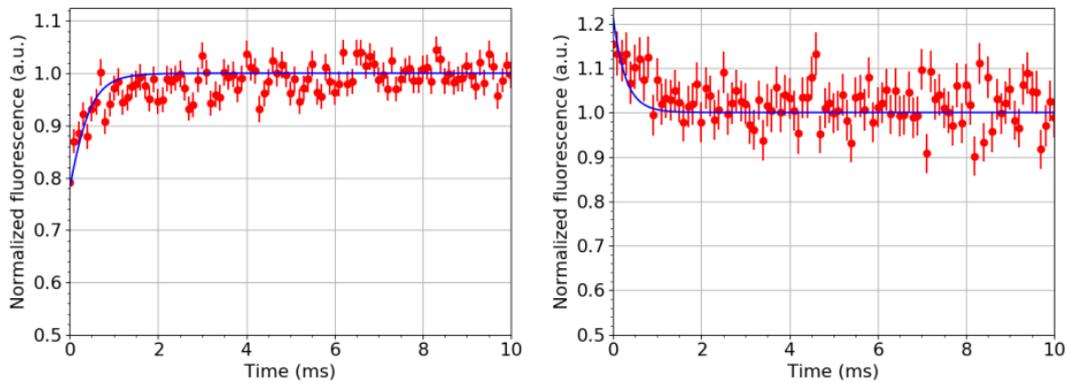


FIGURE 4.14 – **Mesure de Doppler *recooling***. À gauche l'évolution de la dynamique de la fluorescence pour un décalage de fréquence du laser de refroidissement $\delta = -5$ MHz. À droite, il s'agit de la même mesure mais avec $\delta = -20$ MHz.

Les mesures ont été obtenues en moyennant le résultat d'environ 1000 séquences avec l'intensité du laser $I \approx I_{sat}/2$. Une séquence de Doppler *recooling* est composée d'un temps de refroidissement d'une durée de 50 ms ainsi que d'un temps de chauffage d'une durée $t = 5$ s. L'enregistrement de la fluorescence est réalisé avec le photomultiplicateur et débute 5 ms avant la fin de l'étape de refroidissement. La dynamique de fluorescence dépend du décalage de fréquence du laser par rapport à la résonance comme attendu théoriquement [71].

Pour un décalage de fréquence donné, l'évolution de la dynamique de fluorescence permet d'accéder à l'énergie initiale moyenne de l'ion avant son «*recooling*» et donc à sa température initiale. Pour cela, la connaissance du paramètre de saturation, de la largeur de raie de la transition de refroidissement et de la direction du laser par rapport à la direction axiale est nécessaire. Un ajustement de courbe exponentiel permet alors d'extraire une température initiale de $0,63 \pm 0,04$ K pour la mesure de gauche et de $0,37 \pm 0,07$ K pour la mesure de droite.

Pour mesurer le taux de chauffage du piège avec cette technique, la température T_1 de l'ion résultant d'une durée de chauffage t_1 est mesurée. Une seconde mesure de température de l'ion T_2 est réalisée avec une durée de chauffage $t_2 > t_1$. Le taux de chauffage est alors donné par

$$\frac{T_2 - T_1}{t_2 - t_1}. \quad (4.10)$$

Avec cette méthode, un taux de chauffage de 300 mK/s a été mesuré. Dans le cas du piège surfacique utilisé ici, l'hypothèse 1D n'est cependant plus valide. Cette technique ne permet pas

d'attribuer un taux de chauffage dans une direction du piège mais elle peut en revanche majorer le taux de chauffage. Nous allons voir par la suite une technique affinant les résultats du Doppler *recooling*.

4.4.2 Mesure de la taille du spot de l'ion

Introduction

L'ion piégé est assimilé à une particule dans un potentiel harmonique. On montre que la distribution gaussienne de position de l'ion σ_u avec u une direction propre du piège, est donnée par la relation [133, 134, 135, 136]

$$\sigma_u = \sqrt{\frac{k_B T_u}{m\omega_u^2}}, \quad (4.11)$$

avec T_u la température de l'ion dans la direction propre u . L'ion étant imagé par une caméra EMCCD dont la fonction d'étalement du point (FEP) est supposée gaussienne, la taille détectée par le système d'imagerie est donnée par [133, 134]

$$\sigma_{im}^2 = \sigma_{FEP}^2 + \sigma_u^2. \quad (4.12)$$

Si nous prenons des images de l'extension spatiale de l'ion $\sigma_{im,1}$ et $\sigma_{im,2}$ à deux températures différentes T_1, T_2 , l'écart de température ΔT est alors obtenu par la relation

$$\Delta T = T_2 - T_1 = \frac{m\omega_u^2}{k_B} (\sigma_{im,2}^2 - \sigma_{im,1}^2) \quad (4.13)$$

La relation précédente montre qu'un taux de chauffage peut donc être extrait en mesurant la taille apparente de l'ion.

Séquence de mesure

Un nombre de 4000 séquences de mesure sont nécessaires pour obtenir un signal exploitable. Une séquence de mesure de taux de chauffage est réalisée en 3 étapes : la mesure de la taille de l'ion grâce à sa fluorescence, le refroidissement de l'ion et le chauffage de l'ion.

La mesure de la taille de l'ion est effectuée à l'aide d'une caméra EMCCD avec son gain interne réglé à sa valeur maximale. L'utilisation d'une telle caméra a été nécessaire en raison du faible rapport signal à bruit de la fluorescence émise par l'ion et de la faible résolution spatiale de notre système d'imagerie.

La fluorescence émise par l'ion modifiant sa température, une configuration a été trouvée pour que la mesure de la taille de spot de l'ion affecte faiblement sa température. Avec un décalage de fréquence du laser de refroidissement $\delta = -5$ MHz de la résonance, et un temps d'exposition de la caméra $T_{exp} = 50$ μ s, le nombre de photon émis par l'ion et par unité de temps est maximisé tandis que le temps caractéristique de refroidissement de l'ion est minimisé. Des simulations montrent que la mesure affecte d'au plus 20 % la taille de spot de l'ion, et cette influence est pris en compte dans l'exploitation des données.

Le refroidissement est réalisé avec un décalage $\delta = -20$ MHz et une intensité du faisceau laser $I = 2,5 I_{sat}$ pendant 50 ms.

Le chauffage de l'ion est réalisé par le piège. Durant cette étape, tous les faisceaux lasers allant vers le piège sont obturés pendant une durée T_D .

La figure 4.15 montre les résultats obtenus avec une telle méthode. En haut, une image de la fluorescence de l'ion résultant d'une accumulation de 4000 séquences de mesure. Comme attendu, après le chauffage de l'ion pendant une durée T_D , la taille du spot de l'ion est plus étirée dans la direction axiale que dans la direction radiale. En dessous de l'image, des coupes de la taille du spot de l'ion suivant les directions z et x ont été tracées pour différents temps noir T_D .

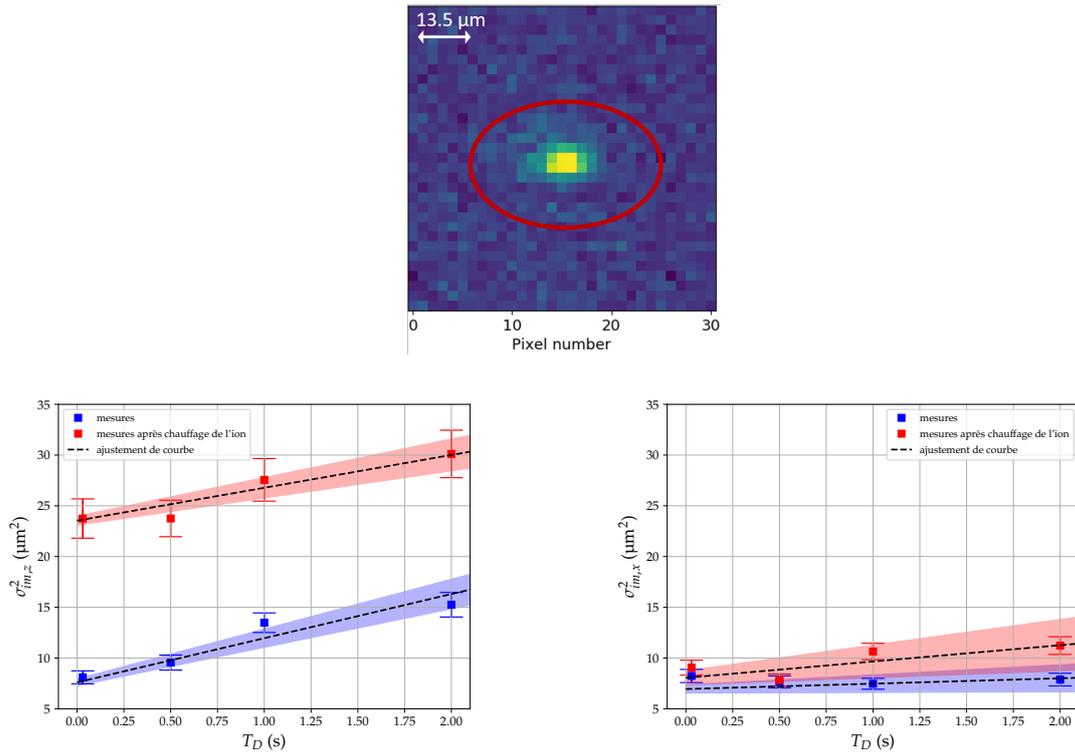


FIGURE 4.15 – **Mesure de taux de chauffage par la méthode Ion Spot.** En haut, l'image de la fluorescence de l'ion obtenue après avoir effectué la moyenne des 4000 séquences de mesure. En bas, à gauche et à droite, respectivement les tracés de la taille de l'ion suivant la direction z , $\sigma_{im,z}^2$ et x , $\sigma_{im,x}^2$ en fonction du temps de chauffage par le piège T_D . Les carrés bleus représentent les mesures et la droite noire est un ajustement de courbe. Les carrés rouges représentent les mêmes mesures après un chauffage initial artificiel de l'ion. Les parties colorées représentent l'erreur sur les ajustements de courbe.

La courbe rouge représente une mesure de taux de chauffage avec une température initiale de l'ion supérieure à la mesure représentée par la courbe bleue. Ceci a été réalisé dans le but de réduire les effets des aberrations géométriques du système d'imagerie. En pratique, dans les séquences d'interrogations, le laser de refroidissement a été décalé vers le bleu avant la mesure de taux de chauffage. Dans la direction axiale, les taux de chauffage pour les courbes bleue et rouge sont respectivement $\dot{T}_z = 30 \pm 4$ mK/s et $\dot{T}_z = 22 \pm 4$ mK/s. Tandis que dans la direction transverse, les taux de chauffage des courbes bleues et rouges sont respectivement $\dot{T}_r = 52 \pm 45$ mK/s et $\dot{T}_r = 156 \pm 90$ mK/s. Dans la direction radiale, le système d'imagerie ne permet pas de donner une mesure du taux de chauffage mais permet néanmoins de le majorer.

Ainsi, le taux de chauffage dans la direction axiale du piège est donc $\dot{T}_z = 22 \pm 4$ mK/s. La méthode de la mesure de la taille du spot de l'ion confirme que l'hypothèse utilisée par la technique du Doppler *recoiling* n'est plus valide. Elle permet également de donner une borne supérieure au taux de chauffage dans la direction radiale de 156 ± 90 mK/s.

En terme de phonons, les résultats donnent un taux de chauffage de $\dot{n} \approx 8000$ phonon/s dans les deux directions. La densité spectrale de bruit électrique $S_E(\omega)$ peut désormais être estimée (voir partie 1.5.1). Dans la direction axiale $\omega S_E(\omega) \approx 1,1 \cdot 10^{-5}$ V²/m², et dans la direction transverse $\omega S_E(\omega) \approx 1,9 \cdot 10^{-4}$ V²/m². Avec une distance de piégeage par rapport au plan des électrodes $d \approx 500$ µm, ces grandeurs semblent être en adéquation avec les données présentées dans la référence [86]. Toujours selon la référence [86], les matériaux constituant le piège surfacique déterminent le taux de chauffage. Le choix des matériaux constituant la future puce ainsi que des fréquences séculaires radiales plus élevées devront permettre d'obtenir un taux de chauff-

fage plus faible.

4.4.3 Conclusion et perspectives

Avec le piège prototype, il a été possible de piéger des ions. L'écart sur la position de piégeage expérimentale et théorique diffère en raison de la présence de champs électriques dans l'environnement de l'ion. Lorsque ces derniers ont pu être réduits, la position de piégeage expérimentale a montré des écarts de l'ordre de quelques microns avec la théorie.

La mesure des fréquences séculaires a montré un écart relatif de quelques pourcents avec les résultats de la simulation. Cette différence provient probablement de la géométrie réelle du piège ainsi que de la non prise en compte des effets de susceptibilité électrique des matériaux [71, 79]. Ces résultats expérimentaux étant proches de ceux obtenus par la simulation, cette dernière devrait prévoir le comportement de la nouvelle puce avec une bonne précision en terme de position de piégeage, de stabilité ou de fréquences séculaires.

Le temps de piégeage obtenu avec le piège prototype est d'environ 25 minutes. Bien que ce temps de piégeage soit court, il permet néanmoins de réaliser des mesures caractérisant le piège. Avec la nouvelle puce, le temps de vie devrait être accru en raison de son dégazage plus faible et donc une pression plus faible dans l'environnement de piégeage de l'ion.

Grâce aux résultats de la simulation, il est possible de contrôler finement la position de l'ion par l'ajout de potentiels électriques contrôlés. La résolution du système limitant l'incertitude sur les mesures des déplacements, la technique de photocorrélation a néanmoins montré que les déplacements théoriques de l'ordre du dixième de micron impactaient la mesure.

Pour la réduction de l'excès de micromouvement, la technique de l'excitation paramétrique du pseudopotential va être employée dans le futur. Contrairement à la photocorrélation, cette technique peut être appliquée aux pièges surfaciques puisqu'elle ne nécessite qu'un unique faisceau laser. Des mesures préliminaires ont démontré la détection de l'excès de micromouvement par une mesure de corrélation. Pour l'implémentation de cette méthode, le schéma RF devra en revanche être modifié. Une stabilisation de l'amplitude RF devra être mise en place pour minimiser les variations de fréquences séculaires. Aussi des rampes de fréquences devront être utilisées pour minimiser les effets de ces décalages de fréquences [129].

Les valeurs des fréquences séculaires du pièges ne sont pas compatibles avec la technique du Doppler *recooling*. L'écart entre la fréquence séculaire axiale et les fréquences séculaires radiales ne permettent pas de nous placer dans l'hypothèse 1D de la technique. Cette méthode permet tout de même de majorer le taux de chauffage du piège.

La mesure de la taille du spot de l'ion permet en revanche d'extraire un taux de chauffage dans la direction axiale. Néanmoins dans la direction transverse, les fréquences séculaires de l'ion plus importantes et la faible résolution du système d'imagerie ne permettent pas d'extraire une mesure. Une borne supérieure a été néanmoins obtenue.

La mesure du taux de chauffage offre la possibilité d'estimer la densité spectrale de bruit qui semble être en adéquation avec les données issues de la littérature. Les matériaux de la future puce devraient réduire ce bruit. En outre avec des fréquences séculaires radiales plus importantes, le taux de chauffage du piège devrait encore diminuer.

Conclusion générale

Les horloges optiques sont des instruments métrologiques remarquables. Non seulement les horloges réalisent la mesure du temps avec une extrême stabilité et exactitude, mais elles offrent également la possibilité de mesurer d'autres grandeurs physiques qui engendrent des décalages de fréquence. Les horloges optiques les plus performantes permettent de réaliser des tests de physique fondamentale, mais aussi d'établir par exemple des mesures de précision du champ gravitationnel terrestre.

Bien qu'il existe des réseaux fibrés, tel REFIMEVE+, qui offrent la possibilité de distribuer des fréquences optiques ultra-stables, le caractère transportable des horloges reste un enjeu crucial.

Le principe de l'horloge optique actuellement développée à FEMTO-ST est simple : la fréquence d'un laser est asservie sur une transition d'un ion $^{171}\text{Yb}^+$ piégé. Mais la mise en place d'un tel système nécessite un travail considérable dans différents domaines. L'obtention et la manipulation de l'ion est réalisée à l'aide de cinq lasers. Ces derniers doivent présenter de bas bruits de fréquence et doivent pouvoir être finement réglés en fréquence ou en intensité. Le piégeage de l'ion est réalisé avec un piège de Paul surfacique. Ce dernier nécessite une tension RF stable et présentant une grande amplitude avec le moins de bruit électrique possible. Le fonctionnement séquentiel de l'horloge nécessite un système de pilotage avec une bonne résolution temporelle et des temps de latence faibles. Enfin, le piégeage de l'ion est réalisé dans une enceinte pour atteindre un ultra-vide.

Dans cette thèse nous avons vu le fonctionnement général des horloges optiques ainsi que les particularités d'une horloge à ion Yb^+ . Les équations régissant le fonctionnement des pièges de Paul surfacique ainsi que la technique du refroidissement Doppler ont été présentés. Les contraintes de fonctionnement du piège pour la mise en place d'une horloge ont été explicités.

Nous avons également abordé le dispositif expérimental de l'horloge. Pour le piégeage des ions, le laser de refroidissement et le laser de repompage à 935 nm sont les plus critiques car ils permettent leur détection. Actuellement, ils sont asservis en fréquence à l'aide d'un logiciel fourni par le fabricant du lambdamètre. Bien qu'il ait été possible de piéger des ions, la stabilité en fréquence offerte par cet instrument est limitée. Dans le futur, ces deux lasers seront asservis en fréquence à l'aide d'une méthode d'absorption saturée grâce à une lampe à décharge d'ions ytterbium.

Le dispositif de génération de signaux RF de piégeage que nous avons utilisé avec le piège prototype est simple. Nous exploitons une résonance d'un facteur de qualité $Q \approx 10$ du piège avec un transformateur. Pour la future puce, le montage électrique sera modifié pour réaliser un résonateur augmentant ainsi Q à l'ordre de la centaine filtrant ainsi les différents bruits électrique allant vers le piège.

Les éléments autour de la chambre à vide vont aussi être changés lors de l'installation de la nouvelle puce. La direction du laser d'horloge suivant une direction radiale du piège permettra de nous placer dans le régime de Lamb-Dicke. Les décalages Doppler issus de l'interaction des photons du laser d'horloge avec l'ion piégé pourront être alors réduits.

Un travail d'étude a été effectué à la PTB durant ma thèse portant sur l'évaluation de la stabilité relative de fréquence d'*optical clock* en fonction des paramètres d'interrogation et d'asservissement de l'ion. Les résultats obtenus ont été proches des mesures effectuées. En passant des

interrogations de type Rabi à Ramsey, une configuration est trouvée pour réduire l'instabilité de l'horloge à $\sigma_y(\tau) = 3.10^{-15}\tau^{-1/2}$. Il n'a malheureusement pas été possible de le vérifier expérimentalement.

Des simulations ont été effectuées sur le piège prototype en vue de prévoir la validité du modèle utilisé. Avec ce piège, l'ion est confiné à une distance $d \approx 500 \mu\text{m}$ du plan des électrodes. Les axes radiaux présentent un angle d'inclinaison d'environ 9° avec les axes du piège. Avec les paramètres de piégeage utilisés, la profondeur du piège est d'environ 90 meV.

Une étude portant sur la recherche des paramètres RF de piégeage a été réalisée sur la future puce développée à l'institut FEMTO-ST. Avec une tension RF d'une amplitude de 300 V et une fréquence $\Omega/2\pi \approx 5 \text{ MHz}$, il serait possible de piéger l'ion avec des paramètres $(a, q) = (5.10^{-4}; 0, 28)$ dans les directions radiales avec une profondeur de piégeage de 300 meV. L'angle d'inclinaison des axes propres avec ceux du piège sont théoriquement d'environ 30° . Le calcul des tensions à appliquer pour réaliser la compensation de l'excès de micromouvement a été effectué pour les deux puces présentées dans la thèse.

Les résultats expérimentaux sur le piégeage d'ions avec la puce prototype sont présentés dans le dernier chapitre. De faibles écarts concernant les fréquences séculaires expérimentales et théoriques sont observés. Ces écarts sont de l'ordre de quelques pourcents et valide le modèle utilisé. Avec une pression de l'ordre de 10^{-10} mbar, le temps de vie moyen d'un ion unique refroidit au sein du piège est d'environ 25 minutes. Ce temps de vie est faible et résulte du dégazage des matériaux utilisés pour la fabrication du piège prototype. Avec la nouvelle puce, ce temps de vie de l'ion devrait être amélioré en raison du plus faible dégazage des matériaux.

Le pompage optique de l'ion dans son état fondamental a été caractérisé. En raison de l'amplification de l'émission spontanée au sein des diodes lasers UV, le pompage optique n'est efficace qu'à 90 % avec une durée caractéristique de 4,5 ms. Le montage optique va donc être modifié pour inclure un réseau de diffraction permettant de filtrer les composantes spectrales du laser. Un EOM sera aussi mis en place.

Des techniques pour réduire l'excès de micromouvement ont été expérimentées. La photocorrélation a ainsi été implémentée et permettrait de réduire l'excès de micromouvement dans deux dimensions. Pour réduire l'excès de micromouvement de l'ion dans toutes les directions de l'espace avec un unique faisceau laser, la méthode de l'excitation paramétrique a également été testée. Bien que cette technique s'annonce prometteuse, les variations de fréquence séculaires générées par les variations d'amplitudes RF ont limitées les mesures. Cette méthode, qui sera utilisée pour la future puce, nécessitera néanmoins la stabilisation de l'amplitude RF en sortie du résonateur. Aussi, pour limiter l'impact des variations des fréquences séculaires, des rampes de fréquences autour des fréquences séculaires seront effectuées.

Enfin des mesures de taux de chauffage ont été effectuées. Dans la direction axiale, le taux de chauffage est d'environ 22 mK/s et inférieure à 157 mK/s dans la direction transverse. La technique du Doppler *recooling* ne peut pas être utilisée avec nos paramètres de piégeage et les mesures ont été obtenues avec une mesure de la taille du spot de l'ion. En terme de phonons, le taux de chauffage est d'environ 8000 phonon/s dans les deux directions. Ces mesures permettent d'estimer la densité spectrale de bruit électrique du piège. Dans la direction axiale, elle est de l'ordre de $10^{-5} \text{ V}^2/\text{m}^2$ qui est en accord avec les données issues de la littérature pour un ion piégé à $500 \mu\text{m}$ du plan des électrodes.

Les principaux outils pour l'élaboration de l'horloge sont désormais en place. Après le changement de puce, la spectroscopie de l'ion avec le laser d'horloge pourra alors débuter. Les premières mesures d'horloge pourront dès lors être opérées rapidement. Aussi, une cavité ultra-stable pour le laser d'horloge sera mise en place.

Annexe

Piège prototype : calcul de l'influence de chaque électrode DC

	Électrode $i = 0$	Électrode $i = 2$	Électrode $i = 4$	Électrode $i = 5$	Électrode $i = 6$
$\alpha_{x,i}$ (V.m ⁻² /V)	7,91.10 ⁴	-8,44.10 ⁵	1,39.10 ⁴	1,94.10 ⁴	7,92.10 ³
$\alpha_{y,i}$ (V.m ⁻² /V)	-6,02.10 ⁴	8,46.10 ⁵	-1,05.10 ⁴	-2,68.10 ⁴	-8,41.10 ³
$\alpha_{z,i}$ (V.m ⁻² /V)	-1,90.10 ⁴	-1,99.10 ³	-3,40.10 ³	7,53.10 ³	5,37.10 ²
γ_i (V.m ⁻² /V)	-2,90.10 ⁴	-2,04.10 ⁵	1,31.10 ⁴	-2,21.10 ⁴	1,21.10 ⁴
$\beta_{x,i}$ (V.m ⁻¹ /V)	-6,70.10 ¹	8,61.10 ¹	1,65.10 ¹	-3,08.10 ¹	1,39.10 ¹
$\beta_{y,i}$ (V.m ⁻¹ /V)	5,57.10 ¹	-5,11.10 ²	2,52.10 ¹	5,33.10 ¹	3,09.10 ¹
$\beta_{z,i}$ (V.m ⁻¹ /V)	-2,97.10 ⁻¹	-3,10.10 ⁻²	-5,33.10 ⁻²	2,30.10 ¹	7,48.10 ⁰

TABLE 4.1 – Résultats du calcul des sensibilités S_i des électrodes DC au minimum RF.

	Électrode $i = 7$	Électrode $i = 8$
$\alpha_{x,i}$ (V.m ⁻² /V)	1,87.10 ⁴	7,69.10 ³
$\alpha_{y,i}$ (V.m ⁻² /V)	-2,63.10 ⁴	-8,29.10 ³
$\alpha_{z,i}$ (V.m ⁻² /V)	7,55.10 ³	5,64.10 ²
γ_i (V.m ⁻² /V)	-2,17.10 ⁴	1,20.10 ⁴
$\beta_{x,i}$ (V.m ⁻¹ /V)	-3,01.10 ¹	1,37.10 ¹
$\beta_{y,i}$ (V.m ⁻¹ /V)	5,28.10 ¹	3,07.10 ¹
$\beta_{z,i}$ (V.m ⁻¹ /V)	-2,27.10 ¹	-7,46.10 ⁰

TABLE 4.2 – Suite des résultats du calcul des S_i .

Nouveau piège : calcul de l'influence de chaque électrode DC

	Électrode $i = 0$	Électrode $i = 1$	Électrode $i = 2$	Électrode $i = 3$	Électrode $i = 4$
$\alpha_{x,i}$ (V.m ⁻² /V)	1,45.10 ⁴	8,47.10 ³	9,86.10 ³	9,37.10 ³	5,60.10 ⁴
$\alpha_{y,i}$ (V.m ⁻² /V)	-3,58.10 ⁴	-1,22.10 ⁴	-2,87.10 ⁴	-1,31.10 ⁴	-3,73.10 ⁴
$\alpha_{z,i}$ (V.m ⁻² /V)	2,14.10 ⁴	3,92.10 ³	1,90.10 ⁴	3,92.10 ³	-1,87.10 ⁴
γ_i (V.m ⁻² /V)	-2,52.10 ⁴	1,43.10 ⁴	-1,31.10 ⁴	1,52.10 ⁴	-2,10.10 ³
$\beta_{x,i}$ (V.m ⁻¹ /V)	-2,06.10 ¹	9,97.10 ⁰	-1,32.10 ¹	1,06.10 ¹	-2,26.10 ¹
$\beta_{y,i}$ (V.m ⁻¹ /V)	4,42.10 ¹	2,29.10 ¹	2,25.10 ¹	2,37.10 ¹	1,03.10 ¹
$\beta_{z,i}$ (V.m ⁻¹ /V)	2,27.10 ¹	8,17.10 ⁰	-1,69.10 ¹	-8,43.10 ⁰	5,69.10 ⁻¹

TABLE 4.3 –

	Électrode $i = 5$	Électrode $i = 6$	Électrode $i = 7$	Électrode $i = 8$	Électrode $i = 9$
$\alpha_{x,i}$ (V.m ⁻² /V)	$8,10.10^3$	$7,49.10^3$	$7,76.10^3$	$4,68.10^4$	$5,06.10^4$
$\alpha_{y,i}$ (V.m ⁻² /V)	$-5,92.10^3$	$-5,59.10^3$	$-5,70.10^3$	$-3,46.10^4$	$-3,60.10^4$
$\alpha_{z,i}$ (V.m ⁻² /V)	$-2,21.10^3$	$-1,89.10^3$	$-2,04.10^3$	$-1,22.10^4$	$-1,46.10^4$
γ_i (V.m ⁻² /V)	$5,79.10^3$	$5,56.10^3$	$5,64.10^3$	$-5,48.10^3$	$-4,74.10^3$
$\beta_{x,i}$ (V.m ⁻¹ /V)	$4,87.10^0$	$4,63.10^0$	$4,72.10^0$	$-2,08.10^1$	$-2,18.10^1$
$\beta_{y,i}$ (V.m ⁻¹ /V)	$5,87.10^0$	$5,73.10^0$	$5,78.10^0$	$1,15.10^1$	$1,16.10^1$
$\beta_{z,i}$ (V.m ⁻¹ /V)	$7,33.10^{-2}$	$6,76.10^{-1}$	$-5,47.10^{-1}$	$5,19.10^0$	$-4,30.10^0$

TABLE 4.4 –

	Électrode $i = 10$	Électrode $i = 11$	Électrode $i = 12$	Électrode $i = 13$	Électrode $i = 14$
$\alpha_{x,i}$ (V.m ⁻² /V)	$1,80.10^4$	$3,32.10^4$	$1,54.10^4$	$2,90.10^4$	$4,94.10^3$
$\alpha_{y,i}$ (V.m ⁻² /V)	$-2,07.10^4$	$-2,89.10^4$	$-1,88.10^4$	$-2,69.10^4$	$-4,28.10^3$
$\alpha_{z,i}$ (V.m ⁻² /V)	$2,50.10^3$	$-4,30.10^3$	$3,45.10^3$	$-2,17.10^3$	$-5,77.10^2$
γ_i (V.m ⁻² /V)	$-8,12.10^3$	$-7,42.10^3$	$-8,02.10^3$	$-7,86.10^3$	$4,52.10^3$
$\beta_{x,i}$ (V.m ⁻¹ /V)	$-1,16.10^1$	$-1,68.10^1$	$-1,05.10^1$	$-1,55.10^1$	$3,56.10^0$
$\beta_{y,i}$ (V.m ⁻¹ /V)	$1,01.10^1$	$1,12.10^1$	$9,85.10^0$	$1,10.10^1$	$5,04.10^0$
$\beta_{z,i}$ (V.m ⁻¹ /V)	$-7,11.10^0$	$-6,95.10^0$	$6,91.10^0$	$7,16.10^0$	$-1,33.10^0$

TABLE 4.5 –

	Électrode $i = 15$	Électrode $i = 16$	Électrode $i = 17$	Électrode $i = 18$
$\alpha_{x,i}$ (V.m ⁻² /V)	$6,50.10^3$	$4,58.10^3$	$6,16.10^3$	$-1,21.10^6$
$\alpha_{y,i}$ (V.m ⁻² /V)	$-5,19.10^3$	$-4,08.10^3$	$-5,00.10^3$	$1,21.10^6$
$\alpha_{z,i}$ (V.m ⁻² /V)	$-1,37.10^3$	$-4,59.10^2$	$-1,20.10^3$	$-2,00.10^3$
γ_i (V.m ⁻² /V)	$5,22.10^3$	$4,35.10^3$	$5,08.10^3$	$-4,12.10^5$
$\beta_{x,i}$ (V.m ⁻¹ /V)	$4,24.10^0$	$3,39.10^0$	$4,09.10^0$	$1,13.10^2$
$\beta_{y,i}$ (V.m ⁻¹ /V)	$5,49.10^0$	$4,93.10^0$	$5,40.10^0$	$-4,63.10^2$
$\beta_{z,i}$ (V.m ⁻¹ /V)	$-1,04.10^0$	$1,37.10^0$	$1,13.10^0$	$1,47.10^{-1}$

TABLE 4.6 –

Calcul numérique du potentiel électrique d'une électrode surfacique

Les calculs numériques des potentiels électriques sont réalisés avec le langage de programmation Python et la bibliothèque logicielle «scipy» et notamment son module «integrate» pour la réalisation de la double intégration. Typiquement, la géométrie d'une partie de l'électrode surfacique est de la forme présentée en figure 4.16.

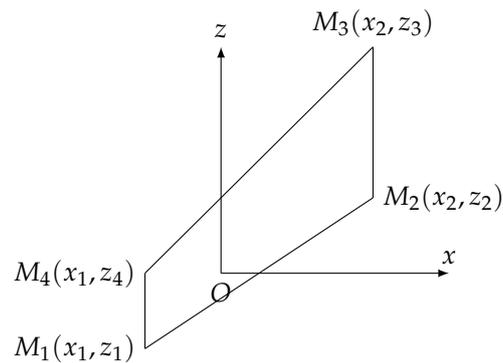


FIGURE 4.16 – Illustration d'un morceau d'une électrode planaire de la nouvelle puce.

Dans le plan $y = 0$, la région délimitée par une telle surface est $\Delta = [x_1, x_2] \times [a_1x + b_1, a_2x + b_2]$. La connaissance des coordonnées des points M_i avec $i \in \llbracket 1, 4 \rrbracket$ permet de calculer les pentes a_j ainsi que les ordonnées à l'origine b_j avec $j \in \llbracket 1, 2 \rrbracket$. Dans cette situation, le potentiel électrique en un point quelconque de coordonnée (x, y, z) avec $y > 0$ est donné par :

$$V(x, y, z) = \frac{V_0}{2\pi} \int_{x_1}^{x_2} \int_{z'=a_1x'+b_1}^{z'=a_2x'+b_2} \frac{y}{[(x-x')^2 + y^2 + (z-z')^2]^{\frac{3}{2}}} dx' dz'. \quad (4.14)$$

Le code Python ci-dessous est l'exemple d'une fonction permettant de calculer le potentiel électrique en un point (x, y, z) généré par une électrode surfacique mise à une tension V_0 .

```
import numpy as np
from scipy import integrate

def PotentielDC(x,y,z,V0):
    ### PARAMETRES GEOMETRIQUES DE LA PUCE EN [m] ###
    a = 8000e-6
    b = 100e-6
    c = 2760e-6
    d = 600e-6
    e = 1200e-6
    f = 800e-6
    g = 2240e-6
    h = 480e-6
    i = 8000e-6
    j = 3045e-6
    k = 250e-6
    l = 20e-6
    m = 250e-9
    n = 30e-9
    o = 200e-6
    p = 5e-6
    q = 1100e-6
    u = 500e-6 #

    ### CALCUL DES PENTES ET DES ORDONNEES A L'ORIGINE DE DROITE DE TYPE Z = AX+ B ###
    A1 = (-0.5*(k+1) - (0.5*i-g-4*h-4.5*l))/(c-f)
    B1 = -0.5*(k+1)+A1*(f+2*l+2*d)
    A2 = ((0.5*i-g-3*h-3.5*l)-0.5*(k+1))/(c-f)
    B2 = 0.5*(k+1)+A1*(f+2*l+2*d)
```

```

x1 = -2*d-c-2*1
x2 = -2*d-f-2*1

## DEFINITION DE L'INTEGRANDE ET DES BORNES D'INTEGRATION ##

def integrand(z_prime,x_prime):
    return (V0/(2*np.pi))*y*((x-x_prime)**2+(z-z_prime)**2+y**2)**(-1.5)

def bounds_x():
    return [x1,x2]

def bounds_z(x_prime):
    return [A1*x_prime+B1,A2*x_prime+B2]

### CALCUL DE L'INTEGRALE DOUBLE ###
result = integrate.nquad(integrand,[bounds_z, bounds_x])

### RETOUR DE LA FONCTION ###
return result

```

Modification de la distance de piégeage d de l'ion

Une distance ion-électrodes d moins importante permet d'atteindre de plus grandes fréquences séculaires. En appliquant également une fraction α de la tension RF sur l'électrode centrale, la distance d est modifiée [84]. Il est alors possible d'augmenter ainsi la profondeur du piège, les fréquences séculaires au dépit de la stabilité du piège.

Les figures ci-dessous montrent l'influence de la fraction d'amplitude RF αV_{RF} appliquée à l'électrode centrale 18 du nouveau piège sur les différents paramètres du piège. Les calculs ont été effectués avec un signal RF d'une fréquence $\Omega_{RF}/2\pi = 4,935$ MHz et une amplitude $V_{RF} = 300$ V appliquée à l'électrode RF.

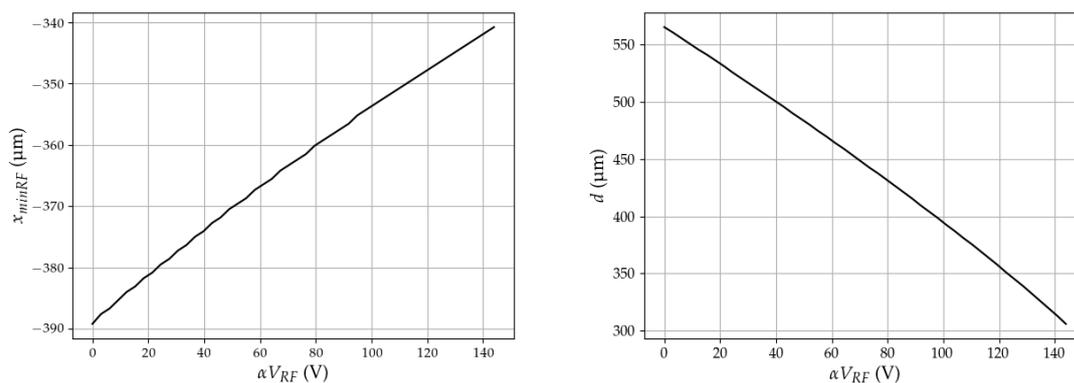


FIGURE 4.17 – Évolution des positions de piégeage en fonction de l'amplitude du signal RF appliquée à l'électrode centrale V_{RF} . À gauche, l'évolution de x_{minRF} . À droite, l'évolution de la distance ion-électrodes $d = y_{minRF}$.

La figure 4.17 montre l'évolution des coordonnées du minimum du pseudopotential x_{minRF} et $y_{minRF} = d$ en fonction de αV_{RF} . Pour une tension RF d'amplitude $\alpha V_{RF} \approx 150$ V appliquée à l'électrode centrale, la distance d passe de ≈ 550 μm à ≈ 300 μm .

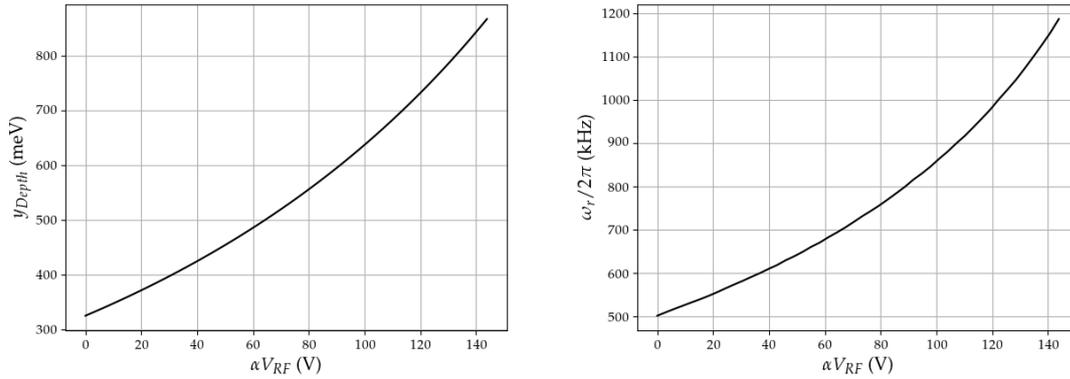


FIGURE 4.18 – Évolution de la profondeur et de la fréquence séculaire radiale en fonction de l’amplitude RF appliquée à l’électrode centrale V_{RF} . À gauche l’évolution de la profondeur du piège y_{Depth} . À droite l’évolution de la fréquence séculaire radiale $\omega_r/2\pi$.

La figure 4.18 montre l’évolution de la profondeur du piège y_{Depth} et des fréquences séculaires radiales $\omega_r/2\pi$ en fonction de αV_{RF} . La profondeur du piège ainsi que les séculaires radiales augmentent lorsque l’amplitude RF augmente dans l’électrode centrale.

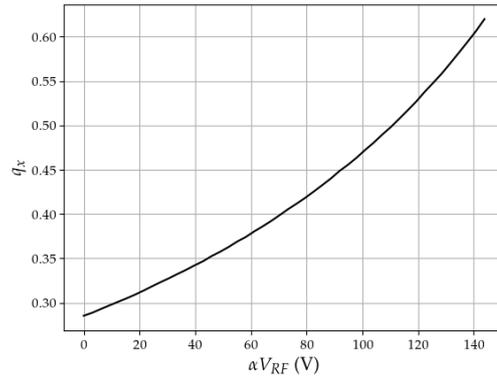


FIGURE 4.19 – Évolution du paramètre de stabilité q_x en fonction de l’amplitude du signal RF appliquée à l’électrode centrale αV_{RF} .

La figure 4.19 montre l’évolution du paramètre de stabilité q_x dans la direction propre x' du piège en fonction de l’amplitude de αV_{RF} . L’instabilité du piège augmente lorsque l’amplitude du signal RF croît dans l’électrode centrale.

Comme dans la référence [84], cette technique peut être utilisée pour mesurer le taux de chauffage pour différentes distances ion-électrodes d . Elle permet aussi d’augmenter considérablement la fréquence séculaire de l’ion et atteindre plus facilement le régime de Lamb-Dicke. La profondeur du piège étant également augmentée, le temps de vie de l’ion au sein du piège peut être accru.

Cependant, la fréquence du piège $\Omega/2\pi$ devra être augmentée pour rester dans l’approximation du pseudopotentiel et améliorer la stabilité du piège.

Il sera néanmoins nécessaire d’avoir un contrôle précis sur le déphasage des tensions RF appliquées sur l’électrode RF et l’électrode centrale. En effet, l’excès de micromouvement causé par ce déphasage doit pouvoir être mesuré et réduit.

Bibliographie

- [1] M. Abgrall, B. Chupin, L. De Sarlo, J. Guéna, P. Laurent, Y. Le Coq, R. Le Targat, J. Lodewyck, M. Lours, P. Rosenbusch, G. D. Rovera, and S. Bize, "Atomic fountains and optical clocks at SYRTE : Status and perspectives," *Comptes Rendus Physique*, vol. 16, no. 5, pp. 461–470, 2015.
- [2] E. Oelker, R. Hutson, C. Kennedy, L. Sonderhouse, T. Bothwell, A. Goban, D. Kedar, C. Sanner, J. Robinson, G. Marti, D. Matei, T. Legero, M. Giunta, R. Holzwarth, F. Riehle, U. Sterr, and J. Ye, "Demonstration of 4.8×10^{-17} stability at 1 s for two independent optical clocks," *Nature Photonics*, vol. 13, 2019.
- [3] T. Bothwell, D. Kedar, E. Oelker, J. M. Robinson, S. L. Bromley, W. L. Tew, J. Ye, and C. J. Kennedy, "JILA SrI optical lattice clock with uncertainty of 2.0×10^{-18} ," *Metrologia*, vol. 56, no. 6, p. 065004, 2019.
- [4] P. Daly, I. Kitching, D. Allan, and T. Peppler, "Frequency and time stability of GPS and GLONASS clocks," in *44th Annual Symposium on Frequency Control*, pp. 127–139, 1990.
- [5] W. McGrew, X. Zhang, R. Fasano, S. Schaffer, K. Beloy, D. Nicolodi, R. Brown, N. Hinkley, G. Milani, M. Schioppo, T. Yoon, and A. Ludlow, "Atomic clock performance enabling geodesy below the centimetre level," *Nature*, vol. 564, no. 7734, pp. 87–90, 2018.
- [6] P. Delva and J. Lodewyck, "Atomic clocks : new prospects in metrology and geodesy," *Acta Futura*, vol. 7, 2013.
- [7] M. Delehaye and C. Lacroûte, "Single-ion, transportable optical atomic clocks," *Journal of Modern Optics*, vol. 65, no. 5-6, pp. 622–639, 2018.
- [8] L. Essen and J. V. L. Parry, "An atomic standard of frequency and time interval : A caesium resonator," *Nature*, vol. 176, no. 280, p. 2, 1955.
- [9] H. S. Margolis, "Frequency metrology and clocks," *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 42, no. 15, p. 154017, 2009.
- [10] E. Peik, T. Schneider, and C. Tamm, "Laser frequency stabilization to a single ion," *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 39, no. 1, pp. 145–158, 2005.
- [11] S. Schneider and G. J. Milburn, "Decoherence and fidelity in ion traps with fluctuating trap parameters," *Physical Review A*, vol. 59, pp. 3766–3774, 1999.
- [12] J. Reichert, M. Niering, R. Holzwarth, M. Weitz, T. Udem, and T. W. Hänsch, "Phase coherent vacuum-ultraviolet to radio frequency comparison with a mode-locked laser," *Physical Review Letters*, vol. 84, pp. 3232–3235, 2000.
- [13] T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, "Optical frequency metrology," *Nature*, vol. 416, p. 233, 2002.
- [14] D. Allan, "Statistics of atomic frequency standards," *Proceedings of the IEEE*, vol. 54, no. 2, pp. 221–230, 1966.
- [15] N. Huntemann, *High-Accuracy Optical Clock Based in the Octupole Transition in the $^{171}\text{Yb}^+$* . PhD thesis, Gottfried Wolhem Leibniz Universität Hannover, 2014.
- [16] E. Rubiola, *Phase noise and frequency stability in oscillators*. The Cambridge RF and microwave engineering series, Cambridge University Press, Nov. 2008.
- [17] D. Howe and F. Vernotte, "Generalization of the Total Variance Approach to the Modified Allan Variance," *Proceedings of the 31th Annual Precise Time and Time Interval Systems and Applications Meeting*, pp. 267–276, 1999.

- [18] I. I. Rabi, J. R. Zacharias, S. Millman, and P. Kusch, "A new method of measuring nuclear magnetic moment," *Physical Review*, vol. 53, pp. 318–318, 1938.
- [19] N. F. Ramsey, "A molecular beam resonance method with separated oscillating fields," *Physical Review*, vol. 78, pp. 695–699, 1950.
- [20] C. Lacroûte, *Développement d'une horloge atomique sur puce à atomes : optimisation de la durée de cohérence et caractérisation préliminaire*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2010.
- [21] T. Zanon-Willette, R. Lefevre, R. Metzdorff, N. Sillitoe, S. Almonacil, M. Minissale, E. de Clercq, A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, and E. Arimondo, "Composite laser-pulses spectroscopy for high-accuracy optical clocks : a review of recent progress and perspectives," *Reports on Progress in Physics*, vol. 81, no. 9, p. 094401, 2018.
- [22] T. Schneider, *Optical frequency standard with a single $^{171}\text{Yb}^+$ ion*. PhD thesis, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2005.
- [23] W. M. Itano, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, J. M. Gilligan, D. J. Heinzen, F. L. Moore, M. G. Raizen, and D. J. Wineland, "Quantum projection noise : Population fluctuations in two-level systems," *Physical Review A*, vol. 47, pp. 3554–3570, 1993.
- [24] S. Mulholland, H. A. Klein, G. P. Barwood, S. Donnellan, P. B. R. Nisbet-Jones, G. Huang, G. Walsh, P. E. G. Baird, and P. Gill, "Compact laser system for a laser-cooled ytterbium ion microwave frequency standard," *Review of Scientific Instruments*, vol. 90, no. 3, p. 033105, 2019.
- [25] C. Tamm, D. Engelke, and V. Bühner, "Spectroscopy of the electric-quadrupole transition $^2S_{1/2}(F = 0) - ^2D_{3/2}(F = 2)$ in trapped $^{171}\text{Yb}^+$," *Physical Review A*, vol. 61, p. 053405, 2000.
- [26] M. Roberts, P. Taylor, G. P. Barwood, W. R. C. Rowley, and P. Gill, "Observation of the $^2S_{1/2} - ^2F_{7/2}$ electric octupole transition in a single $^{171}\text{Yb}^+$ ion," *Physical Review A*, vol. 62, p. 020501, 2000.
- [27] R. Lange, N. Huntemann, J. M. Rahm, C. Sanner, H. Shao, B. Lipphardt, C. Tamm, S. Weyers, and E. Peik, "Improved limits for violations of local position invariance from atomic clock comparisons," *Physical Review Letters*, vol. 126, p. 011102, 2021.
- [28] S. Olmschenk, K. C. Younge, D. L. Moehring, D. N. Matsukevich, P. Maunz, and C. Monroe, "Manipulation and detection of a trapped Yb^+ hyperfine qubit," *Physical Review A*, vol. 76, p. 052314, 2007.
- [29] S. Olmschenk, D. Hayes, D. N. Matsukevich, P. Maunz, D. L. Moehring, K. C. Younge, and C. Monroe, "Measurement of the lifetime of the $6p\ ^2P_{1/2}^0$ level of Yb^+ ," *Physical Review A*, vol. 80, p. 022502, 2009.
- [30] J. E. Sansonetti and W. C. Martin, "Handbook of Basic Atomic Spectroscopic Data," *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, vol. 34, no. 4, pp. 1559–2259, 2005.
- [31] N. Yu and L. Maleki, "Lifetime measurements of the $4f^{14}5d$ metastable states in single ytterbium ions," *Physical Review A*, vol. 61, p. 022507, 2000.
- [32] P. Taylor, M. Roberts, S. V. Gateva-Kostova, R. B. M. Clarke, G. P. Barwood, W. R. C. Rowley, and P. Gill, "Investigation of the $^2S_{1/2} - ^2D_{5/2}$ clock transition in a single ytterbium ion," *Physical Review A*, vol. 56, pp. 2699–2704, 1997.
- [33] R. W. Berends, E. H. Pinnington, B. Guo, and Q. Ji, "Beam-laser lifetime measurements for four resonance levels of Yb II ," *Journal of Physics B, Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 26, pp. L701–L704, 1993.
- [34] M. Roberts, P. Taylor, G. P. Barwood, W. R. C. Rowley, and P. Gill, "Observation of the $^2S_{1/2} - ^2F_{7/2}$ electric octupole transition in a single $^{171}\text{Yb}^+$ ion," *Physical Review A*, vol. 62, p. 020501, 2000.
- [35] E. Biéumont, J.-F. Dutrieux, I. Martin, and P. Quinet, "Lifetime calculations in Yb II ," *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 31, no. 15, pp. 3321–3333, 1998.

- [36] S. Ejtemaee, "A fluorescence study of single trapped Ytterbium ions for quantum information applications," Master's thesis, Simon Fraser University, 2010.
- [37] M. Abdel Hafiz, *Development and metrological characterization of a high-performance Cs cell atomic clock based on coherent population trapping*. PhD thesis, Université de Franche-Comté, 2017.
- [38] B. Jian, P. Dubé, and A. A. Madej, "Evaluation of the blackbody radiation shift uncertainty for nrc's strontium ion clock," *2016 IEEE International Frequency Control Symposium (IFCS)*, pp. 1–3, 2016.
- [39] V. Giordano, S. Grop, B. Dubois, P.-Y. Bourgeois, Y. Kersalé, G. Haye, V. Dolgovskiy, N. Bucalovic, G. Di Domenico, S. Schilt, J. Chauvin, D. Valat, and E. Rubiola, "New generation of cryogenic sapphire microwave oscillator for space, metrology and scientific applications.," *Review of Scientific Instruments*, vol. 83, no. 8, p. 085113, 2012.
- [40] J. Millo, *Génération de signaux micro-ondes pour la métrologie à partir de références et peignes de fréquences optiques*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2010.
- [41] L. Groult, *Horloge Optique Atomique compacte, à ion piégé Yb^+* . PhD thesis, Université de Bourgogne Franche-Comté, France, 2021.
- [42] M. Norcia, J. Cline, J. Muniz, J. Robinson, R. Hutson, A. Goban, G. Marti, J. Ye, and J. Thompson, "Frequency measurements of superradiance from the strontium clock transition," *Physical Review X*, vol. 8, 2017.
- [43] D. Meiser, J. Ye, D. R. Carlson, and M. J. Holland, "Prospects for a millihertz-linewidth laser," *Physical Review Letters*, vol. 102, p. 163601, 2009.
- [44] L. Maleki and J. Prestage, "Applications of clocks and frequency standards : from the routine to tests of fundamental models," vol. 42, no. 3, pp. S145–S153, 2005.
- [45] K. W. Martin, G. Phelps, N. D. Lemke, M. S. Bigelow, B. Stuhl, M. Wojcik, M. Holt, I. Coddington, M. W. Bishop, and J. H. Burke, "Compact optical atomic clock based on a two-photon transition in rubidium," *Physical Review Applied*, vol. 9, p. 014019, 2018.
- [46] V. Maurice, Z. L. Newman, S. Dickerson, M. Rivers, J. Hsiao, P. Greene, M. Mescher, J. Kitching, M. T. Hummon, and C. Johnson, "Miniaturized optical frequency reference for next-generation portable optical clocks," *Optics Express*, vol. 28, no. 17, pp. 24708–24720, 2020.
- [47] S. M. Brewer, J.-S. Chen, A. M. Hankin, E. R. Clements, C. W. Chou, D. J. Wineland, D. B. Hume, and D. R. Leibbrandt, " $^{27}\text{Al}^+$ Quantum-Logic Clock with a Systematic Uncertainty below 10^{-18} ," *Physical Review Letters*, vol. 123, p. 033201, 2019.
- [48] J. B. Wübbena, S. Amairi, O. Mandel, and P. O. Schmidt, "Sympathetic cooling of mixed-species two-ion crystals for precision spectroscopy," *Physical Review A*, vol. 85, p. 043412, 2012.
- [49] P. O. Schmidt, T. Rosenband, C. Langer, W. M. Itano, J. C. Bergquist, and D. J. Wineland, "Spectroscopy using quantum logic," *Science*, vol. 309, no. 5735, pp. 749–752, 2005.
- [50] T. Rosenband, P. O. Schmidt, D. B. Hume, W. M. Itano, T. M. Fortier, J. E. Stalnaker, K. Kim, S. A. Diddams, J. C. J. Koelemeij, J. C. Bergquist, and D. J. Wineland, "Observation of the $^1s_0 \rightarrow ^3p_0$ clock transition in $^{27}\text{Al}^+$," *Physical Review Letters*, vol. 98, p. 220801, 2007.
- [51] Y. Huang, H. Guan, P. Liu, W. Bian, L. Ma, K. Liang, T. Li, and K. Gao, "Frequency Comparison of Two $^{40}\text{Ca}^+$ Optical Clocks with an Uncertainty at the 10^{-17} Level," *Physical Review Letters*, vol. 116, p. 013001, 2016.
- [52] S. Ritter, M. A. Hafiz, B. Arar, A. Bawamia, K. Bergner, M. Biethahn, S. Brakhane, A. Didier, J. Fortágh, M. Halder, R. Holzwarth, N. Huntemann, M. Johanning, R. Jördens, W. Kaenders, F. Karlewski, F. Kienle, M. Krutzik, M. Lessing, T. E. Mehlstäubler, D. Meschede, E. Peik, A. Peters, P. O. Schmidt, H. Siebeneich, J. Stuhler, C. Tamm, E. Vogt, A. Wicht, and C. Wunderlich, "Opticlock : Transportable and easy-to-operate optical single-ion clock," in *OSA Quantum 2.0 Conference*, p. QTh5B.6, Optical Society of America, 2020.
- [53] N. Huntemann, C. Sanner, B. Lipphardt, C. Tamm, and E. Peik, "Single-ion atomic clock with 3×10^{-18} systematic uncertainty," *Physical Review Letters*, vol. 116, p. 063001, 2016.

- [54] M. G. Kozlov, M. S. Safronova, J. R. Crespo López-Urrutia, and P. O. Schmidt, "Highly charged ions : Optical clocks and applications in fundamental physics," *Reviews of Modern Physics*, vol. 90, p. 045005, 2018.
- [55] S. A. King, L. J. Spieß, P. Micke, A. Wilzewski, T. Leopold, E. Benkler, R. Lange, N. Huntemann, A. Surzhykov, V. A. Yerokhin, J. R. C. López-Urrutia, and P. O. Schmidt, "An optical atomic clock based on a highly charged ion," *arXiv*, 2022.
- [56] E. Peik, T. Schumm, M. S. Safronova, A. Pálffy, J. Weitenberg, and P. G. Thirolf, "Nuclear clocks for testing fundamental physics," *Quantum Science and Technology*, vol. 6, no. 3, p. 034002, 2021.
- [57] M. Knoop, I. Marzoli, and G. Morigi, eds., *Ion Traps for Tomorrow's Applications*, vol. 189 of *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi"*, (France), IOS Press, 2015.
- [58] D. J. Berkeland, J. D. Miller, J. C. Bergquist, W. M. Itano, and D. J. Wineland, "Minimization of ion micromotion in a paul trap," *Journal of Applied Physics*, vol. 83, no. 10, pp. 5025–5033, 1998.
- [59] F. G. Major, V. Gheorghe, and G. Werth, *Charged Particle Traps*. Springer, 2005.
- [60] D. Leibfried, R. Blatt, C. Monroe, and D. Wineland, "Quantum dynamics of single trapped ions," *Reviews of Modern Physics*, vol. 75, pp. 281–324, 2003.
- [61] C. Champenois, "About the dynamics and thermodynamics of trapped ions," *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 42, p. 154002, 2009.
- [62] J. D. Prestage, G. J. Dick, and L. Maleki, "New ion trap for frequency standard applications," *Journal of Applied Physics*, vol. 66, no. 3, pp. 1013–1017, 1989.
- [63] G. R. Janik, J. D. Prestage, and L. Maleki, "Simple analytic potentials for linear ion traps," *Journal of Applied Physics*, vol. 67, no. 10, pp. 6050–6055, 1990.
- [64] J. Chiaverini, R. Blakestad, J. Britton, J. Jost, C. Langer, D. Leibfried, R. Ozeri, and D. Wineland, "Surface-electrode architecture for ion-trap quantum information processing," *Quantum Information & Computation*, vol. 5, pp. 419–439, 2005.
- [65] S. Seidelin, J. Chiaverini, R. Reichle, J. J. Bollinger, D. Leibfried, J. Britton, J. H. Wesenberg, R. B. Blakestad, R. J. Epstein, D. B. Hume, W. M. Itano, J. D. Jost, C. Langer, R. Ozeri, N. Shiga, and D. J. Wineland, "Microfabricated surface-electrode ion trap for scalable quantum information processing," *Physical Review Letters*, vol. 96, p. 253003, 2006.
- [66] J. Siversns, L. Simkins, S. Weidt, and W. Hensinger, "On the application of radio frequency voltages to ion traps via helical resonators," *Applied Physics B*, vol. 106, 2011.
- [67] J. I. Cirac and P. Zoller, "Quantum computations with cold trapped ions," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 74, pp. 4091–4094, 1995.
- [68] M. A. Rowe, A. Ben-Kish, B. DeMarco, D. Leibfried, V. Meyer, J. Beall, J. Britton, J. Hughes, W. M. Itano, B. Jelenkovic, C. Langer, T. Rosenband, and D. J. Wineland, "Transport of Quantum States and Separation of Ions in a Dual RF Ion Trap," *arXiv e-prints*, pp. quant-ph/0205094, 2002.
- [69] R. Blakestad, C. Ospelkaus, A. Vandevender, J. Amini, J. Britton, D. Leibfried, and D. Wineland, "High-Fidelity Transport of Trapped-Ion Qubits through an X-Junction Trap Array," *Physical review letters*, vol. 102, p. 153002, 2009.
- [70] V. Kaushal, B. Lekitsch, A. Stahl, J. Hilder, D. Pijn, C. Schmiegelow, A. Bermudez, M. Müller, F. Schmidt-Kaler, and U. Poschinger, "Shuttling-based trapped-ion quantum information processing," *AVS Quantum Science*, vol. 2, no. 1, p. 014101, 2020.
- [71] B. Szymanski, *Piégeage et refroidissement d'ions strontium dans des pièges micro-fabriqués*. PhD thesis, Université Paris-Diderot - Paris VII, 2013.
- [72] F. Shaikh and A. Ozakin, "Stability analysis of ion motion in asymmetric planar ion traps," *Journal of Applied Physics*, vol. 112, 2012.
- [73] M. G. House, "Analytic model for electrostatic fields in surface-electrode ion traps," *Physical Review A*, vol. 78, p. 033402, 2008.

- [74] R. Pushpa, R. D'Souza, and s. Ahmad, "Quadrupole ion traps," *Resonance*, vol. 6, pp. 22–37, 2001.
- [75] H. Dehmelt, "Radiofrequency Spectroscopy of Stored Ions I : Storage," vol. 3 of *Advances in Atomic and Molecular Physics*, pp. 53–72, Academic Press, 1968.
- [76] M. Marciante, *Dynamique d'ions en pièges radio-fréquences*. PhD thesis, Université de Provence - Aix-Marseille I, 2011.
- [77] J. D.-R. C. Cohen-Tannoudji and G. Grynberg, *Processus d'intercation entre photons et atomes*. InterEditions-CNRS Editions, 1996.
- [78] J. Dalibard, "Atomes ultra-froids." notes de cours du DEA atomes froids, ENS.
- [79] D. T. C. Allcock, *Surface-electrode ion traps for scalable quantum computing*. PhD thesis, University of Oxford, 2011.
- [80] M. Brownnutt, M. Kumph, P. Rabl, and R. Blatt, "Ion-trap measurements of electric-field noise near surfaces," *Reviews of Modern Physics*, vol. 87, pp. 1419–1482, 2015.
- [81] J. Reichel and V. Vuletić, *Atom Chips*. Jakob Reichel and Vladan Vuletić, 2011.
- [82] J. A. Sedlacek, A. Greene, J. Stuart, R. McConnell, C. D. Bruzewicz, J. M. Sage, and J. Chiaverini, "Distance scaling of electric-field noise in a surface-electrode ion trap," *Physical Review A*, vol. 97, p. 020302, 2018.
- [83] Q. A. Turchette, Kielpinski, B. E. King, D. Leibfried, D. M. Meekhof, C. J. Myatt, M. A. Rowe, C. A. Sackett, C. S. Wood, W. M. Itano, C. Monroe, and D. J. Wineland, "Heating of trapped ions from the quantum ground state," *Physical Review A*, vol. 61, p. 063418, 2000.
- [84] I. A. Boldin, A. Kraft, and C. Wunderlich, "Measuring anomalous heating in a planar ion trap with variable ion-surface separation," *Physical Review Letters*, vol. 120, p. 023201, 2018.
- [85] R. McConnell, C. Bruzewicz, J. Chiaverini, and J. Sage, "Reduction of trapped-ion anomalous heating by in situ surface plasma cleaning," *Physical Review A*, vol. 92, p. 020302, 2015.
- [86] D. A. Hite, Y. Colombe, A. C. Wilson, K. R. Brown, U. Warring, R. Jördens, J. D. Jost, K. S. McKay, D. P. Pappas, D. Leibfried, and D. J. Wineland, "100-fold reduction of electric-field noise in an ion trap cleaned with in situ argon-ion-beam bombardment," *Physical Review Letters*, vol. 109, p. 103001, 2012.
- [87] N. Daniilidis, S. Gerber, G. Bolloten, M. Ramm, A. Ransford, E. Ulin-Avila, I. Talukdar, and H. Häffner, "Surface noise analysis using a single-ion sensor," *Physical Review B*, vol. 89, p. 245435, 2014.
- [88] D. T. C. Allcock, L. Guidoni, T. P. Harty, C. J. Ballance, M. G. Blain, A. M. Steane, and D. M. Lucas, "Reduction of heating rate in a microfabricated ion trap by pulsed-laser cleaning," *New Journal of Physics*, vol. 13, no. 12, p. 123023, 2011.
- [89] K.-Y. Lin, G. H. Low, and I. L. Chuang, "Effects of electrode surface roughness on motional heating of trapped ions," *Physical Review A*, vol. 94, p. 013418, 2016.
- [90] A. D. Ludlow, M. M. Boyd, J. Ye, E. Peik, and P. O. Schmidt, "Optical atomic clocks," *Reviews of Modern Physics*, vol. 87, pp. 637–701, 2015.
- [91] D. J. Wineland and W. M. Itano, "Laser cooling of atoms," *Physical Review A*, vol. 20, pp. 1521–1540, 1979.
- [92] M. Abdel-Hafiz, P. Ablewski, A. Al-Masoudi, H. A. Mart'inez, P. Balling, G. Barwood, E. Benkler, M. Bober, M. Borkowski, W. Bowden, R. CiuryBo, H. Cybulski, A. Didier, M. Dolevzal, S. Dorschner, S. Falke, R. Godun, R. Hamid, I. Hill, R. Hobson, N. Huntemann, Y. L. Coq, R. L. Targat, T. Legero, T. Lindvall, C. Lisdat, J. Lodewyck, H. Margolis, T. Mehlstaubler, E. Peik, L. Pelzer, M. Pizzocaro, B. Rauf, A. Rolland, N. Scharnhorst, M. Schioppo, P. Schmidt, R. Schwarz, cCaugri cSenel, N. Spethmann, U. Sterr, C. Tamm, J. Thomsen, A. Vianello, and M. Zawada, "Guidelines for developing optical clocks with 10^{-18} fractional frequency uncertainty," *arXiv : Atomic Physics*, 2019.
- [93] K. Toyoda, A. Miura, S. Urabe, K. Hayasaka, and M. Watanabe, "Laser cooling of calcium ions by use of ultraviolet laser diodes : significant induction of electron-shelving transitions," *Optics Letters*, vol. 26, no. 23, pp. 1897–1899, 2001.

- [94] M. Knoop, C. Champenois, G. Hagel, M. Houssin, C. Lisowski, M. Vedel, and F. Vedel, "Metastable level lifetimes from electron-shelving measurements with ion clouds and single ions," *European Physical Journal D*, vol. 29, pp. 163–171, 2004.
- [95] M. Johanning, A. Braun, D. Eiteneuer, C. Paape, C. Balzer, W. Neuhauser, and C. Wunderlich, "Resonance-enhanced isotope-selective photoionization of YbI for ion trap loading," *Applied Physics B : Lasers and Optics*, vol. 103, pp. 327–338, 2011.
- [96] T. Lauprêtre, L. Groult, B. Achi, M. Petersen, Y. Kersalé, M. Delehayé, and C. Lacroûte, "Absolute frequency measurements of the $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ transition in ytterbium," *OSA Continuum*, vol. 3, no. 1, pp. 50–57, 2020.
- [97] K. Saleh, J. Millo, A. Didier, Y. Kersalé, and C. Lacroûte, "Frequency stability of a wavelength meter and applications to laser frequency stabilization," *Applied Optics*, vol. 54, no. 32, pp. 9446–9449, 2015.
- [98] C. Lacroûte, M. Souidi, P.-Y. Bourgeois, J. Millo, K. Saleh, E. Bigler, R. Boudot, V. Giordano, and Y. Kersalé, "Compact Yb^+ optical atomic clock project : design principle and current status," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 723, 2016.
- [99] E. W. Streed, T. J. Weinhold, and D. Kielpinski, "Frequency stabilization of an ultraviolet laser to ions in a discharge," *Applied Physics Letters*, vol. 93, no. 7, p. 071103, 2008.
- [100] E. A. Donley, T. P. Heavner, F. Levi, M. O. Tataw, and S. R. Jefferts, "Double-pass acousto-optic modulator system," *Review of Scientific Instruments*, vol. 76, no. 6, p. 063112, 2005.
- [101] M. Hughes, B. Lekitsch, J. Broersma, and W. Hensinger, "Microfabricated ion traps," *Contemporary Physics*, vol. 52, 2011.
- [102] J. P. Stacey, *Stabilization and control in a linear ion trap*. PhD thesis, University of Oxford, 2003.
- [103] D. Gandolfi, M. Niedermayr, M. Kumph, M. Brownnutt, and R. Blatt, "Compact radio-frequency resonator for cryogenic ion traps," *Review of Scientific Instruments*, vol. 83, no. 8, p. 084705, 2012.
- [104] M. Brandl, P. Schindler, T. Monz, and R. Blatt, "Cryogenic resonator design for trapped ion experiments in paul traps," *Applied Physics B*, vol. 122, 2016.
- [105] S. R. Jefferts, C. Monroe, E. W. Bell, and D. J. Wineland, "Coaxial-resonator-driven RF (Paul) trap for strong confinement," *Physical Review A*, vol. 51, pp. 3112–3116, 1995.
- [106] K. G. Johnson, J. D. Wong-Campos, A. Restelli, K. A. Landsman, B. Neyenhuis, J. Mizrahi, and C. Monroe, "Active stabilization of ion trap radiofrequency potentials," *Review of Scientific Instruments*, vol. 87, no. 5, p. 053110, 2016.
- [107] Y. Park, C. Jung, M. Seong, M. Lee, D.-i. Cho, and T. Kim, "A new measurement method for high voltages applied to an ion trap generated by an rf resonator," *Sensors*, vol. 21, p. 1143, 2021.
- [108] C. Jwo-Sy, *Ticking near the Zero-Point Energy : Towards 1×10^{-18} Accuracy in Al^+ Optical Clocks*. PhD thesis, University of Colorado, 2017.
- [109] R. C. Sterling, M. D. Hughes, C. J. Mellor, and W. K. Hensinger, "Increased surface flashover voltage in microfabricated devices," *Applied Physics Letters*, vol. 103, no. 14, p. 143504, 2013.
- [110] R. N. Shakhmuratov, F. M. Gelardi, and M. Cannas, "Non-bloch transients in solids : Free induction decay and transient nutations," *Physical Review Letters*, vol. 79, pp. 2963–2966, 1997.
- [111] R. Lange, N. Huntemann, C. Sanner, H. Shao, B. Lipphardt, C. Tamm, and E. Peik, "Coherent suppression of tensor frequency shifts through magnetic field rotation," *Physical Review Letters*, vol. 125, p. 143201, 2020.
- [112] W. M. Itano, "External-Field Shifts of the $^{199}\text{Hg}^+$ Optical Frequency Standard," *Journal of Research of the National Institute of the Standards and Technology*, vol. 105, pp. 829–837, 2000.
- [113] N. J. Kasdin and T. Walter, "Discrete simulation of power law noise (for oscillator stability evaluation)," *Proceedings of the 1992 IEEE Frequency Control Symposium*, pp. 274–283, 1992.

- [114] A. Didier, J. Millo, S. Grop, B. Dubois, E. Bigler, E. Rubiola, C. Lacroûte, and Y. Kersalé, "Ultra-low phase noise all-optical microwave generation setup based on commercial devices," *Applied Optics*, vol. 54, no. 12, pp. 3682–3686, 2015.
- [115] H. Telle, G. Steinmeyer, A. Dunlop, J. Stenger, D. Sutter, and U. Keller, "Carrier-envelope offset phase control : A novel concept for absolute optical frequency measurement and ultrashort pulse generation," *Applied Physics B*, vol. 69, pp. 327–332, 1999.
- [116] D. R. Leibrandt, M. J. Thorpe, M. Notcutt, R. E. Drullinger, T. Rosenband, and J. C. Bergquist, "Spherical reference cavities for frequency stabilization of lasers in non-laboratory environments," *Optics Express*, vol. 19, no. 4, pp. 3471–3482, 2011.
- [117] A. Didier, J. Millo, B. Marechal, C. Rocher, E. Rubiola, R. Lecomte, M. Ouisse, J. Delporte, C. Lacroûte, and Y. Kersalé, "Ultracompact reference ultralow expansion glass cavity," *Applied Optics*, vol. 57, no. 22, pp. 6470 – 6473, 2018.
- [118] R. Brown, "Outgassing of epoxy resins in vacuum," *Vacuum*, vol. 17, no. 9, pp. 505–509, 1967.
- [119] J. H. Wesenberg, "Electrostatics of surface-electrode ion traps," *Physical Review A*, vol. 78, p. 063410, 2008.
- [120] P. B. Antohi, D. Schuster, G. M. Akselrod, J. Labaziewicz, Y. Ge, Z. Lin, W. S. Bakr, and I. L. Chuang, "Cryogenic ion trapping systems with surface-electrode traps," *Review of Scientific Instruments*, vol. 80, no. 1, p. 013103, 2009.
- [121] H. Wu, M. Mills, E. West, M. C. Heaven, and E. R. Hudson, "Increase of the barium ion-trap lifetime via photodissociation," *Physical Review A*, vol. 104, no. 6, 2021.
- [122] T. M. Hoang, Y.-Y. Jau, R. Overstreet, and P. D. D. Schwindt, " YbH^+ formation in an ytterbium ion trap," *Physical Review A*, vol. 101, p. 022705, 2020.
- [123] H. Kurisu, K. Ishizawa, S. Yamamoto, M. Hesaka, and Y. Saito, "Application of titanium materials to vacuum chambers and components," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 100, no. 9, p. 092002, 2008.
- [124] T. F. Gloger, P. Kaufmann, D. Kaufmann, M. T. Baig, T. Collath, M. Johanning, and C. Wunderlich, "Ion-trajectory analysis for micromotion minimization and the measurement of small forces," *Physical Review A*, vol. 92, p. 043421, 2015.
- [125] J. Keller, H. L. Partner, T. Burgermeister, and T. E. Mehlstäubler, "Precise determination of micromotion for trapped-ion optical clocks," *Journal of Applied Physics*, vol. 118, no. 10, p. 104501, 2015.
- [126] U. Tanaka, K. Masuda, Y. Akimoto, K. Koda, Y. Ibaraki, and S. Urabe, "Micromotion compensation in a surface electrode trap by parametric excitation of trapped ions," *Applied Physics B*, vol. 107, 2011.
- [127] J. Jones, *Quantum metrology with a single ytterbium ion optical clock*. PhD thesis, University of Birmingham, 2017.
- [128] J. Schmidt, D. Hönig, P. Weckesser, F. Thielemann, T. Schaetz, and L. Karpa, "Mass-selective removal of ions from paul traps using parametric excitation," *Applied Physics B*, vol. 126, no. 11, 2020.
- [129] D. P. Nadlinger, P. Drmota, D. Main, B. C. Nichol, G. Araneda, R. Srinivas, L. J. Stephenson, C. J. Ballance, and D. M. Lucas, "Micromotion minimisation by synchronous detection of parametrically excited motion," *arXiv*, 2021.
- [130] S. D. Saliba, M. Junker, L. D. Turner, and R. E. Scholten, "Mode stability of external cavity diode lasers," *Applied Optics*, vol. 48, no. 35, pp. 6692–6700, 2009.
- [131] J. Wesenberg, R. Epstein, D. Leibfried, R. Blakestad, J. Britton, J. Home, W. Itano, J. Jost, E. Knill, C. Langer, R. Ozeri, and D. Wineland, "Fluorescence during doppler cooling of a single trapped atom," *Physical Review A*, vol. 76, no. 5, 2007.
- [132] R. Epstein, D. Leibfried, J. Wesenberg, J. Bollinger, J. Amini, R. Blakestad, J. Britton, J. Home, W. Itano, J. Jost, E. Knill, C. Langer, R. Ozeri, N. Shiga, and D. Wineland, "Simplified motional heating rate measurements of trapped ions," *Physical Review A*, vol. 76, 2007.

-
- [133] B. Srivathsan, M. Fischer, L. Alber, M. Weber, M. Sondermann, and G. Leuchs, "Measuring the temperature and heating rate of a single ion by imaging," *New Journal of Physics*, vol. 21, no. 11, p. 113014, 2019.
- [134] S. Knünz, M. Herrmann, V. Batteiger, G. Saathoff, T. W. Hänsch, and T. Udem, "Sub-millikelvin spatial thermometry of a single doppler-cooled ion in a paul trap," *Physical Review A*, vol. 85, p. 023427, 2012.
- [135] V. Rajagopal, J. P. Marler, M. G. Kokish, and B. C. Odom, "Trapped ion chain thermometry and mass spectrometry through imaging," *European Journal of Mass Spectrometry*, vol. 22, no. 1, p. 1–7, 2016.
- [136] T. Lauprêtre, R. B. Linnet, I. D. Leroux, H. Landa, A. Dantan, and M. Drewsen, "Controlling the potential landscape and normal modes of ion coulomb crystals by a standing-wave optical potential," *Physical Review A*, vol. 99, p. 031401, 2019.