



Piégeage et refroidissement d'ions strontium dans des pièges micro-fabriqués.

Benjamin Szymanski

► **To cite this version:**

Benjamin Szymanski. Piégeage et refroidissement d'ions strontium dans des pièges micro-fabriqués.. Physique Atomique [physics.atom-ph]. UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT (Paris 7) SORBONNE PARIS CITE, 2013. Français. <tel-01139539>

HAL Id: tel-01139539

<https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-01139539>

Submitted on 6 Apr 2015

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.



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial - NoDerivatives 4.0 International License

UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT (Paris 7)
SORBONNE PARIS CITE

LABORATOIRE
MATÉRIAUX ET PHÉNOMÈNES QUANTIQUES

ÉCOLE DOCTORALE 518
MATIÈRE CONDENSÉE ET INTERFACES

THÈSE de DOCTORAT

Benjamin SZYMANSKI

Piégeage et refroidissement d'ions strontium
dans des pièges micro-fabriqués.

Soutenue publiquement le 4 décembre 2013,
devant la commission d'examen composée de :

Mme	Sara DUCCI	Présidente
Mme	Caroline CHAMPENOIS	Rapporteuse
M.	Jean-Philippe KARR	Rapporteur
Mme	Anne AMY-KLEIN	Examinatrice
M.	Thierry DEBUSSCHERT	Examinateur
M.	Jakob REICHEL	Examinateur
M.	Luca GUIDONI	Directeur de thèse
M.	Jean-Pierre LIKFORMAN	Co-Directeur de thèse

Résumé

Cette thèse s'inscrit dans le domaine de l'information quantique, qui propose d'exploiter la mécanique quantique pour le traitement de l'information. Mon travail s'est focalisé sur l'un des systèmes les plus prometteurs : les ions piégés refroidis par laser.

Après une introduction, je présente les principes du piégeage et du refroidissement laser des ions. Je décris ensuite le système expérimental en mettant l'accent sur les outils que j'ai développés lors de ma thèse. La suite du manuscrit porte sur la fabrication et la mise en œuvre de dispositifs de piégeage miniatures réalisés en déposant des électrodes métalliques sur la surface d'un substrat (micro-piège à ions planaires). Je commence par présenter le calcul des champs électriques nous permettant de dessiner et de contrôler le fonctionnement de ces dispositifs. Ensuite je décris la mise en œuvre d'une première génération de pièges de Paul linéaires surfaciques qui a permis d'obtenir des structures ordonnées bidimensionnelles (cristaux de Coulomb) contenant plus de 150 ions Sr^+ froids. Ces cristaux sont des candidats pour la simulation quantique de Hamiltoniens de spin 2D. Je décris ensuite le protocole de réalisation en salle blanche que nous avons développé pour fabriquer des dispositifs dont la miniaturisation est plus poussée (taille caractéristique de quelques dizaines de microns). Nous avons fait fonctionner ces dispositifs à l'état de l'art et ouvert des perspectives sur la compréhension du rôle de l'état des surfaces métalliques dans les processus de couplage entre le mouvement de l'ion et les fluctuations des champs électriques engendrées par les électrodes (*chauffage anormal*).

Abstract

This thesis fits into the framework of quantum information, which proposes to exploit quantum mechanics for information processing. My work focused on one the most promising systems : laser cooled trapped ions.

After giving an introduction about the context, I show the basics of ions trapping and laser cooling. Afterwards, I describe the experimental setup highlighting the tools I developed and dealt with during my thesis. The other part of the manuscript is about the fabrication and the implementation of miniaturized trapping devices, realized by placing metal electrodes on top of a substrate (planar ion microtrap). I start with a presentation of the electric fields calculation, which allows us to design and control the proper operation of these devices. Then, I describe the implementation of a first generation of linear surface Paul traps, which allows us to obtain two-dimensional organized structures (Coulomb crystals), containing more than 150 Sr^+ cooled ions. These crystals are good candidates for quantum simulation of 2D-spin Hamiltonians. Afterwards, I describe the clean room fabrication protocol we developed to create these devices, with a better and improved miniaturization (with a typical size of a few tens of microns). We made these state-of-the-art devices work. We also open to new perspectives on the comprehension of the involvement of the metal surface state in coupling processes between the ion and the electric field fluctuations, caused by the electrodes (*anomalous heating*).

Remerciements

En préambule à la présentation de mon travail, je remercie ici les personnes qui l'ont rendu possible, chacune à sa manière, pouvant aller de la réponse à une interrogation scientifique, au non moins important café préparant une journée efficace.

En remontant dans le temps, mes premiers remerciements vont aux personnes qui ont accepté de juger cette thèse, à commencer par Caroline Champenois et Jean-Phillippe Karr, qui, chacun avec sa marque, ont rapporté ce travail. À Sara Ducci, merci pour ton professionnalisme et ton énergie. Je remercie ensuite Anne Amy-Klein, Thierry Debuisschert et Jacob Reichel, qui ont, pour certains au pied levé, montré de l'intérêt à cette thèse en participant à son évaluation. Viennent ensuite Luca Guidoni et Jean-Pierre Likforman, mes directeurs de thèse, qui m'ont accompagné au jour le jour dans l'accomplissement de ce travail.

La période allant de la fin de la rédaction à la soutenance fût périlleuse et pleine de rebondissements. J'ai heureusement pu bénéficier du soutien de mes directeurs, Luca et Jean-Pierre, et de leur promptitude et efficacité dans les corrections. Merci aussi à l'école doctorale pour avoir prouvé qu'une administration n'est pas uniquement froide est absconse.

Plus en amont encore, ce travail a bénéficié des avancées déjà effectuées d'autres membres de l'équipe. À Romain Dubessy avec qui j'ai commencé à partager la salle d'expérience, merci pour avoir efficacement fait la passation et pour m'avoir formé sur l'expérience pendant mes premiers mois. Un grand merci à Brice Dubost, pour le partage de la salle d'expérience, les

très nombreux conseils prodigués dans tous les domaines utiles pour nos expériences, et ceux plus éloignés ayant accentués dangereusement mes penchants geek et à la bonne bière! Durant ces trois années, j'ai aussi partagé avec plaisir mes journées avec les stagiaires, je pense à Aurélie, Daria, Claire, Jérémy, Bastien, Zubair, Vincent (merci pour la relecture) et Thomas. Cette thèse a aussi tiré parti du travail effectué par Samuel Guibal et d'anciens doctorants : Quentin G. et Sébastien R.

Le cœur de ce projet est assurément un travail de physique expérimentale. J'ai vraiment eu beaucoup de plaisir à m'apercevoir que relever des défis techniques de haut niveau peut être si stimulant, redécouvrant ainsi que ce que de bien plus illustres ont observés avant moi : la physique expérimentale doit beaucoup à l'inventeur du scotch. Quand ce dernier ne suffisait plus, j'ai pu m'appuyer sur l'expérience de techniciens, ingénieurs ou chercheurs que je remercie ici. À Marc Apfel, un grand merci pour les très nombreuses fois où tu m'as accueilli pour discuter, entre autres (et surtout) de projets d'électronique (un petit coucou à Alain). Le travail en salle blanche fut une découverte que j'ai beaucoup appréciée, merci Stephan Suffit, Pascal Filloux et Christophe Manquest pour m'avoir formé et répondu à mes nombreuses interrogations (merci en passant à Laëtitia pour avoir résolu le problème de l'influence de la phase lunaire sur les vaguelettes de ma résine). Merci à Anne Anthore de nous avoir ouvert les portes du LPN et de nous y avoir accompagnés. Merci également à Stéphane Guillet, Olivia Maugin pour leur disponibilité. Je remercie Patrick Lepert et Martial Nicolas pour l'attention portée aux projets en mécanique, indispensables à nos montages ultra-vides. Merci enfin à Yann Girard de nous avoir fait accéder à ses expériences pour les caractérisations de surfaces.

Un travail serein est un travail bénéficiant d'une aide précieuse pour affronter la machine administrative. Merci à Joëlle Mercier et Jocelyne Moreau pour avoir aidé à assurer cette fonction. Et bien sûr, à Anne Servouze, pilier de ce laboratoire, merci pour ton énergie et ton efficacité redoutable (j'espère bientôt avoir plus de chance te te croiser à La Rochelle qu'à Paris)!

Ces années auraient été bien moins agréables sans les personnes qui ont eu la bonne idée de venir travailler avec leur bonne humeur. Durant mon passage, j'ai pu tester la patience de nombreux *condisciples* auprès desquels ce fut un plaisir de partager le bureau : un grand merci à Brice, Aymeric, Anna, Stephan, Thibault, Margaux et Dong. Je vous pardonne d'avoir (gare à qui dira avantageusement) comblé mon absence par une

plante, mais j'ai bien vu quel soin vous lui apportez! QUAD d'adoption en pas mal d'occasions, parfois DON, merci à ceux déjà cités ainsi qu'à Benjamin, Giulia, Ariane, Julien, Angela, Maria, David, Cécile, Guillaume, pour les repas, les verres partagés, les discussions, les parties d'aimant... ainsi qu'aux autres : Maria-Luisa, Juan, Philippe, Luc, Hélène, Siham... avec qui j'ai partagé ce morceau de chemin. À Thomas Coudreau, merci beaucoup de m'avoir toujours laissé ta porte ouverte et d'avoir aidé au développement de mes *compétences transverses*.

J'ai eu l'occasion de passer un mois dans l'équipe Ions Piégés de l'université d'Oxford. Merci à David Lucas ainsi qu'aux membres de son équipe de m'avoir accueilli.

À l'origine, cette thèse a été rendue possible par le financement octroyé par la Délégation Générale de l'Armement (DGA). Je suis extrêmement reconnaissant pour ce soutien, apporté par l'intermédiaire du responsable du domaine photonique Philippe Adam.

Au-delà des portes des portes du laboratoire, la vie est aussi présente!

À mes sœurs Cécile et Alice et mes amis Alex, Quentin et Nicolas, je vous remercie pour avoir apporté la note de *non-physique* nécessaire pour garder un point d'attache vers la vraie vie! À Anaïs, ce fut un plaisir de partager ces années avec toi!

À Silvia, qui a eu la bonne idée de passer par ici voir si l'herbe est plus verte, je te remercie profondément pour m'avoir accompagné et encouragé à travers toutes les émotions générées le long de ce travail.

À mes parents, un immense merci pour votre soutien inébranlable dans les choix que j'ai effectués et vos encouragements d'aussi loin que je me souviens, qui m'ont permis d'arriver où j'en suis.

Table des matières

Résumé	i
Abstract	iii
Remerciements	v
Introduction générale	1
I Motivations	5
1 Ions piégés et information quantique	7
1.1 Les ions piégés	9
1.2 Autres systèmes	23
1.3 Simulation Quantique	25
1.4 Conclusion	26
II Principes de l'expérience	27
2 Piégeage et refroidissement	29
2.1 Le piège de Paul	29
2.2 Le refroidissement laser	38
2.3 Le système atomique	45

2.4	Conclusion	49
3	Le système expérimental	51
3.1	L'enceinte ultra vide	51
3.2	Le strontium	55
3.3	Les sources lasers	57
3.4	Contrôle du champ magnétique externe	67
3.5	Génération et filtrage des tensions de piégeage	68
3.6	Systèmes de détection	72
3.7	Compensation du micro-mouvement	80
3.8	Conclusion	83
III	Résultats	85
4	Dessin et caractéristiques des pièges	87
4.1	Modélisation des potentiels de piégeage	88
4.2	Dessin d'un piège	96
4.3	Modélisation du potentiel	100
4.4	Améliorations envisageables	107
4.5	Conclusion	107
5	Piège sur carte électronique	109
5.1	Présentation du dispositif	110
5.2	Fonctionnement du piège et caractérisations	114
5.3	Conclusion	124
6	Micro-fabrication de dispositifs	125
6.1	Présentation globale du processus	125
6.2	Le masque	127
6.3	Choix du substrat	127
6.4	Dépôt de couches conductrices et isolantes	129
6.5	Développement de la lithographie optique	130
6.6	Gravure pré-croissance	138
6.7	L'or électrolytique	140
6.8	Étapes finales	141
6.9	Dispositif terminé	142
6.10	Préparation pour l'ultra vide	143
6.11	Conclusion	144

7 Mesures du taux de chauffage d'un piège micro-fabriqué	145
7.1 Présentation de l'échantillon	145
7.2 Fonctionnement du piège et caractérisations	147
7.3 Conclusion	160
Conclusion et perspectives	163
Bibilographie	165

Introduction générale

L'information quantique est un domaine de la physique apparu dans les années 1980, qui s'appuie sur les principes de la mécanique quantique pour le traitement de l'information. Le calcul quantique, par exemple, peut résoudre certains problèmes de manière plus efficace qu'un ordinateur classique [1]. D'autres techniques tirent parti du traitement quantique de l'information : la téléportation quantique et la cryptographie quantique [2, 3]. Cette dernière technologie est déjà implémentée et permet de transmettre des données sécurisées en tirant profit des lois de la mécanique quantique et non grâce à la complexité de l'encodage comme c'est le cas en cryptographie classique [4].

Les algorithmes de calcul quantique les plus connus sont celui de Shor permettant la factorisation de grands nombres premiers [5] et celui de Grover [6] augmentant l'efficacité de la recherche d'un élément dans une base de données. À partir de quarante bits quantiques les performances attendues d'un ordinateur quantique seront supérieures à celles des calculateurs actuels dans le cas de ces problèmes spécifiques [7].

En parallèle à la proposition de calcul quantique, les avancées théoriques et techniques réalisées au cours des 30 dernières années sur le piégeage et le refroidissement de particules (atomes neutres ou ions) ont permis d'atteindre un degré de contrôle de l'interaction laser-matière permettant de manipuler quantiquement les états internes et externes de particules piégées. Parmi les systèmes physiques pouvant servir de support au calcul quantique, les ions piégés et refroidis par laser, de part leur faible couplage à

l'environnement leur assurant un long temps de cohérence, sont un système de choix. Les principaux défis à ce jour sont : de réussir à réunir sur un seul et même dispositif les performances concernant les différentes étapes d'un calcul, démontrées dans différents pièges à ions, et d'augmenter la densité de porteurs d'information en diminuant les tailles des dispositifs. Cette miniaturisation se heurte à un phénomène de *chauffage* de l'ion lui faisant perdre l'information quantique qu'il porte et réduisant ainsi la fiabilité des calculs effectués [8]. Comprendre et réduire ce chauffage est une condition *sine qua non* pour la réalisation d'un ordinateur quantique "réaliste" basé sur l'utilisation d'ions piégés.

Mon travail a donc porté sur la miniaturisation des pièges à ions, cette étape ouvrant de nouvelles possibilités comme l'intégration de circuits micro-ondes en champ proche pour réaliser des opérations de logiques quantiques [9]. Comme démontré récemment [10, 11], la caractérisation des surfaces et la compréhension des mécanismes physiques du chauffage des ions piégés à seulement quelques dizaines de microns des électrodes est une étape cruciale que j'ai donc étudiée au cours de cette thèse.

Cette thèse s'inscrit dans un projet de recherche expérimentale dont l'objectif est la réalisation et l'exploitation de pièges à ions micro-fabriqués. Elle a été réalisée à l'Université Paris Diderot - Paris 7, au sein de l'équipe Ion Piégés et Information Quantique (IPIQ) du laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques (MPQ). La thématique de recherche de l'équipe porte sur l'utilisation d'ions piégés pour réaliser des expériences dans le domaine de l'information quantique.

La thématique micro-pièges a débuté dans l'équipe en 2005, avec la réalisation en collaboration avec Thalès Research & Technology d'un micro-piège volumique à partir d'un substrat de silicium dopé. Une première thèse a été réalisée sur le sujet des micro-pièges entre 2007 et 2010 [12].

Mon travail de thèse a débuté en octobre 2010. Il a consisté dans une première phase à la mise en service d'un micro-piège réalisé sur une carte de circuit imprimé. Dans une deuxième phase, une grande partie de mon travail a été dédiée à l'amélioration du système expérimental afin d'aboutir à la réalisation de l'outil de caractérisation indispensable pour notre étude qu'est la mesure du taux de chauffage. Une troisième phase a été le test

d'un micro-piège en cuivre, pour réaliser une première mesure de chauffage. Ce travail a été fait en parallèle au développement d'un processus de fabrication de micro-pièges en or. Le choix de cette technologie s'est imposé car la surface du cuivre ne peut pas atteindre les niveaux de contrôle et de pureté qui ont été démontrés cruciaux [10, 11]. La maîtrise de la fabrication des micro-pièges est de toute façon indispensable pour pouvoir étudier le phénomène du chauffage (en permettant par exemple de changer aisément le paramètre de la distance de l'ion à la surface).

Organisation du manuscrit

Dans la première partie ("Motivations") de ce manuscrit, le premier chapitre justifie le choix des ions piégés et refroidis pour leur utilisation dans le domaine de l'information quantique. Il décrit les différentes caractéristiques des ions au regard des critères nécessaires à réalisation de calculs quantiques. Les performances des dispositifs à base d'ions piégés sont ensuite comparées à celles d'autres systèmes candidats pour réaliser ces tâches.

La seconde partie ("Principes de l'expérience") décrit les clefs théoriques et la description expérimentale de notre expérience. Le chapitre deux donne une rapide description de la théorie du piégeage et du refroidissement d'ions. La théorie du *Doppler re-cooling*, une technique permettant de mesurer le chauffage d'un ion piégé au dessus d'une surface, est aussi décrite. Le troisième chapitre donne un aperçu du système expérimental utilisé et détaille les évolutions de ce système réalisées au cours de ma thèse.

La troisième partie ("Résultats") est divisée en quatre chapitres. D'abord, le quatrième chapitre introduit la méthode de modélisation du potentiel utilisée pour le dessin de micro-pièges et pour le contrôle des différents paramètres de piégeage. Le cinquième chapitre présente les expériences réalisées sur un piège planaire obtenu par gravure sur carte de circuit imprimé. Le sixième chapitre décrit le processus développé lors de ma thèse pour la fabrication en salle blanche de micro-pièges à électrodes en or. Le septième et dernier chapitre présente les mesures réalisées sur des micro-pièges réalisés au sein de l'équipe IPIQ, ayant conduit à une caractérisation en terme du taux de chauffage d'un ion piégé sur ce dispositif.

Première partie

Motivations

CHAPITRE 1

Ions piégés et information quantique

Le traitement de l'information basé sur la mécanique quantique permet d'exécuter certains algorithmes de façon très efficace : ils passent d'une complexité exponentielle en *informatique classique* à une complexité polynomiale en *informatique quantique* [5]. Le traitement quantique de l'information tire son efficacité des propriétés de la mécanique quantique ; en particulier du principe de superposition et de l'existence d'états non séparables (intrication). L'unité de base de l'information en informatique classique est le bit classique, supporté par un système (transistor...) possédant deux états possibles (nommés 0 ou 1). Son pendant en information quantique est le *qubit* (*quantum bit* : bit quantique), supporté par un système (atome, spin nucléaire, etc.) pouvant être décrit par une superposition linéaire de deux états orthogonaux $|0\rangle$ et $|1\rangle$: $\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$ avec $(\alpha, \beta) \in \mathbb{C}$. Le traitement de l'information en régime quantique (algorithme quantique) peut être séparé en étapes individuelles faisant intervenir deux types d'*opérations logiques* sur les qubits. Un premier type d'opération, appelé à *un qubit* décrit la manipulation de l'état quantique d'un seul qubit à la fois : il s'agit d'appliquer une opération unitaire affectant de façon déterministe les coefficients α et β introduits ci-dessus. Un deuxième type d'opération, dite à *deux qubits*, consiste à modifier l'état d'un qubit (appelé *cible*) de façon conditionnelle à l'état d'un autre qubit (appelé *contrôle*). Cette opération a comme résultat la création d'un état non

séparable entre les qubits cible et contrôle (qui se trouvent donc intriqués). Étant donné la similarité avec les opérations effectuées par les circuits logiques en information classique, une telle opération est aussi appelée *porte logique quantique*.

Les conditions nécessaires et suffisantes que doit remplir un système physique pour servir de support au calcul quantique ont été décrites par DiVincenzo [13] :

- le système candidat doit posséder un sous-système de dimension 2 (le *qubit*) $\{|0\rangle, |1\rangle\}$ adressable (que l'on puisse manipuler de façon contrôlée). Il doit aussi être intégrable¹ : on doit pouvoir en utiliser un grand nombre simultanément (la limite inférieure utile est d'une quarantaine de qubits [7]) ;
- l'ensemble des qubits doit être initialisable dans un état pur comme $|000\dots\rangle$;
- le système doit posséder un temps de cohérence² long comparé au temps d'exécution d'une opération ;
- il doit être possible de réaliser un ensemble universel d'opérations logiques sur chaque qubit et de portes logiques à deux qubits ;
- il doit être possible de lire l'état de chaque qubit de manière non ambiguë (ce point est développé et quantifié dans la suite de la discussion).

Les systèmes quantiques sont extrêmement sensibles aux interactions non contrôlées avec l'environnement qui provoquent une perte de cohérence. Ce phénomène et les imperfections expérimentales lors de la réalisation de chaque opération conduisent à introduire le concept de *fidélité* en terme de projection entre l'état du qubit effectivement mesuré et celui idéalement préparé. On ne peut pas se soustraire totalement aux effets limitant la fidélité. Cependant, des stratégies ont été envisagées : les codes correcteurs d'erreurs, permettent de tolérer des erreurs entre 10^{-3} et 10^{-4} par opération [14, 15, 16].

Une récente revue faisant un état des avancées sur les systèmes physiques potentiellement utilisables se trouve dans la référence [17]. À ce jour deux systèmes physiques, les circuits supra-conducteurs et les ions piégés, ont démontré leurs capacités à adresser tous les points détaillés ci-dessus. Cependant, il n'existe pas d'expérience réunissant toutes ces capacités sur

1. on traduit ici par *intégrable* le mot anglais *scalable*.

2. temps pendant lequel le système conserve son information quantique : il la perd sous l'effet du couplage à l'environnement.

un même dispositif. Ils sont talonnés par d'autres systèmes connaissant pour certains d'importants progrès les amenant à des performances parfois proches : on peut recenser les qubits basés sur : des atomes neutres piégés, des photons, des boîtes quantiques (*quantum dots*), des spins nucléaires dans des solides ou dans des molécules à l'état liquide, etc.

Dans ce chapitre je justifierai dans une première partie la légitimité des ions piégés et refroidis par laser comme support pour le calcul quantique en présentant de façon concise l'état de l'art de ce sujet de recherche. Dans une deuxième partie, je comparerai les ions à quelques autres systèmes.

1.1 Les ions piégés

Les ions piégés sont un système physique étudié depuis les années 1950 pour leurs caractéristiques exceptionnelles en terme de faible interaction avec l'environnement. L'avènement des techniques de refroidissement laser [18, 19], a introduit le contrôle des degrés de liberté externes des atomes dans des pièges (c'est à dire un contrôle sur l'état du mouvement des atomes). Il a ensuite été utilisé pour démontrer un des rares exemples de contrôle quantique au niveau de la particule unique [20]. Grâce à ce contrôle, les ions piégés et refroidis par laser sont devenus un des systèmes physiques de choix pour l'implémentation de protocoles d'information quantique [21]. Parmi les nombreux articles de revue qui résument tous ces travaux, je tiens à signaler les références [22, 7].

Les ions utilisés pour les expériences de piégeage et de refroidissement sont très fréquemment les alcalino-terreux (Be^+ , Mg^+ , Ca^+ , Sr^+ , Ba^+) et parfois l'ion ytterbium Yb^+ . Dans les expériences décrites dans ce manuscrit, nous utiliserons uniquement l'ion $^{88}\text{Sr}^+$. Dans la suite du chapitre, la description des performances obtenues avec les ions dans le domaine de l'information quantique est faite de façon générale, toutes espèces confondues. Dans le deuxième chapitre, la description des techniques de piégeage et de refroidissement sera également faite dans un contexte général, sans se restreindre à un ion particulier : les particularités du $^{88}\text{Sr}^+$ ne seront présentées qu'après le cas général.

Je vais maintenant décrire les caractéristiques et les performances des ions piégés et refroidis par laser au regard des différentes conditions proposées par DiVincenzo [13]. Il n'existe pas encore aujourd'hui une expérience regroupant dans une réalisation unique les meilleures performances déjà

démontrées vis à vis de chaque critère.

1.1.1 Les différents types de qubits

Le premier critère pour la réalisation du calcul quantique est de pouvoir isoler un système à deux niveaux servant de support pour l'information. Nous pouvons identifier trois stratégies pour le choix de ces deux niveaux, que j'appellerai dans la suite trois types de qubits [7]. Des références aux réalisations pratiques correspondantes seront données dans la section 1.1.5 traitant des performances des opérations quantiques.

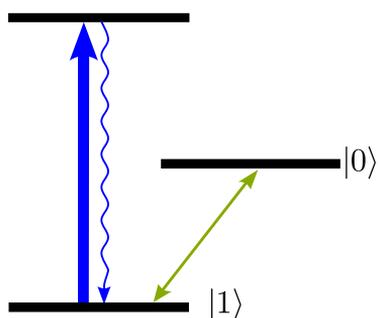
les qubits “optiques” figure 1.1(a). Comme leur nom l'indique ils utilisent une transition optique pour manipuler l'état quantique. Ces qubits utilisent un état de longue durée de vie (couplé au fondamental par une transition quadrupolaire étroite dite *d'horloge*) ;

les qubits “Zeeman” (radio-fréquences) figure 1.1(b) sont encodés sur deux sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental d'un ion, soumis à un champ magnétique homogène, créant une séparation entre les niveaux correspondant à une fréquence de transition de quelques mégahertz ;

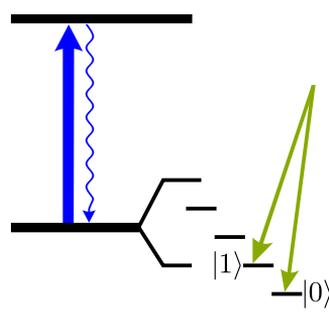
les qubits “hyperfins” (Raman ou micro-ondes) figures 1.1(c) et 1.1(d). Ils utilisent deux niveaux de la structure hyperfine de l'état fondamental des isotopes impairs (typiquement séparés par une énergie correspondant à une fréquence de quelques gigahertz). Les transitions entre ces niveaux peuvent être adressées par une transition Raman optique. L'adressage par des champs magnétiques oscillants aux fréquences micro-ondes a aussi été proposé, en champ lointain [23, 24] et plus récemment en champ proche [9, 25]. Cette technique tire profit de la maturité des techniques radio-fréquences (RF) développées par l'industrie des télécommunications. Ces qubits ont des temps de cohérence très élevés (voir section 1.1.4).

1.1.2 Initialisation

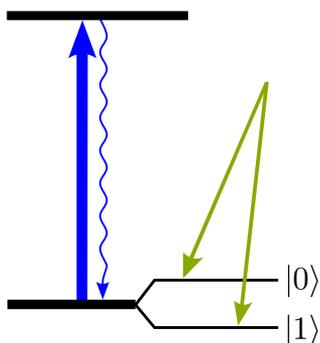
L'initialisation des qubits (quel que soit le type) se fait généralement via une étape de pompage optique. Cette étape de pompage prépare l'ion dans un niveau Zeeman extrême (de $|m|$ maximal) de l'état fondamental, en utilisant un laser polarisé circulairement. La limitation dans la pureté de l'état dans lequel se trouve l'ion après ce processus vient des imperfections



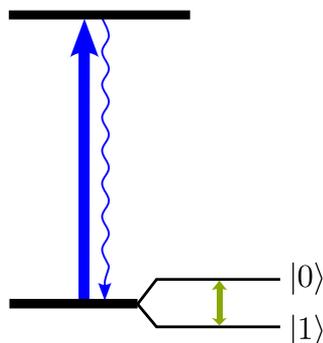
(a) qubit optique sur une transition quadrupolaire indiquée en vert.



(b) qubit Zeeman manipulé avec une transition Raman indiquée en vert. La fréquence typique associée à la différence d'énergie entre deux niveaux est 1 GHz.



(c) qubit hyperfin manipulé avec une transition Raman indiquée en vert.



(d) qubit hyperfin adressé par une transition micro-ondes indiquée en vert.

FIGURE 1.1 – Schémas de principe des différents qubit utilisés dans les expériences sur les ions froids. Les deux niveaux qui *portent* le qubit sont représentés par $|0\rangle$ et $|1\rangle$. La transition schématisée par une flèche bleue est celle utilisée pour la détection de l'état du qubit. La transition schématisée par une (ou deux) flèche(s) verte(s) est la transition utilisée pour la manipulation de l'information quantique du qubit.

dans l'alignement de la polarisation par rapport à l'axe de quantification défini par la direction du champ magnétique. La fidélité d'initialisation typique est de 0.99 après 1 μs de pompage [7]. En utilisant des lasers plus fins spectralement pour ajouter une sélection spectrale à la sélection en polarisation, la fidélité de préparation a été améliorée en arrivant à plus de 0.999 [26].

1.1.3 Lecture de l'état du qubit

La lecture de l'état du qubit se fait par détection de la fluorescence sur une transition dipolaire électrique (schématisée en bleu sur la figure 1.1). Cette transition peut diffuser environ 10^7 photons par seconde pour un laser accordé à la résonance. Avant la phase de lecture, le système est préparé de telle façon que seul un des deux états du qubit puisse participer aux cycles d'absorption - émission spontanée. La discrimination des états peut donc être faite très efficacement. Ce type de détection permet d'obtenir une fidélité de 0.9999 avec des temps de mesure allant de 100 à 400 μs . Cette méthode permet la lecture de l'état d'un ou de plusieurs qubits simultanément [27, 28].

Des techniques de lectures assistées par QND (*quantum nondemolition measurement*) ont aussi été démontrées, faisant état d'une lecture en 200 μs avec une fidélité de 0.9994 (ions aluminium et béryllium, [29]).

1.1.4 Temps de cohérence

La durée de la cohérence quantique entre les états du qubit $|0\rangle$ et $|1\rangle$ est un paramètre crucial. Cette durée que nous appellerons *temps de cohérence* est en premier lieu limitée par la durée de vie des populations, lorsque l'un des deux états est un état excité. Pour un qubit optique, le temps de cohérence sera donc nécessairement inférieure à la seconde, la limitation étant imposée par la durée de vie du niveau méta-stable utilisé.

Pour les qubits Zeeman et hyperfins, les niveaux qui portent le qubit sont des sous-niveaux de l'état fondamental, donc leur durée de vie n'est pas une limitation. La décohérence dans ce type de systèmes est principalement due aux fluctuations non contrôlées de champ magnétique créant un déphasage aléatoire entre les niveaux de l'ion choisis pour encoder l'information. Tous les effets susceptibles de déplacer les niveaux d'énergie du qubit participent à ce phénomène, principalement lié aux imperfections expérimentales.

Des solutions pour palier ce problème ont été proposées : on peut, choisir de travailler sur un couple de niveaux dont l'écart en fréquence ne dépend pas (au premier ordre) du champ magnétique. Il s'agit de trouver deux états $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ tels que pour un champ \mathbf{B}_0 :

$$\left. \frac{\partial E_{\uparrow\downarrow}}{\partial \mathbf{B}} \right|_{\mathbf{B}=\mathbf{B}_0} = 0 \quad (1.1)$$

où $E_{\uparrow\downarrow}$ est la différence d'énergie entre $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$. Le système est alors sensible qu'aux fluctuations du gradient du champ magnétique, bien plus faibles que celles du champ lui même. Avec cette technique, un temps de cohérence de 10 secondes a été démontré dans un piège macroscopique [30]. De récentes expériences dans le groupe d'Oxford, appliquant cette technique au $^{43}\text{Ca}^+$, font état d'un temps de cohérence de 48 secondes sur un micro-piège [31]. Lorsque le temps caractéristique associé aux fluctuations du champ magnétique est long par rapport au temps de stockage du qubit, il est possible d'utiliser des techniques de type *écho de spin* inspirées par la résonance magnétique nucléaire. Des travaux ont montré que le déphasage accumulé peut être inversé avant que l'information ne soit totalement perdue [32, 24] : des expériences d'écho de spin permettent d'augmenter considérablement le temps pendant lequel l'information quantique d'un qubit reste exploitable [33].

La durée de vie de l'information sur un qubit sera toutefois difficile à rallonger au delà de la minute par le simple fait que maintenir un ion en l'absence de toute collision avec le gaz résiduel pendant plus que quelques dizaines de secondes dans une enceinte ultra-vide devient techniquement très exigeant. Cependant le temps nécessaire pour réaliser une porte à deux qubits étant de l'ordre de la centaine de microsecondes [34, 25], la durée actuelle du temps de cohérence effectif d'un qubit ne représente pas une limitation majeure.

1.1.5 Réalisation de portes logiques

Comme mentionné précédemment, un jeu complet d'opérations à un qubit et de portes à deux qubits (voir plus) a été expérimentalement réalisé avec des ions piégés refroidis par laser [7, 35]. Je présente ici le principe de réalisation de ces opérations sur les qubits ainsi que des références décrivant des expériences significatives réalisées sur différents types de qubits.

Sphère de Bloch

L'état d'un qubit s'écrit sous la forme d'une superposition de deux états orthogonaux $|0\rangle$ et $|1\rangle$ comme $|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$ avec $(\alpha, \beta) \in \mathbb{C}$, avec la contrainte de normalisation : $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. En introduisant deux angles θ et ϕ schématisés sur la figure 1.2, on peut réécrire l'état quantique sous la forme $|\psi\rangle = \cos(\theta/2)|0\rangle + e^{i\phi} \sin(\theta/2)|1\rangle$. L'état d'un qubit est donc représenté par un vecteur appartenant à la surface d'une sphère de rayon unité (figure 1.2).

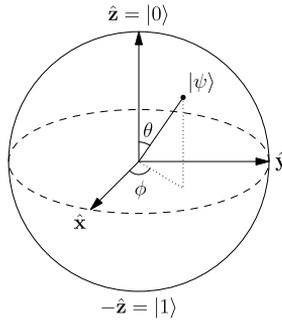


FIGURE 1.2 – Représentation de l'état quantique $|\psi\rangle$ sur la sphère de Bloch.

On peut montrer qu'un algorithme quantique, aussi complexe soit-il, peut se décomposer en une suite d'opérations n'agissant que sur un ou deux qubits à la fois [36]. Chaque opération peut être décrite par une matrice agissant sur le vecteur représentant l'état du système. Comme introduit précédemment, on peut distinguer deux types d'opérations : à un qubit ou à deux qubits.

opérations à un qubit : elles peuvent se décomposer en deux types d'opérations : les rotations de l'angle θ et les modifications de la phase ϕ . Les matrices associées dans la base $\{|0\rangle, |1\rangle\}$ s'écrivent :

$$R_\theta = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \quad P_\phi = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

Dans la pratique, avec les ions, on peut adresser par un champ laser ou micro-ondes la transition $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ (oscillation de Rabi). Des impulsions laser (ou micro-ondes), dont la durée et la phase sont contrôlées, permettent de réaliser des opérations unitaires faisant tourner le qubit sur la

sphère de Bloch. Le temps nécessaire pour ces opérations est inversement proportionnel à la fréquence de Rabi (couplage).

portes à deux qubits : ce sont les opérations par lesquelles l'intrication de deux qubits est réalisée : elles conditionnent un changement d'état du qubit dit *cible* à l'état d'un qubit dit *contrôle*. Un exemple de porte à deux qubits est la porte C-NOT qui, associée aux opérations à un qubit, est suffisante pour réaliser un ensemble universel de portes logiques [36]. Sa matrice dans la base $\{|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle\}$ s'écrit :

$$\text{C-NOT} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

Cette porte change l'état du qubit cible si et seulement si l'état du qubit de contrôle est dans l'état $|1\rangle$. L'implémentation pratique de ces portes passe par l'utilisation de l'état du mouvement (commun aux deux ions) comme *bus* pour transférer l'information quantique d'un qubit à l'autre, comme proposé par Cirac et Zoller [21]. Un protocole particulièrement efficace est celui décrit par Mølmer et Sørensen [37] dont la description dépasse le cadre de cette thèse.

performances : qubits optiques et "hyperfins Raman"

Ces deux types de qubits utilisent des lasers pour effectuer les opérations logiques. Les performances actuelles sont :

opérations à un qubit : Le groupe du NIST à Boulder a atteint une fidélité de 0.995 [38]. Les temps de réalisation sont de l'ordre de la dizaine de microsecondes [39, 40]. Certains travaux, du groupe de l'université du Maryland, qui utilisent des lasers pulsés, font état d'opérations à un qubit en un temps de l'ordre de 50 ps [41].

portes à deux qubits : le groupe de l'université d'Innsbruck a effectué des portes de type Mølmer-Sørensen avec une fidélité de 0.993 [34] en 50 μs (ce temps est limité par les fréquences de vibration de l'ion). Une récente étude a proposé des méthodes pour atteindre un temps d'exécution inférieur à la microseconde [42]. Des portes basées sur les peignes de fréquences ont été aussi proposées mais avec des fidélités moins bonnes que les exemples précédemment cités [43].

performances : qubits Zeeman

portes à un qubit : l'équipe de Ulm réalise une opération à un qubit en temps de $5 \mu s$, avec une fidélité de 0.96 [44];

portes à deux qubits : l'équipe d'Oxford a atteint une fidélité de 0.83 pour une porte C-NOT utilisant des qubits Zeeman [45].

performances : "hyperfins micro-ondes"

Ces portes tirent profit de la maturité de l'instrumentation radio-fréquence, elles adressent les ions avec un champ magnétique oscillant à quelques gigahertz. Peu de travaux existent pour le moment pour les qubits hyperfins adressés par micro-ondes, toutes les réalisations sont relativement récentes.

portes à un qubit : ces portes ont été réalisées, par le groupe du NIST à Boulder, en $\sim 20 \mu s$ avec une fidélité de 0.99998 [46]. La rotation d'un qubit peut être effectuée en environ $20 ns$ [25].

portes à deux qubits : toujours le groupe du NIST à Boulder, a réalisé une porte à deux qubits avec une fidélité de 0.76 [25] en environ $200 \mu s$.

1.1.6 Intégrabilité

La majeure partie des résultats présentés ci-dessus ont été obtenus sur des pièges de taille macroscopique (excepté pour les expériences utilisant des champs micro-ondes, qui ont été obtenus dans des pièges micro-fabriqués). Dans le but de créer un ordinateur quantique qui ait une utilité pratique, il faut pouvoir manipuler au moins une quarantaine de qubits [7], voire plusieurs centaines [47, 48]. Une étape de miniaturisation et d'intégration des qubits dans un seul dispositif est donc nécessaire.

La miniaturisation se heurte à des défis comme par exemple l'adressage individuel pour réaliser des portes logiques lorsqu'un grand nombre d'ions sont présent sur un dispositif. Ce problème a été grandement simplifié par l'apparition des qubits adressables par micro-ondes : les problèmes de stabilité de pointé du laser, ou du laser éclairant plusieurs ions sont résolus en introduisant des pistes pour l'adressage micro-onde dans le dessin des dispositifs. Un problème important abordé au cours de cette thèse est celui concernant le chauffage *anormal* qui est actuellement un verrou empêchant

une miniaturisation poussée. Ce problème est détaillé dans la sous-section suivante.

Des architectures à grande échelle avec des zones de chargement d’ions, de stockage, d’interaction entre ions ont été réalisées par exemple au NIST [49]. Cependant un certain nombre d’améliorations sont encore nécessaires pour avoir une architecture pleinement fonctionnelle. Parmi elles, des études sont aujourd’hui menées pour ajouter des fonctionnalités visant à intégrer des systèmes optiques directement sur les pièges, à déplacer les ions sur le piège sans perte d’information ou à intriquer des ions distants (en utilisant une fibre optique comme bus de données par exemple) [50, 51, 48].

Une autre voie possible pour la réalisation d’un ordinateur quantique est l’utilisation de pièges de grande longueur : tous les qubits seraient alors contenus dans le même piège. La démonstration de l’intrication de 14 qubits dans ce type de système a été réalisée à Innsbruck [52].

“Chauffage normal”

Comme nous le verrons dans le prochain chapitre, un ion unique piégé par un champ électrique oscillant peut être assimilé à une particule soumise à une force de rappel linéaire, donc à un oscillateur harmonique de pulsation ω (voir figure 1.3). Si, en plus du potentiel de piégeage, l’ion est soumis à un champ électrique fluctuant (bruit) ayant une composante spectrale à la pulsation ω , à cause du couplage électrostatique l’ion monte aléatoirement l’échelle des niveaux d’énergie vibrationnelle. Ce gain d’énergie peut être décrit en termes d’un *chauffage* auquel l’ion est soumis.

Le taux de chauffage est décrit par exemple en donnant le nombre moyen de quanta de vibrations \bar{n} que l’ion gagne par unité de temps. Ce taux de chauffage en nombre de quanta par seconde est proportionnel à la densité spectrale des fluctuations du champ électrique à la fréquence d’oscillation du mode de vibration ω , $S_E(\omega)$ [8].

Une source inévitable des fluctuations du champ électrique est l’agitation thermique des électrons au sein des électrodes métalliques qui sont à une température finie (bruit dit “Johnson”) [53]. Ce bruit dépend de la résistance de l’électrode et de sa température T_e . Lorsque l’on diminue la distance d qui sépare l’ion de la surface de l’électrode la plus proche, on s’attend à une loi d’échelle pour la densité spectrale du bruit Johnson en d^{-2} [8].

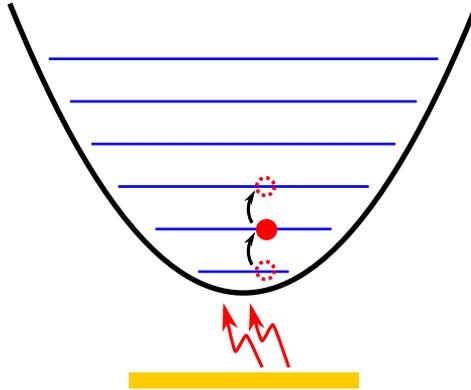


FIGURE 1.3 – Schéma du principe décrivant le chauffage d’un ion par le bruit du champ électrique. L’ion oscille dans le potentiel de piégeage, qui est représenté par un potentiel harmonique en noir. Il est piégé au-dessus d’une surface en jaune. Si un potentiel fluctuant a une composante spectrale à la fréquence de vibration de l’ion, ce dernier peut monter les niveaux de vibration, donc gagner de l’énergie : on parle alors de *taux de chauffage*.

“Chauffage anormal”

La miniaturisation des pièges a révélé un phénomène qui a été qualifié de chauffage *anormal*. Les expériences ont montré que la densité spectrale de bruit électrique suit une loi en d^{-4} (voir figure 1.4), conduisant, dans certaines circonstances, à un taux de chauffage de l’ion quatre ordres de grandeur au-dessus de la limite fondamentale imposée par le bruit Johnson. Ce phénomène devient la limitation principale pour la réalisation d’opérations de logique quantique de grande fidélité [22] lorsque la distance d est inférieure à la centaine de microns. Sans la résolution de ce problème, il serait improbable de réaliser des calculs à grande échelle sur des *puces à ions* de taille caractéristique de l’ordre de la dizaine de micro-mètres.

Observation expérimentales : Au delà de la loi d’échelle en d^{-4} mesurée [8, 54], il existe un certain nombre d’observations donnant des indices sur l’origine du chauffage anormal. La loi d’échelle, cette fois ci par rapport à la pulsation de l’ion, suit une loi en $\omega^{-\alpha}$ avec $\alpha \sim 1$ [8, 55, 56, 57, 58]. L’influence de la température T_e des électrodes a aussi été étudiée : on observe une réduction typique de deux ordres de grandeur sur la densité spectrale de bruit en passant de la température ambiante à la température cryogénique (6 K) [58] (voir figure 1.4). L’effet de la

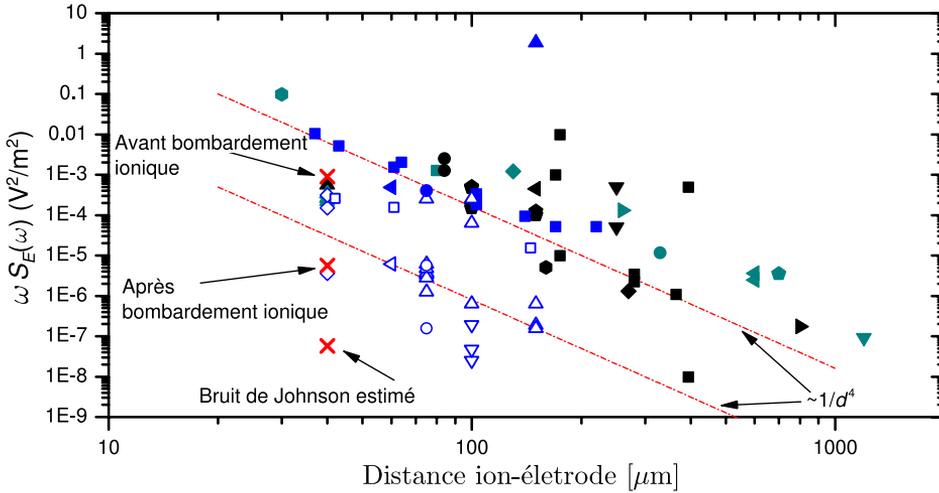


FIGURE 1.4 – Ce graphique représente les mesures de densité spectrale de bruit estimées par des mesures de taux de chauffage, dans différentes expériences (variant les distances de piégeage d entre l’ion et l’électrode la plus proche, les matériaux des électrodes, la température des électrodes T_e), en fonction de la distance d . Ce graphique est issu de la référence [11], on peut y trouver les références correspondant à chaque point. Les symboles pleins indiquent les mesures avec des électrodes à température ambiante. Les symboles creux indiquent les mesures avec les électrodes à basse température. Les croix rouges représentent les valeurs obtenues par le groupe du NIST en soumettant le piège à une procédure de nettoyage (voir paragraphe Nettoyage de cette section).

contamination des surfaces est pointé du doigt par certaines expériences : quatre pièges nominale­ment identiques ont montré une dispersion d’un ordre de grandeur sur le taux de chauffage, le même phénomène s’observe sur un seul piège après une deuxième procédure de nettoyage *ex-situ* [58]. Des pièges aux électrodes supra-conductrices ont été fabriqués et présentent néanmoins un taux de chauffage anormal [59]. Une dernière expérience qui met en cause la contamination des surfaces montre que le taux de chauffage est plus élevé au niveau de la zone de chargement de l’ion [54].

Modèles proposés : La loi d’échelle expérimentale obtenue est compatible avec une distribution aléatoire de potentiels fluctuants ou “patches” à la surface de l’électrode [8, 55]. Plusieurs approches théoriques ont été proposées. Certaines études suggèrent que ces patches seraient dus aux fluc-

tuations des dipôles électriques de molécules adsorbées en surface [54, 60]. D'autres propositions introduisent une longueur de corrélation du champ électrique sur la surface [61, 62], non encore identifiée microscopiquement, qui ouvrirait la voie à une réduction du chauffage par une compréhension des irrégularités de surface, tels que les joints de grains.

Nettoyage : Deux études menées fin 2011 ont ouvert la voie à la réduction de ce taux de chauffage. La première à Oxford a montré une réduction de 50% du taux de chauffage par nettoyage *in-situ* (sans ouvrir l'enceinte ultra-vide). Le principe est de retirer les impuretés de surface en envoyant un laser pulsé caractérisé par une énergie par impulsion plus faible que le seuil d'ablation des électrodes [63]. La seconde étude fait état d'une réduction de ce taux de chauffage de deux ordres de grandeur grâce au nettoyage de la surface par bombardement ionique [11] (voir figure 1.4). Au premier ordre, ce chauffage semble donc bien corrélé à l'adsorption de molécules sur la surface. Bien que ces expériences aient réduit ce problème, il reste encore, dans le cas de l'expérience du NIST [11], environ deux ordres de grandeur de taux de chauffage "anormal" par rapport à la limite imposée par le bruit Johnson.

1.1.7 Géométrie et matériaux des pièges miniaturisés

Dans un piège à ions surfacique (introduit dans le prochain chapitre), les ions sont piégés dans un puits de potentiel électrique situé à typiquement quelques dizaines ou centaines de microns au dessus de la surfaces des électrodes. Différentes géométries ont été proposées, ainsi que différent matériaux constituant les électrodes. J'expose ici les réalisations les plus significatives.

Le premier piège planaire

Le premier piège radiofréquence surfacique micro-fabriqué a été réalisé par l'équipe du NIST à Boulder [64]. Il est réalisé avec des électrodes d'or électrolytique sur un substrat de quartz. Il piège des ions $^{24}\text{Mg}^+$ à une distance de 40 μm de la surface. La tension radiofréquence utilisée a une amplitude de 103 V pour une fréquence de 87 MHz, donnant des fréquences de piégeage de $2\pi \times 2.8$ MHz selon l'axe de raideur la plus faible du piège, et d'environ $2\pi \times 16$ MHz sur les deux autres axes. Le taux de chauffage mesuré a été de $\dot{n} = 4.8 \times 10^3$ quanta/s.

Une géométrie simple

Le groupe du MIT a proposé une géométrie utilisant deux électrodes radiofréquences au même potentiel ainsi que sept électrodes portées à des potentiels statiques [65]. Les pièges réalisés ont des électrodes en argent déposé sur un substrat de quartz. L'ion est piégé à des distances entre $75\ \mu\text{m}$ et $150\ \mu\text{m}$ de la surface (plusieurs échantillons ont été réalisés). La radiofréquence utilisée est de $250\ \text{V}$ à $26\ \text{MHz}$ ou $38\ \text{MHz}$ suivant les échantillons, donnant des fréquences de piégeage de $2\pi \times 1\ \text{MHz}$ pour l'axe le plus lâche, et d'environ $2\pi \times 2.5\ \text{MHz}$ sur les deux autres axes. Le taux de chauffage mesuré dans le cas d'un piège placé dans un cryostat et refroidi à une température de $6\ \text{Kelvins}$ est de quelques quanta de vibration par seconde.

Cette géométrie utilise un nombre réduit d'électrodes mais permet de contrôler une grande quantité de paramètres : champs statiques appliqués à l'ion, fréquences d'oscillation de l'ion par exemple. Cette géométrie est donc à la fois simple mais suffisante pour effectuer des expériences de mesure de taux de chauffage. C'est celle sur laquelle nous nous sommes basés pour tous les pièges utilisés au cours de cette thèse.

Les pièges comportant des jonctions

La réalisation d'un calculateur quantique nécessite de pouvoir déplacer les ions entre différentes zones d'un *processeur* basé sur des ions piégés [47]. Chaque zone de ce dispositif aura une fonction spécifique : interaction entre deux ions ou stockage de l'information par exemple. Il est donc nécessaire, de réaliser des jonctions permettant d'aiguiller un ion entre différentes zones d'un piège. Un critère de mérite pour ces opérations de transport est que l'ion ne gagne pas d'énergie vibrationnelle, ce qui nécessiterait un refroidissement préalable aux opérations logiques à deux qubits après le déplacement. De récents travaux présentent des résultats pour des jonctions en Y (à trois branches) [66] permettant 10^6 passages dans la jonction avant la perte de l'ion (ce qui représente une distance parcourue de $1.5\ \text{km}$ à $1\ \text{m/s}$ sans perte de l'ion), et en X [67] (à quatre branches) permettant 10^5 passages dans la jonction avant la perte de l'ion et jusqu'à 65 passages par une jonction sans refroidissement laser et sans changement significatif de l'état de vibration. Pour arriver à ces résultats, plusieurs dizaines d'électrodes sont nécessaires pour contrôler le champ électrique de piégeage, et d'importants travaux de modélisation ont été

nécessaires pour dessiner les électrodes du piège.

Les pièges intégrés

Un processeur quantique basé sur des ions piégés et refroidis par laser doit tirer parti de la majorité des caractéristiques démontrées dans les expériences présentées ci-dessus : un faible taux de chauffage pour pouvoir effectuer des calculs sans erreur ; des zones de stockage et des zones d'interaction ; la nécessité de réaliser des jonctions, etc. [47]. Une première tentative d'intégration a été réalisée en construisant un piège disposant de plus d'une centaine d'électrodes sur une surface inférieure au centimètre carré [49].

Les réseaux de pièges

Une approche possible à l'ordinateur quantique est de piéger les ions dans un réseau de pièges radiofréquence [68]. Le but est de laisser les ions à des positions fixes et de les faire interagir avec leur voisin par l'interaction de Coulomb. À ce jour la distance entre les ions dans ce type de pièges est trop importante pour avoir une interaction suffisamment forte pour réaliser l'intrication [69]. Mais il existe des travaux théoriques proposant une optimisation des géométries permettant de piéger les ions plus proches les uns des autres [70]. Des propositions existent pour réduire notablement le temps nécessaire à l'intrication entre deux ions, en utilisant une interaction dipôle-dipôle entre deux ions de Rydberg (ions placés dans des état de nombre quantique principal élevé) [71].

Matériaux utilisés

Les différents pièges micro-fabriqués ont été principalement réalisés avec des électrodes en or [54]. On peut cependant aussi trouver dans la littérature des pièges ayant des électrodes en cuivre, argent, oxyde d'indium (ce qui permet d'obtenir des électrodes transparentes et optimiser la collection de photons), etc. [54, 72]. Concernant le problème du chauffage *anormal*, le choix de matériaux faciles à nettoyer et inertes (or, platine) semble plus judicieux par rapport aux matériaux ayant tendance à l'oxydation (argent, cuivre). L'influence de la technique de dépôt des matériaux sur le taux de chauffage reste aussi un domaine de recherche ouvert.

1.1.8 Conclusion sur les performances des ions pour le calcul quantique

Toutes les briques élémentaires nécessaires à la réalisation d'un calculateur quantique ont été réalisées avec les ions piégés et refroidis par laser. Les fidélités démontrées à ce jour, bien que perfectibles, en font l'un des meilleurs systèmes dont nous disposons pour mener à bien cette réalisation.

Dans la partie suivante je décrirai brièvement les performances d'autres systèmes physiques pouvant implémenter le calcul quantique.

1.2 D'autres systèmes physiques pour l'information quantique

1.2.1 Les circuits supraconducteurs

Le système physique qui est actuellement le plus sérieux concurrent des ions piégés est basé sur l'utilisation de circuits supraconducteurs non-linéaires (*atomes artificiels* intégrant des jonctions Josephson) couplés par des résonateurs micro-ondes. Les opérations d'initialisation et de lecture, ainsi qu'un ensemble universel de portes logiques, ont été démontrées avec ce type de système [17]. Un des avantages de ce système est d'avoir des fréquences de fonctionnement très élevées : de l'ordre de quelques gigahertz, alors que les ions sont limités au mégahertz. Les opérations élémentaires sur un qubit sont faites en moins de 10 ns et celles à deux qubits en environ 50 ns [73]. D'importants progrès ont été réalisés ces dernières années sur les temps de cohérence qui atteignent environ 20 μ s [74], soit un rapport temps de cohérence sur temps pour une porte $T_c/T_{gate} \simeq 400$. Cependant les fidélités obtenues pour le moment sont encore à améliorer : elles sont de l'ordre de 0.98 – 0.99 pour chaque opération élémentaire [75]. Le nombre maximum de qubits intriqués est pour l'instant limité à 3 [73]. Comprendre et réduire la décohérence est un point clé pour l'amélioration de ces systèmes. Il n'existe aujourd'hui aucune limite fondamentale connue interdisant d'atteindre les performances nécessaires pour la réalisation d'un calculateur quantique.

Un point remarquable des circuits supraconducteurs est d'avoir des performances équivalentes aux systèmes microscopiques tout en étant de taille macroscopique. Cependant, l'avantage des ions est d'être tous parfaitement identiques. Les qubits supraconducteurs quant à eux ne sont pas exempts

de défauts de fabrication. Cela peut poser des problèmes étant donné le degré d'exigence sur les fidélités.

Une récente revue détaille les performances et les enjeux sur ce type de système [75]. Une publication récente fait aussi état de l'intrication de 100 qubits en utilisant un circuit quantique intégré commercialisé par la société D-wave [76].

1.2.2 Résonance magnétique nucléaire (RMN)

Le premier système ayant prouvé la réalisation d'un calcul quantique est basé sur la manipulation des spins nucléaires dans des molécules par des techniques de RMN. Ce fut la première démonstration expérimentale d'un algorithme purement quantique (algorithme de Shor portant sur la factorisation des nombres premiers), en 2001 [77]. Cependant le nombre de qubits maximal que l'on peut implémenter avec ce système est actuellement estimé à une douzaine à cause de la complexité d'adressage des spins nucléaires dans les molécules de grande taille [17].

Les recherches se sont donc tournées vers les qubits manipulés par RMN dans des solides (centres NV de diamants par exemple). Il existe toutefois des limitations techniques : en particulier en ce qui concerne les étapes d'initialisation et de lecture. L'intégrabilité de ces dispositifs reste elle aussi encore problématique [17].

1.2.3 Les photons

Grâce à leur très faible couplage à l'environnement, les photons sont un système de choix pour la réalisation de protocoles d'information quantique. Il a été démontré que l'utilisation d'éléments d'optique linéaire, associés à des sources de photons intriqués et des détecteurs de photons uniques, est suffisante pour réaliser des protocoles de calcul quantique [78].

Aujourd'hui les points à améliorer sont la faible efficacité et rapidité des détecteurs de photons uniques, ainsi que l'efficacité et l'intégration des émetteurs de paires de photons intriqués [17]. Un autre point problématique, est que les portes à deux photons sont non déterministes (car elles sont basées sur la non-linéarité associée au processus de mesure quantique). Il faut alors plus de 10000 paires de photons intriqués pour réaliser une porte C-NOT avec plus de 95% de fidélité [79].

Les propositions technologiques utilisant les photons comme support

pour le calcul quantique se tournent aujourd'hui vers des systèmes optiques intégrés [79, 80, 81].

1.2.4 Les atomes neutres

Des expériences utilisant des atomes neutres ont également démontré leurs capacités pour le calcul quantique [82]. Les principales propositions sont celles utilisant des réseaux optiques piégeant un atome par site [83], et les expériences utilisant des atomes de Rydberg [84, 85]. Dans le cas des réseaux optiques, des portes d'une fidélité proche de la limite des codes correcteurs d'erreurs ont été démontrées [83]. À ce jour les points limitants sont l'initialisation des atomes, l'interaction atome-atome et les mesures sur les ensembles de qubits atomiques [17] (mesurer l'état d'un atome isolé se réalise aisément comme pour les ions, mesurer l'état d'un atome individuel dans un réseau 3D est plus compliqué). En ce qui concerne les atomes de Rydberg, les démonstrations de principe sont encore trop récentes pour pouvoir atteindre les performances des autres systèmes.

1.2.5 Les boîtes quantiques (*quantum dots*)

L'utilisation d'atomes artificiels basés sur des boîtes quantiques semi-conductrices est motivée par le fait qu'il devient inutile de piéger des atomes : la structure dans laquelle les électrons se retrouvent décrits par des états quantiques discrets est un solide cristallin. Ces systèmes se heurtent aujourd'hui à la présence de champs magnétiques non homogènes dans les substrats limitant le temps de cohérence à quelques dizaines de nanosecondes. Le temps de cohérence ainsi que l'intégrabilité restent à améliorer pour atteindre les performances des systèmes les plus avancés [86, 17].

1.3 Simulation Quantique

Parallèlement au calcul quantique la simulation quantique se développe [87]. L'idée de base est qu'il est possible d'étudier les propriétés d'un système quantique en observant un autre système quantique, plus simple à manipuler, qui est décrit par le même Hamiltonien [88]. Expérimentalement, la réalisation d'un simulateur quantique est moins exigeante (en termes de limite sur les seuils d'erreur) que le calcul quantique proprement dit [89].

Les premières propositions de réalisation pour simuler un Hamiltonien de spin suggéraient d'utiliser des ions ou des atomes neutres [90]. Elles étaient basées sur l'utilisation d'atomes interagissant dans un réseau par l'intermédiaire de leur spin effectif. Les ions, dans des pièges de Paul ou de Penning, ont déjà démontré la faisabilité de telles expériences [91, 92, 93].

Le chapitre 5, décrira une réalisation expérimentale sur les ions ouvrant la voie à l'utilisation de cristaux d'ions dans des pièges de Paul planaires, comme support pour ce type de simulation quantique.

1.4 Conclusion

Dans ce chapitre d'introduction, j'ai présenté les prérequis pour réaliser des protocoles de calcul quantique. J'ai montré que les ions piégés et refroidis sont un système très avancé pour réaliser ces tâches. Le problème principal pour le calcul étant aujourd'hui d'intégrer un grand nombre d'ions dans un seul dispositif en préservant les temps de cohérence et les fidélités démontrés. Sur ce point, le chauffage anormal est aujourd'hui un phénomène limitant. J'ai ensuite présenté les principaux autres systèmes capables de réaliser des protocoles quantiques en décrivant les forces et les faiblesses.

Le chapitre suivant se concentrera sur les méthodes pour piéger et refroidir les ions, et caractériser les pièges micro-fabriqués.

Deuxième partie

Principes de l'expérience

CHAPITRE 2

Piégeage et refroidissement d'ions

Dans ce chapitre je décrirai dans un premier temps le principe du piégeage d'ions (et plus généralement de particules chargées) dans un piège radiofréquence, dit *de Paul* [94]. En particulier, j'introduirai la configuration du piège de Paul *linéaire surfacique* dans laquelle toutes les électrodes nécessaires au confinement se trouvent sur un même plan [95]. Dans une seconde partie je décrirai le principe du refroidissement d'atomes par laser, que nous avons utilisé pour refroidir les ions piégés, en particulier j'introduirai la méthode de refroidissement dite *Doppler* [96]. Ce chapitre donne les principales clefs pour une lecture complète du manuscrit, pour plus de détails, on pourra se référer par exemple aux manuscrits de thèses précédemment soutenues dans le groupe [97, 12, 98] ou à des ouvrages tels celui de Ghosh [99].

2.1 Le piège de Paul

Le piégeage de particules chargées par des champs électriques oscillants à été démontré pour la première fois dans les années 1950 dans le groupe de Wolfgang Paul [100]. À partir des lois l'électrostatique ($\nabla \cdot E = 0$), on montre qu'il n'est pas possible de produire un potentiel électrique statique engendrant une force de rappel, permettant le piégeage d'un ion, dans trois directions orthogonales de l'espace (théorème d'Earnshaw, 1842).

Si l'ion subit une force confinante suivant certaines directions (deux au maximum), il subira nécessairement une force expulsante suivant au moins une des trois directions de l'espace. Le piège de Paul résout ce problème en utilisant un champ électrique radiofréquence (RF) : l'ajout de la dépendance temporelle permet d'alterner les directions confinantes et expulsantes. Si cette alternance est faite plus rapidement que le temps caractéristique nécessaire à l'expulsion d'un ion, le potentiel sur une période est confinant : on obtient donc un piège. Cette idée et sa mise en œuvre ont valu le prix Nobel à Wolfgang Paul en 1989 [94]. Ce prix a été partagé avec Hans Dehmelt qui a développé un piège utilisant à la fois des champs électrostatiques et magnéto-statiques (pièges de Penning) ainsi qu'une application à la spectroscopie de particules uniques [101].

Le piège de Paul original (dit 3D) est pourvu de trois électrodes dont les surfaces sont des hyperboloïdes de révolution, générant un potentiel quadrupolaire de la forme :

$$\phi(x, y, z, t) = \frac{V_{\text{RF}} \cos(\Omega_{\text{RF}} t)}{r_0^2} (x^2 + y^2 - 2z^2); \quad (2.1)$$

où V_{RF} est l'amplitude du potentiel RF appliqué, Ω_{RF} sa pulsation, r_0 la taille caractéristique du piège et x , y et z les distances par rapport au centre du dispositif. À chaque instant le potentiel respecte l'équation de Poisson $\Delta\phi = 0$. Le point $x = y = z = 0$ (le *centre du piège*) est un point col (extremum du potentiel instantané). Ce potentiel idéal conduit à un piégeage purement harmonique d'un ion au centre du piège.

Ce piège a évolué en 1989 vers le *piège de Paul linéaire* [102]. La figure 2.1 donne un schéma de cette configuration : quatre barreaux alignés suivant la direction appelée direction *axiale* z (idéalement à profil hyperbolique, plus souvent à profil cylindrique), alimentés par une tension oscillante (appliquée aux couples diagonalement opposés), génèrent un potentiel quadrupolaire dans le plan (x, y) où x et y sont les distances par rapport au centre géométrique du système d'électrodes :

$$\phi(x, y, t) = \frac{V_{\text{RF}} \cos(\Omega_{\text{RF}} t)}{r_0^2} (x^2 - y^2) \quad (2.2)$$

Suivant la direction axiale, la radiofréquence a donc été supprimée. Le confinement suivant cette direction est assuré par un couple d'électrodes (appelées *end-cap*) qui engendrent un potentiel statique :

$$\phi_{\text{stat}}(x, y, t) = \frac{V_{\text{DC}}}{2z_0^2} (2z^2 - x^2 - y^2) \quad (2.3)$$

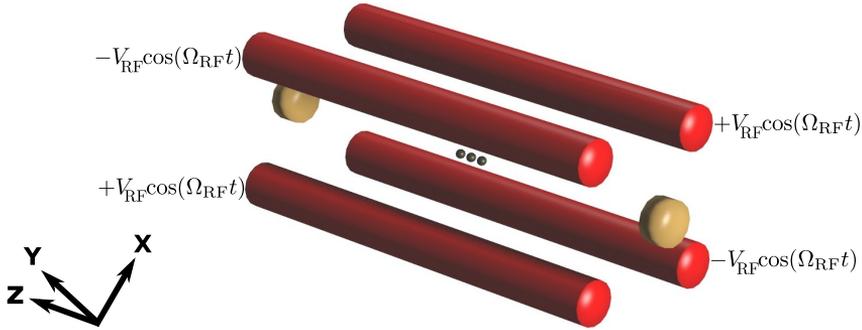


FIGURE 2.1 – Schéma d'un piège de Paul linéaire. En rouge : les électrodes sur lesquelles la tension RF est appliquée, en jaune : les électrodes (générant un champ statique) qui ferment le potentiel suivant l'axe longitudinal (appelées *end-cap*), en gris : représentation schématique de particules chargées alignées sur l'axe longitudinal z , où le champ RF est idéalement nul.

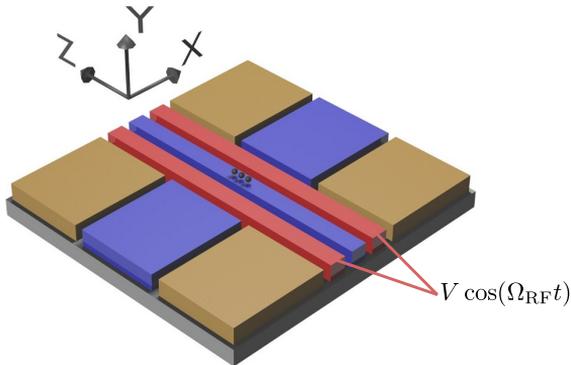


FIGURE 2.2 – Schéma d'un piège de Paul linéaire surfacique. En rouge : les électrodes sur lesquelles la même tension RF est appliquée, en jaune : les électrodes (générant un champ statique) qui ferment le potentiel suivant l'axe longitudinal, en bleu : d'autres électrodes sur lesquelles sont appliquées des tensions statiques (appelées *électrodes de compensation*, leur utilité est détaillée dans la suite du chapitre), en gris : représentation schématique de particules chargées alignées sur l'axe longitudinal z .

où V_{DC} est la tension statique appliquée aux end-caps et z_0 étant la demi-longueur caractéristique du piège (le potentiel généré est harmonique si les end-cap sont suffisamment éloignées du centre du piège). La géométrie du piège de Paul linéaire est moins contraignante par rapport au piège 3D : d'une part elle permet l'accès optique à la particule piégée, et d'autre part elle conduit à un champ RF qui est (idéalement) nul sur tout l'axe $x = y = 0$ du piège (le piège 3D remplit cette condition uniquement pour le point $x = y = z = 0$). Cette dernière caractéristique permet le piégeage de plusieurs ions en minimisant le mouvement forcé (discuté dans la suite), situation idéale pour les applications à l'information quantique.

Au début des années 2000, il a été proposé la création de pièges de Paul linéaires appelés *surfaiques* [95] (figure 2.2), permettant une meilleure intégration des dispositifs pour leur utilisation dans le domaine de l'information quantique, et une plus grande facilité de fabrication et de miniaturisation en utilisant des techniques de micro-fabrication en salle blanche. Dans ces dispositifs, dont le fonctionnement avec des ions atomiques a été démontré pour la première fois en 2006 [64], les ions sont piégés au dessus d'un plan contenant toutes les électrodes.

2.1.1 Équations du mouvement

Comme nous l'avons vu, dans les pièges de Paul linéaires, le potentiel électrique de piégeage $\phi(x, y, z, t)$ est la superposition d'une composante statique et d'une autre radiofréquence de pulsation Ω_{RF} :

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \phi_{\text{DC}}(\mathbf{r}) + \phi_{\text{RF}}(\mathbf{r}) \cos(\Omega_{\text{RF}}t) \quad (2.4)$$

où $\mathbf{r} = (x, y, z)$ est le vecteur position de l'ion donnant son déplacement par rapport au centre du piège. Dans ce potentiel, le mouvement d'un ion de charge e , de masse m est défini par l'équation :

$$m\ddot{\mathbf{r}} = -e\nabla\phi(\mathbf{r}, t) \quad (2.5)$$

L'ion est piégé dans un point col pour ϕ_{RF} , qui, pour un piège idéal, est aussi un point col pour ϕ_{DC} . Au niveau de ce point, on développe le potentiel total au deuxième ordre par rapport aux coordonnées (au premier

ordre, par définition d'un point col, ce développement est nul) :

$$\phi(\mathbf{r}, t) \simeq \frac{1}{2} \sum_{\substack{(i,j)= \\ (x,y,z)}} \left(\frac{\partial^2 \phi_{\text{DC}}}{\partial x_i \partial x_j} \right) x_i x_j + \frac{1}{2} \cos(\Omega_{\text{RF}} t) \sum_{\substack{(i,j)= \\ (x,y,z)}} \left(\frac{\partial^2 \phi_{\text{RF}}}{\partial x_i \partial x_j} \right) x_i x_j \quad (2.6)$$

On peut alors réécrire l'équation 2.5 suivant chaque axe $i = (x, y, z)$ comme :

$$m \frac{d^2 x_i}{dt^2} = -e \sum_j \left[\left(\frac{\partial^2 \phi_{\text{DC}}}{\partial x_i \partial x_j} \right) + \left(\frac{\partial^2 \phi_{\text{RF}}}{\partial x_i \partial x_j} \right) \cos(\Omega_{\text{RF}} t) \right] x_j \quad (2.7)$$

Dans le cas bien connu du piège de Paul linéaire quadrupolaire présenté sur la figure 2.1, introduit par exemple dans la référence [99] et discuté plus en détail dans la référence [103], le système d'équations 2.7 peut s'écrire sous la forme d'un système de trois équations différentielles découplées décrivant le mouvement selon les directions x , y et z . En partant des expressions 2.2 et 2.3 et en introduisant les paramètres sans dimension :

$$\tau = \frac{\Omega_{\text{RF}} t}{2} \quad (2.8)$$

$$a = \frac{4eV_{\text{DC}}}{z_0^2 m \Omega_{\text{RF}}^2} \quad (2.9)$$

$$q = \frac{8eV_{\text{RF}}}{r_0^2 m \Omega_{\text{RF}}^2} \quad (2.10)$$

le système 2.7 devient :

$$\frac{d^2 x}{d\tau^2} + (a - q \cos(2\tau))x = 0 \quad (2.11)$$

$$\frac{d^2 y}{d\tau^2} - (a - q \cos(2\tau))y = 0 \quad (2.12)$$

$$\frac{d^2 z}{d\tau^2} - 2az = 0 \quad (2.13)$$

Les équations du mouvement pour x et y sont des équations de Matthieu dont les solutions sont discutées dans plusieurs ouvrages (par exemple la référence [99]). Une étude générale dépassant le cadre de cette thèse, nous rappelons juste que la stabilité des trajectoires (la position en fonction du temps de l'ion par rapport au centre du piège ne diverge pas) dépend des valeurs de a et q . Les expériences se limitent souvent à explorer un espace

de paramètres défini par $0 < q \ll 1$ et $|a| \ll 1$, qui garantit la stabilité des solutions.

Les pièges surfaciques étudiés lors de cette thèse (schématisés figure 2.2) possèdent moins de symétries qu'un piège linéaire quadrupolaire. Toutefois, en suivant la méthode utilisée par House dans la référence [104], on met l'équation 2.7 sous la forme canonique d'une équation de Mathieu vectorielle :

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{d\tau^2} + [\hat{A} + 2\hat{Q} \cos(2\tau)] \mathbf{r} = 0 \quad (2.14)$$

où les matrices carrées 3×3 \hat{A} et \hat{Q} sont définies comme :

$$A_{ij} = \frac{4e}{m\Omega_{\text{RF}}^2} \left(\frac{\partial^2 \phi_{\text{DC}}}{\partial x_i \partial x_j} \right) \quad Q_{ij} = \frac{2e}{m\Omega_{\text{RF}}^2} \left(\frac{\partial^2 \phi_{\text{RF}}}{\partial x_i \partial x_j} \right) \quad (2.15)$$

Ces matrices représentent les paramètres de stabilité associés au potentiel statique et au potentiel radiofréquence respectivement et sont une généralisation des paramètres a et q introduits pour le piège de Paul linéaire quadrupolaire. Dans le cas où \hat{A} et \hat{Q} sont diagonales dans une base commune (définissant les directions propres du piège), l'équation 2.14 peut être séparée en 3 équations indépendantes. Dans le cas non séparable, il est toujours possible d'analyser ces équations du mouvement et, par exemple, de trouver des conditions sur la stabilité des orbites en termes de valeurs propres de \hat{A} et \hat{Q} [104]. Il est intéressant de remarquer que les lois d'échelle définissant les variations de a et q en fonction des dimensions caractéristiques, de la fréquence Ω_{RF} , etc., restent valables pour les valeurs propres des matrices \hat{A} et \hat{Q} .

2.1.2 Formalisme du pseudo-potentiel, micro-mouvement

Dans le cas où nous explorons effectivement l'espace de paramètres défini par $0 < q \ll 1$ et $|a| \ll 1$, on peut traiter le mouvement de la particule de façon simplifiée. On peut décomposer le mouvement de l'ion sous la forme d'un mouvement lent appelé *mouvement séculaire*, auquel se superpose un mouvement rapide forcé par le potentiel radiofréquence de piégeage, oscillant à la pulsation Ω_{RF} , appelé *micro-mouvement*. Ce concept a été initialement proposé par Dehmelt [101] pour le piège de Paul 3D. Nous écrivons le vecteur position $\mathbf{r} = (x, y, z)$ suivant deux composantes : $\mathbf{R} = (X, Y, Z)$ pour le mouvement lent et $\mathbf{r}_\mu = (x_\mu, y_\mu, z_\mu)$

pour le micro-mouvement :

$$\mathbf{r} \simeq \mathbf{R} + \mathbf{r}_\mu \cos(\Omega_{\text{RF}} t). \quad (2.16)$$

Tant que l'amplitude du micro-mouvement reste faible par rapport à l'amplitude du mouvement séculaire et que le mouvement séculaire est suffisamment lent pour que l'amplitude du champ RF varie très peu pendant une période de la RF, on peut considérer que l'ion évolue dans un *pseudo-potentiel* effectif indépendant du temps de la forme [101, 99] :

$$\psi(\mathbf{R}) = \frac{1}{4} \frac{e}{m\Omega_{\text{RF}}^2} |\nabla\phi(\mathbf{R})|^2, \quad (2.17)$$

et l'équation du mouvement séculaire est alors :

$$\ddot{\mathbf{R}} \simeq -\frac{1}{4} \left(\frac{e}{m\Omega_{\text{RF}}} \right)^2 \nabla |\nabla\phi(\mathbf{R})|^2. \quad (2.18)$$

Cette expression confirme que la force de rappel du pseudo-potentiel est toujours dirigée vers un point col du potentiel ϕ_{RF} . Par sa nature, le micro-mouvement est aligné sur les directions propres du potentiel RF (définies par la base dans laquelle la matrice \widehat{Q} est diagonale).

2.1.3 Géométrie planaire

L'analyse présentée jusqu'à présent est valable pour tous les types de géométries de pièges radiofréquence. Dans cette thèse, nous nous intéressons aux pièges de Paul linéaires surfaciques (ou planaires), dont un schéma est présenté figure 2.2. Cette géométrie est appelée *géométrie à cinq fils* (five wire geometry [95]). Ils sont constitués d'un substrat isolant sur lequel des électrodes métalliques sont déposées. En première approximation, nos pièges respectent la symétrie gauche/droite par rapport à une direction que nous appelons direction *axiale* z . Appliquer des tensions judicieusement choisies (en termes d'amplitude et de fréquence) aux électrodes RF permet d'obtenir un potentiel confinant au dessus du plan des électrodes, à une distance caractéristique de l'ordre de la section transverse des électrodes [95]. Des exemples de potentiels générés au dessus d'un piège de Paul linéaire surfacique sont donnés figure 2.3.

Dans tout le manuscrit, j'appellerai *potentiel statique* le potentiel généré par toutes les électrodes portées à une tension statique, et *potentiel total* la somme du pseudo-potentiel et du potentiel statique. Nous utiliserons un

repère noté $\mathcal{R} = (x, y, z)$, où z est la *direction longitudinale* (ou axiale) du piège planaire, y est la direction perpendiculaire à la surface du substrat. Les directions affectées par le piégeage RF x et y sont aussi appelées *directions radiales* [95].

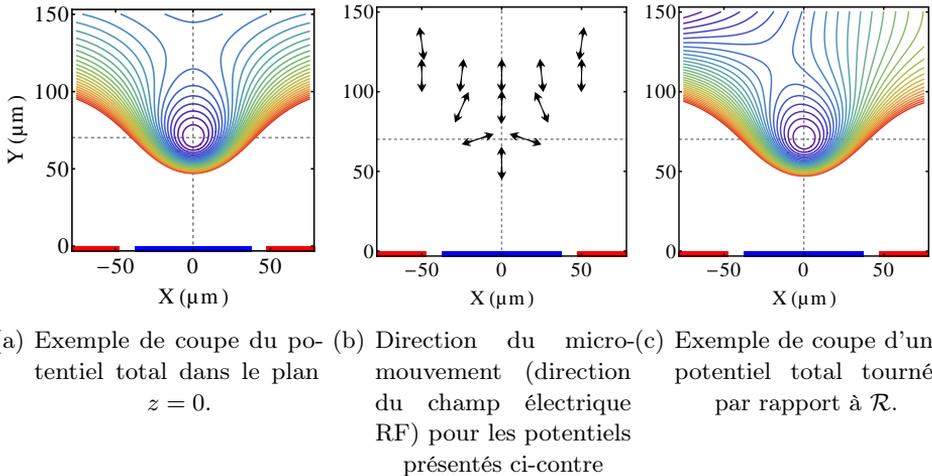


FIGURE 2.3 – Exemple de coupe dans le plan $z = 0$ du potentiel total de piégeage d'un piège de Paul linéaire surfacique. Les contours sont séparés de 10 meV. Comme sur la figure 2.2 nous représentons en rouge : les électrodes RF, en bleu : une électrode statique. Les lignes en pointillés pointent le centre du piège. Les méthodes de calcul utilisées pour tracer ces courbes seront présentées chapitre 4 page 87.

2.1.4 Axes propres du piège et fréquences de vibration

Le pseudo-potential obtenu par une géométrie à cinq fils symétriques est caractérisée par des axes propres alignés selon les axes x et y . Comme discuté dans la référence [95] cette situation est loin d'être idéale. D'une part, le faisceau laser de refroidissement doit se propager parallèlement au piège (pour éviter la diffusion de photons par les électrodes métalliques et car le laser de refroidissement peut conduire à une accumulation de charges parasites près de la zone de piégeage, perturbant le potentiel de confinement de l'ion [105, 106, 10]) et d'autre part, une projection non nulle de ce faisceau sur les trois axes propres du potentiel total est nécessaire pour obtenir un refroidissement efficace [107, 108]. Pour contourner ce problème, il est

intéressant d'obtenir un potentiel total dont les axes propres définissent un repère $\mathcal{R}' = (x', y', z)$, non aligné avec le repère $\mathcal{R} = (x, y, z)$. Ceci peut être obtenu de deux manières : en brisant la symétrie gauche/droite selon long de l'axe z dans la géométrie des électrodes [95, 65], ou en ajustant le potentiel ϕ_{DC} avec des tensions ne respectant pas cette même symétrie [109]. Un exemple de potentiel obtenu avec ces méthodes est présenté figure 2.3 (c).

On caractérise le mouvement des ions dans le piège par les pulsations associées à l'oscillation suivant chacun des axes propres du piège (donc par une approximation harmonique : hypothèse de mouvements de faible amplitude) : $\omega_{x'}, \omega_{y'}, \omega_z$. Pour les géométries de piégeage et les jeux de tensions utilisés dans ce manuscrit, $\omega_z < \omega_{x'}, \omega_{y'}$.

2.1.5 Excès de micro-mouvement

Le formalisme du pseudo-potentiel est un outil puissant pour l'analyse des caractéristiques d'un piège (fréquences caractéristiques du mouvement des ions, orientation des axes propres du piège, par exemple). Comme présenté précédemment, pour un piège idéal les points cols des potentiels statiques ϕ_{DC} et RF ϕ_{RF} coïncident.

Dans la pratique, cette condition sur la superposition n'est pas toujours remplie : plusieurs phénomènes peuvent engendrer des champs électriques supplémentaires. Nous pouvons citer comme exemples : l'accumulation de charges électrostatiques non contrôlées sur les surfaces du piège, du support ou de l'enceinte ultra-vide ; la réalisation imparfaite de la géométrie des électrodes ; les couplages non désirés du potentiel RF sur les électrodes DC. De plus, les approximations utilisées pour le calcul du potentiel peuvent induire une différence entre le champ vu par l'ion et le champ calculé. Ces champs électriques supplémentaires induisent un déplacement entre les deux points cols, ce qui engendre un excès de micro-mouvement, car l'ion ne se trouve plus piégé en correspondance d'un nœud du champ RF. Le cas du mouvement d'un ion dans un piège de Paul linéaire quadrupolaire *imparfait* est traité de manière exhaustive dans la référence [110].

Le caractère forcé de ce mouvement le rend impossible à refroidir par des techniques de type refroidissement laser [110], il convient donc de le *compenser*. La technique consiste à ajouter de manière contrôlée un potentiel statique, à l'aide d'électrodes appelées *électrodes de compensation* (voir sur la figure 2.2), pour ramener l'ion en un point nodal du champ RF où le micro-mouvement est minimal. La méthode expérimentale que nous avons

utilisée pour minimiser l'excès de micro-mouvement est décrite section 3.7 page 80.

2.2 Le refroidissement laser

Les techniques de refroidissement d'atomes par laser développées au cours des trente dernières années s'appliquent aussi bien aux atomes neutres qu'aux ions [18, 19, 96, 111]. Je présente dans cette partie la technique du refroidissement dite *Doppler* qui est celle utilisée dans les expériences décrites dans les chapitres suivants. Je présente ensuite une étude de la dynamique de refroidissement et je montrerai comment en extraire une mesure expérimentale de l'énergie d'un ion au début du processus de refroidissement (technique du *Doppler recooling*).

Les principes de ces deux techniques sont présentés pour un système atomique à deux niveaux. Comme annoncé dans le chapitre 1, l'ion utilisé lors de tous les travaux de cette thèse est le strontium $^{88}\text{Sr}^+$. Pour cet atome, l'approximation de système à deux niveaux n'est pas suffisante : les implications de cette complication seront présentés dans la dernière section du chapitre.

2.2.1 Le refroidissement Doppler

Le refroidissement Doppler est basé sur les échanges d'impulsion entre un laser et un atome. En particulier, il exploite une force dissipative (pression de radiation), associée aux processus d'absorption - émission spontanée [112].

Considérons un atome de masse m dans lequel on isole deux niveaux d'énergie que l'on notera $|g\rangle$ pour le fondamental et $|e\rangle$ pour le niveau excité (de largeur naturelle Γ) comme sur la figure 2.4, dont la pulsation associée à la transition est donnée par ω_0 , que l'on prendra ici dans le domaine optique. La population dans l'état excité d'un atome immobile soumis à un rayonnement laser de pulsation ω_L est donnée par les solutions stationnaires des équations de Bloch optique [113] :

$$\rho_{ee} = \frac{1}{2} \frac{\Omega^2/2}{\Omega^2/2 + \Delta_b^2 + \Gamma^2/4} \quad (2.19)$$

où Ω est la pulsation de Rabi (contenant les informations sur l'intensité I du champ et le couplage atome-champ) et $\Delta_b = \omega_L - \omega_0$ est le désaccord

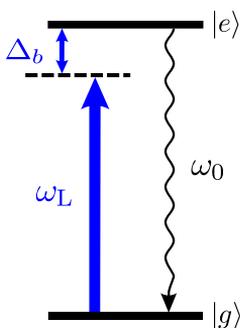


FIGURE 2.4 – Système à deux niveaux. En bleu : la fréquence du laser transition de refroidissement est désaccordée de Δ_b par rapport à la fréquence de la transition atomique $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$; en noir : le chemin de désexcitation spontané.

du laser de refroidissement par rapport à la transition atomique. Si on introduit le paramètre de saturation sans dimension $s = \frac{\Omega^2/2}{\Delta_b^2 + \Gamma^2/4}$, nous pouvons écrire l'équation 2.19 sous la forme :

$$\rho_{ee} = \frac{1}{2} \frac{s}{s + 1} \quad (2.20)$$

Nous noterons $s_0 = 2\Omega^2/\Gamma^2$, le paramètre de saturation à résonance. Le taux de photons spontanés émis par unité de temps est donné par :

$$\frac{dN}{dt} = \Gamma \rho_{ee} \quad (2.21)$$

Chaque absorption d'un photon transmet une impulsion $\hbar k_L$ à l'atome, où k_L est le vecteur d'onde du laser. L'émission spontanée étant supposée être un processus isotrope (donc donnant en moyenne un recul nul), l'atome subit en moyenne une force dirigée selon le vecteur d'onde du laser :

$$\mathbf{F} = \hbar \mathbf{k}_L \Gamma \rho_{ee} = \frac{1}{2} \hbar \mathbf{k}_L \Gamma \frac{s}{s + 1} \quad (2.22)$$

Les transition mises en jeu peuvent émettre jusqu'à environ 10^7 photons par seconde rendant cette force extrêmement importante¹.

Si maintenant l'atome a une vitesse \mathbf{v} , le désaccord Δ_b est modifié par effet Doppler. On peut donc ajouter au désaccord de l'équation 2.19, le

1. À titre d'exemple, pour un ion Sr^+ , $m = 88$ uma, en utilisant la transition $5s_{1/2} \rightarrow 5p_{1/2}$, pour $s_0 = 1$ et un désaccord $\Delta_b = -\Gamma/2$, on obtient $F = 5.6 \times 10^{-21}$ N, soit environ 4000 fois la force de pesanteur.

décalage Doppler $\Delta_D = \mathbf{k}_L \cdot \mathbf{v} : \Delta_b \rightarrow \Delta = \Delta_b - \Delta_D$. Nous considérerons dans la suite que le changement de vitesse de l'atome induit par un recul correspond à un changement de désaccord très faible par rapport à la largeur naturelle (*condition de raie large*). Cela permet de considérer le désaccord en fréquence comme une fonction continue. En introduisant la vitesse de recul $v_r = \hbar k_0/m$, cette condition s'écrit $k_0 v_r = \hbar k_0^2/m \ll \Gamma$, ce qui est généralement satisfait pour les transitions dipolaires dans le visible². La force subie par l'atome s'écrit donc :

$$\mathbf{F} = \frac{1}{2} \hbar \mathbf{k}_L \Gamma \frac{\Omega^2/2}{\Omega^2/2 + (\Delta_b - \mathbf{k}_L \cdot \mathbf{v})^2 + \Gamma^2/4} \quad (2.23)$$

Cette force en fonction de la vitesse de l'atome est représentée figure 2.5 pour un faisceau laser désaccordé de $\Delta_b = -\Gamma/2$ et pour un paramètre $s_0 = 1$. On constate que pour des vitesses atomiques faibles (où le déplacement

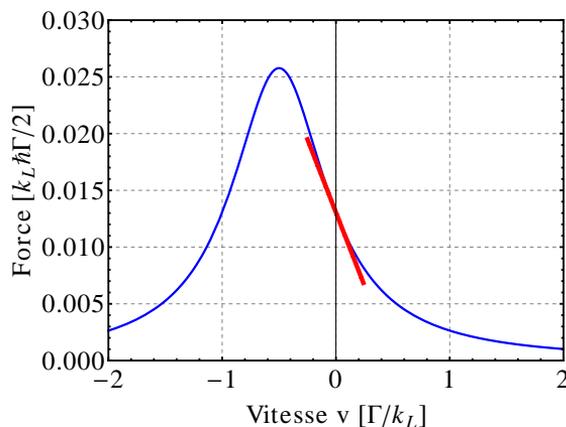


FIGURE 2.5 – Valeur de la force subie par un atome soumis à un faisceau laser désaccordé de $\Delta_b = -\Gamma/2$ et pour un paramètre $s_0 = 1$, en fonction de la vitesse atomique. Le trait rouge représente l'approximation linéaire de la force à faible vitesse comme présenté par l'expression 2.24.

Doppler est faible devant la largeur de raie), la force de piégeage peut être écrite comme $F \simeq F_0 - \alpha v$ (avec $\alpha > 0$). Un développement limité de la force 2.23 en $v = 0$ donne :

$$\mathbf{F} = \frac{\hbar \mathbf{k}_L \Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \left(1 + \frac{2\Delta_b \mathbf{k}_L \cdot \mathbf{v}}{(\Delta_b^2 + \Gamma^2/4)(1+s)} \right) \quad (2.24)$$

2. Toujours pour Sr^+ sur la transition $5s_{1/2} \rightarrow 5p_{1/2}$, $\hbar k_0^2/(m\Gamma) = 0.001$.

Dans le cas du piégeage d'ions, la partie constante $F_0 = \frac{\hbar k_L \Gamma}{2} \frac{s}{1+s}$ est compensée par la présence de la force de rappel créée par le potentiel de piégeage³. Le refroidissement est donc réalisé par le terme de friction qui fait diminuer l'énergie cinétique du système sans affecter les atomes à vitesse nulle.

Des détails sur le refroidissement Doppler peuvent être trouvés dans les références théoriques [114, 108, 96, 115]. Je rappelle juste que la distribution finale de vitesse de l'ion est de type Maxwell-Boltzmann. La température finale est déterminée par un compromis entre le refroidissement laser et le chauffage causé par les reculs aléatoires induits par le processus d'émission spontanée. La température minimale atteignable est $T_D = \hbar\Gamma/2$, pour $s \ll 1$ (régime des faibles intensités) et pour $\Delta_b = -\Gamma/2$. Lorsqu'on applique ces résultats aux ions, pour que le traitement présenté reste valable, il faut que la dynamique des ions soit lente devant le taux de diffusion de photons. Cela se traduit par $\Gamma \gg \omega_i$ pour $i = (x', y', z)$ (*weak binding regime* ou condition de piège lâche).

Contrairement au cas des atomes neutres, dans le cas des ions piégés, il est possible de refroidir un ion unique, selon les 3 directions de l'espace, avec un seul faisceau laser. Le vecteur d'onde de ce faisceau doit cependant avoir une composante suivant chacun des axes propres du piège et il ne doit pas être possible de choisir un axe propre perpendiculaire au vecteur d'onde du laser, ce qui implique de ne pas avoir de fréquences du mouvement dégénérées [107, 108]. Des simulations numériques montrent qu'une anisotropie de 5% suffit pour atteindre la même température suivant les trois axes propres [116].

Cristaux de Coulomb

Proche de la température Doppler T_D , la position de plusieurs particules chargées confinées dans un piège est imposée par l'équilibre entre force de piégeage et répulsion électrostatique. La théorie des plasmas non neutres [117] prévoit une transition de phase à une température finie entre un état désordonné et un état ordonné appelé cristal de Coulomb (*ion Coulomb crystal*). Cette température est souvent plus élevée que la tempé-

3. En considérant suivant par exemple la direction x , un potentiel de piégeage harmonique pour un ion Sr^+ (donc une force de rappel $F_r = -m\omega_x^2 x$), refroidit sur la transition $5s_{1/2} \rightarrow 5p_{1/2}$, l'effet de la force F_0 est de créer un déplacement $\frac{F_0}{m\omega_x^2}$ de 1 nm par rapport au centre du piège, pour $\omega_x = 2\pi \times 1$ MHz et à $\Delta_b = -\Gamma/2$.

rature Doppler , ce qui a permis d’observer ces cristaux pour la première fois en 1988 [118]. Rappelons que les cristaux de Coulomb à une dimension (chaîne d’ions, *ion string*) sont la ressource fondamentale pour effectuer les opérations de logique quantique avec des ions selon la méthode proposée par Cirac et Zoller [21].

Nous appellerons dans la suite *cristal de Coulomb* tout arrangement ordonné d’ions qu’il soit à une dimension (chaîne telle que sur la figure 5.7 page 115) ou à deux dimensions ou plus (figure 5.13 page 123).

2.2.2 Dynamique temporelle du refroidissement - Mesure du taux de chauffage

En 2007, Wesenberg et collaborateurs ont mis au point une approche nouvelle permettant une mesure de température d’un ion unique dans un piège et basé sur la mesure de la fluorescence résolue en temps pendant une phase de refroidissement Doppler [119]. Cette technique (*Doppler re-cooling*) fonctionne de la manière suivante : on part d’un ion initialement froid, on arrête le refroidissement pendant un temps connu, puis on étudie le retour à l’équilibre lors du rallumage du faisceau de refroidissement. La dynamique de fluorescence moyennée sur plusieurs réalisations nous permet de mesurer le gain en énergie moyen qu’à connu l’ion et donc de remonter au chauffage subi par l’ion pendant la phase de libre évolution sans refroidissement.

Le taux de chauffage peut aussi être déterminé par détection de bandes latérales lors de la spectroscopie de la transition atomique [8, 55]. Cependant cela nécessite d’utiliser une transition de refroidissement dont le niveau excité a une largeur Γ plus faible que les fréquences du mouvement de l’ion $\omega_{x'}$, $\omega_{y'}$ et ω_z . Cette technique est très précise mais nécessite un système expérimental plus complexe. Elle n’a donc pas été utilisée lors de cette thèse.

Principe de la mesure

Nous reprenons ici les grandes lignes de la technique du *Doppler re-cooling* présentée dans la référence [119].

Un ion initialement froid, subit une phase de libre évolution, sans refroidissement pendant un temps choisi. Nous supposons qu’à cause d’un phénomène de chauffage, il gagne une certaine quantité d’énergie E , et que ce gain d’énergie affecte principalement le mouvement selon un seul

axe propre (celui ayant la fréquence de vibration la plus faible, que nous appellerons z) [119]. Hormis cette énergie E , les paramètres affectant la dynamique de fluorescence sont :

- le paramètre de saturation s ;
- la largeur du niveau excité de la transition de refroidissement Γ ;
- le désaccord du laser de refroidissement Δ_b ;
- la projection k_z du vecteur d'onde du laser de refroidissement.

Par mesure de simplification, on effectue les normalisations suivantes :

- l'énergie initiale de l'ion E est normalisée par $E_0 = \frac{\hbar\Gamma}{2}\sqrt{1+s}$ qui est l'énergie associée à la largeur de raie élargie ($\varepsilon = \frac{E}{E_0}$) ;
- le désaccord Δ_b est normalisé par $\frac{E_0}{\hbar}$ ($\delta_b = \frac{\hbar}{E_0}\Delta_b$) ;
- le temps t est normalisé par $t_0 = \left(\Gamma \frac{s/2}{1+s}\right)^{-1}$ qui est le taux d'émission de photons à résonance ($\tau = t/t_0$).

À la fin de la période de libre évolution, on allume le laser de refroidissement. L'ion est en mouvement : sa vitesse suivant l'axe propre considéré z peut être exprimé comme $v_z(t) = v_z \sin(\omega_z t + \phi_z)$ où la vitesse maximale est liée à l'énergie E de l'ion supposée portée par le mode ω_z : $v_z = \sqrt{2E/m}$. Le décalage Doppler instantané suit une distribution de probabilité $P_D(\delta_M, \delta_D)$ où δ_M est le décalage maximal (normalisé) que peut atteindre l'ion avec l'énergie E , et δ_D est le décalage Doppler instantané (normalisé) [119] :

$$P_D(\delta_M, \delta_D) = \int_0^{2\pi} \delta_{\text{Dirac}}(\delta_D - \delta_M \sin(\phi)) \frac{d\phi}{2\pi} \quad (2.25)$$

Chaque photon absorbé par l'ion induisant un changement d'impulsion, la vitesse de l'ion varie, la largeur de distribution du décalage Doppler est modifiée, changeant les paramètres instantanés de refroidissement.

On peut écrire un système de deux équations différentielles couplées, une sur l'énergie de l'ion et l'autre sur le taux de fluorescence [119] :

$$\frac{dN}{dt} = \int_{-\infty}^{+\infty} P_D(\delta_M, \delta_D) \frac{1}{1 + (\delta + \delta_D)^2} d\delta_D \quad (2.26)$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \int_{-\infty}^{+\infty} -\delta_D P_D(\delta_M, \delta_D) \frac{1}{1 + (\delta + \delta_D)^2} d\delta_D \quad (2.27)$$

Ces équations peuvent se comprendre en remarquant que $-\delta_D = \frac{\hbar}{E_0} k_z v_z$ est le changement moyen d'énergie par cycle d'absorption émission, et que $1/(1 + (\delta_b + \delta_D)^2)$ le taux de diffusion de photons instantané. Des solutions à ces équations sont présentées figure 2.6 pour des cas typiques.

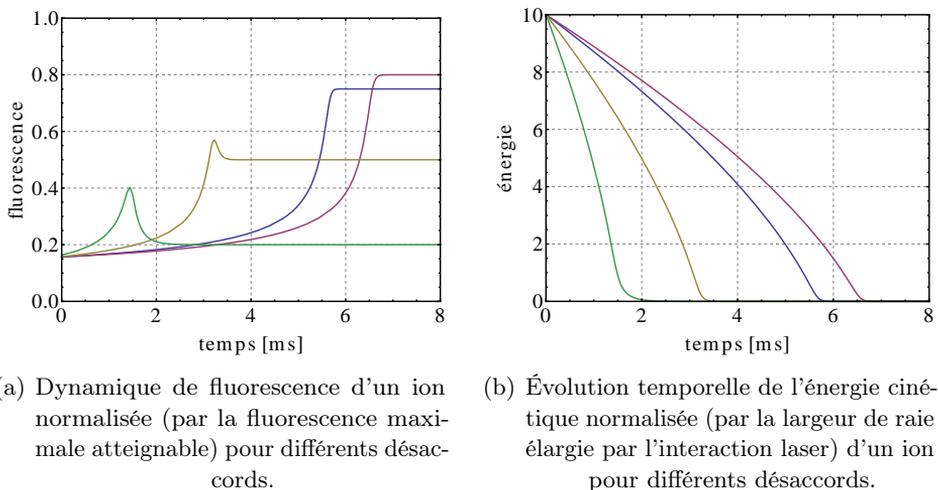


FIGURE 2.6 – Dynamique de refroidissement d’un ion pour différents désaccords (normalisés par la largeur de la transition élargie par l’interaction laser). De vert à violet : $\delta_b = -2, -1, -1/\sqrt{3}, -1/2$. L’énergie initiale est de $10 E_0$, $s_0 = 1$, $k_z = \frac{2\pi}{421.7 \times 10^{-9}}$ et $\Gamma = 2\pi \times 20.2$ MHz.

On peut évaluer le nombre typique de photons nécessaires au refroidissement d’un ion à quelques milliers. Ce chiffre est bien trop faible pour être détecté expérimentalement avec les efficacités de collection de photons en jeu de l’ordre de 0.07% (voir section 3.6.2, page 78). Il faut donc moyenniser des expériences en notant toutefois que l’énergie initiale de l’ion dépend de chaque réalisation. Nous supposons que cette énergie suit une loi de probabilité P de type Maxwell-Boltzmann d’énergie moyenne $\bar{\varepsilon}$:

$$P(\varepsilon) = \frac{1}{\bar{\varepsilon}} e^{-\varepsilon/\bar{\varepsilon}}. \quad (2.28)$$

Pour une expérience donnée, connaissant Δ_b , s , k_z et Γ , le seul paramètre libre du système est l’énergie initiale moyenne de l’ion $\bar{\varepsilon}$. L’énergie $\bar{\varepsilon}$ caractérise l’énergie gagnée par l’ion pendant la phase de libre évolution de l’ion, dans un piège donné : c’est par la mesure de ce paramètre que nous pourrions mesurer le taux de chauffage associé à un piège. Un exemple de courbe théorique attendue est présenté figure 2.7.

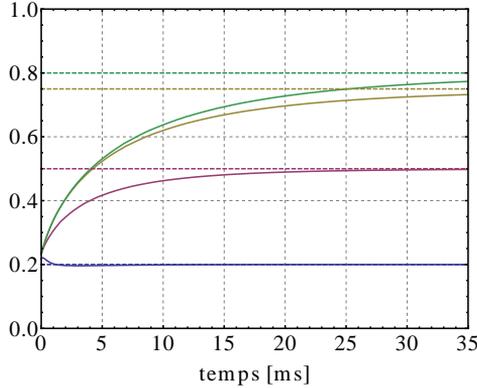


FIGURE 2.7 – Dynamique de fluorescence d’un ion moyennée sur plusieurs réalisations en supposant l’énergie initiale distribuée selon la loi 2.28, avec $\bar{\varepsilon} = 10$. Les différentes courbes sont obtenues avec les mêmes désaccords que sur la figure 2.6 : de vert à violet : $\delta_b = -2, -1, -1/\sqrt{3}, -1/2$.

2.3 Le système atomique

Les atomes utilisés dans les expériences d’ions froids sont majoritairement des alcalinoterreux : une fois ionisés, ils ont une structure de niveaux simple, de type atome alcalin (un seul électron dans la couche externe) dans laquelle il est aisé d’effectuer le refroidissement laser. Pour les ions alcalino-terreux lourds (Ca^+ , Sr^+ , Ba^+ , Rd^+) il existe cependant une différence par rapport aux atomes alcalins : les deux premiers états excités ne sont pas des états P mais des états D, couplés à l’état fondamental uniquement par une transition quadrupolaire électrique (état métastable). L’atome utilisé lors de cette thèse est l’ion strontium Sr^+ , en particulier son isotope pair $^{88}\text{Sr}^+$, ne possédant pas de structure hyperfine. Le nombre minimal d’états mis en jeu pour une expérience de refroidissement Doppler (qui nécessite une transition permise) sera donc de trois, comme schématisé sur la figure 2.8.

La transition utilisée pour le refroidissement est la $|S_{1/2}\rangle \rightarrow |P_{1/2}\rangle$. La présence du niveau métastable $|D_{3/2}\rangle$ impose l’utilisation d’un laser *re-pompeur* sur la transition $|D_{3/2}\rangle \rightarrow |P_{1/2}\rangle$ pour éviter l’accumulation de population dans l’état $|D_{3/2}\rangle$ (pompage optique). Il y a alors une distribution de la population atomique sur les trois niveaux. On peut alors avoir des effets de piégeage cohérent de population compliquant la description théorique du refroidissement, et limitant la fluorescence émise, et donc

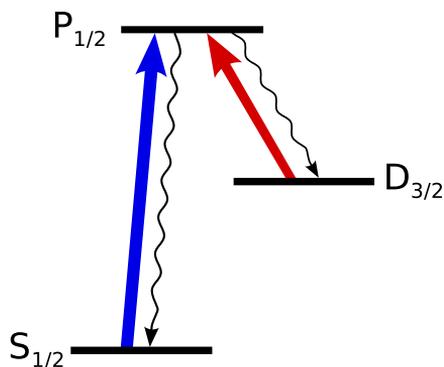


FIGURE 2.8 – Schéma des niveaux utilisés pour le refroidissement d'un ion $^{88}\text{Sr}^+$ lors de cette thèse. En bleu : la transition de refroidissement ; en rouge : celle dite de re-pompage ; en noir : les chemins de désexcitation spontané. La transition $|S_{1/2}\rangle \rightarrow |D_{3/2}\rangle$ est interdite.

l'efficacité du processus [120]. Cependant, on peut réduire ces effets en utilisant une puissance et une fréquence du laser re-pompeur bien choisies pour se retrouver dans une situation proche de celle d'un atome à deux niveaux interagissant avec un seul laser de refroidissement [120].

Doppler re-cooling : cas des ions avec niveau métastable

La méthode pour mesurer le taux de chauffage proposée dans la référence [119] et présentée dans la section précédente est à priori valable pour un système à deux niveaux tel que celui étudié dans la référence [57] (l'ion $^{24}\text{Mg}^+$). Pour aborder le cas d'une structure de niveaux plus complexe, deux solutions ont été proposées dans la littérature. Nous proposons une troisième méthode sous forme d'un *système à deux niveaux effectif*.

Étalonnage par injection de bruit [54] :

Une première méthode pragmatique a été utilisée dans le cas du $^{40}\text{Ca}^+$ par les auteurs de la référence [54]. Il s'agit d'utiliser l'analyse des données supposant que le système est à deux niveaux, et de déterminer un facteur correctif sur l'énergie estimée ε , par un étalonnage obtenu en injectant du bruit blanc sur une électrode. Comme on est supposé connaître la densité spectrale de bruit injectée, on peut connaître le chauffage *forcé* par le bruit et donc l'énergie gagnée (à cause du bruit injecté) après un temps donné. Cette technique se heurte à deux difficultés majeures :

- la courbe d'étalonnage est définie avec une barre d'erreur importante (facteur 2 avancé par la publication) et doit être re-déterminée à chaque changement d'un paramètre de l'expérience ;
- il est difficile de connaître la valeur réelle du bruit radio-fréquence que l'on a injecté sur l'électrode à cause de l'impédance du système et de la présence de capacités de filtrage proches des électrodes.

Système à deux niveaux "effectif"

Nous proposons une nouvelle méthode pour analyser les mesures de taux de chauffage obtenues dans un système à trois niveaux par le modèle à deux niveaux [119]. La méthode est basée sur deux observations :

- toutes les informations sur le système atomique à deux niveau utilisées pour décrire théoriquement la dynamique du refroidissement Doppler sont contenues dans la courbe Lorentzienne donnant la population ρ_{ee} dans le niveau excité (équation 2.19) en fonction de la fréquence du laser de refroidissement (ayant comme paramètres Γ et s_0) ;
- on peut trouver des paramètres (fréquence du laser re-pompeur, intensités des lasers) pour lesquels un ajustement Lorentzien d'un spectre de fluorescence sur la transition $S \rightarrow P$ en fonction du désaccord Δ_b (spectre de refroidissement) est satisfaisant (on peut voir un exemple d'un tel spectre sur la figure 7.2 page 148). Néanmoins, la présence du niveau méta-stable modifie le taux de diffusion de photons par rapport à la situation à deux niveaux, par transfert d'une partie de la population atomique vers le niveau métastable.

Si l'on mesure le taux de collection des photons de manière absolue dans le système expérimental (l'étalonnage du taux de collection de notre système est présenté section 3.6.2, page 78), on peut connaître de façon absolue l'échelle verticale d'un spectre de refroidissement. Avec cette information supplémentaire on peut prendre en compte les modifications apportées par notre système à trois niveaux. Nous introduisons les paramètres effectifs Γ_{eff} et $s_{0\text{eff}}$ obtenus par ajustement du spectre expérimental par la forme de raie d'un système à deux niveaux 2.19. Ces paramètres caractérisent entièrement le taux d'émission de photons en fonction du désaccord Δ_b , seul ingrédient de la description théorique du refroidissement Doppler et donc de la méthode *Doppler re-cooling*. L'énergie $\bar{\epsilon}$ estimée ne sera donc pas affectée par des facteurs correctifs qui sont déjà pris en compte par les

paramètres effectifs. La section 7.2.4 page 151 décrit une application de cette méthode.

Lors de l'expérience, il faut toutefois veiller à ce que le décalage Doppler Δ_D obtenu après une période de chauffage de l'ion ne permette pas d'explorer la zone où le piégeage cohérent de population peut avoir lieu. Dans cette zone, la dynamique de refroidissement ne pourra plus être décrite en nous basant sur une loi lorentzienne *effective*. Cependant, les désaccords choisis pour minimiser ce piégeage cohérent sont généralement suffisants⁴.

La validation de cette technique par des expériences et par des calculs sur le système à trois niveaux est encore en cours et sera présentée en détail dans une future publication.

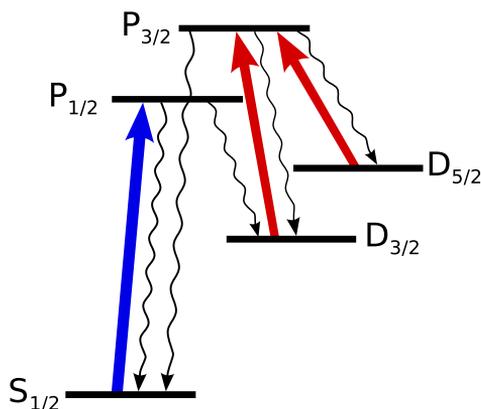


FIGURE 2.9 – Schéma des niveaux d'un ion alcalinoterreux (type Ca, Sr, Ba) utilisés pour obtenir un pseudo-système à deux niveaux. En bleu : la transition de refroidissement ; en rouge : celles de repompage ; en noir : les chemins de désexcitation spontanés.

Pseudo-système à deux niveaux [10] : Une deuxième méthode présentée dans la littérature est la suivante. Il est possible de se placer dans un pseudo-système à deux niveaux en utilisant paradoxalement plus de niveaux d'énergie de l'atome piégé : voir figure 2.9. L'idée est de re-pomper le système de manière à éviter le piégeage cohérent de population induit par deux lasers couplés à un même niveau [10]. En toute rigueur les deux lasers

4. À titre d'exemple, le décalage Doppler maximum obtenu pour un ion $^{88}\text{Sr}^+$ refroidi sur la transition $5s_{1/2} \rightarrow 5p_{1/2}$, ayant gagné un nombre typique $\bar{n} = 10^5$ quantas de vibrations sur un mode $\omega_z = 2\pi \times 100$ kHz, est de $\Delta_D = 2\pi \times 23$ MHz qui peut être très inférieur au décalage du laser repompeur.

adressant $|D_{3/2}\rangle \rightarrow |P_{3/2}\rangle$ et $|D_{5/2}\rangle \rightarrow |P_{3/2}\rangle$ peuvent créer du piégeage cohérent, mais un choix judicieux de leur désaccord peut rendre négligeable la population dans l'état non couplé.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté les outils nécessaires pour comprendre les mécanismes physiques à la base des expériences abordées dans ce manuscrit. Dans la première partie j'ai présenté les techniques de piégeage d'ions ; le concept de pseudo-potentiel ainsi que grandeurs caractérisant un piège : fréquences de piégeage, axes propres, excès de micro-mouvement. Dans la seconde partie j'ai rapidement rappelé quelques notions sur le refroidissement Doppler, avant de présenter la technique du *Doppler re-cooling* [119] qui a été utilisée pour caractériser le taux de chauffage dans nos pièges.

Le prochain chapitre se concentrera sur la description des moyens techniques utilisés lors de cette thèse.

CHAPITRE 3

Le système expérimental

Après avoir détaillé les principes théoriques du piégeage et du refroidissement d'ions dans le chapitre précédent, je présente ici les outils expérimentaux utilisés. Je mettrai l'accent sur ceux développés lors de cette thèse. Pour plus d'information sur certains éléments du montage développés précédemment, on peut se référer au manuscrit de Romain Dubessy [12].

3.1 L'enceinte ultra vide

Le piège à ion est contenu dans une enceinte ultra-vide¹. Une jauge² nous donne la mesure de la pression nominale : elle est de 5×10^{-11} mbar environ, four à strontium éteint (voir section 3.2) et de 8×10^{-11} mbar avec un four allumé. L'enceinte est équipée de hublots permettant l'accès optique (un traitement anti-reflet à 422 nm est appliqué sur les deux faces des hublots en silice utilisés pour le passage des lasers), et de deux fours à strontium (décrits section 3.2). Les tensions électriques nécessaires au piégeage sont menées via un passage SUB-D9 et deux connecteurs BNC placés sur une bride CF40. Le système de pompage comporte une pompe

1. construite par la société Kurt J. Lesker, voir la thèse de Romain Dubessy pour plus de détails [12]

2. jauge à cathode froide de marque Pfeiffer Vacuum, modèle IKR 270.

primaire³ (débit $\sim 1 \text{ m}^3/\text{h}$), une pompe turbo-moléculaire⁴ (permettant d'atteindre $\sim 10^{-8}$ mbar) et une pompe ionique⁵ (débit $\sim 10 \text{ l/s}$) assistée par un sublimateur de titane. Les pompes primaire et turbo ne sont utilisées que lors des procédures d'étuvage. En dehors de ces opérations, seule la pompe ionique est utilisée.

3.1.1 Procédure d'étuvage

L'étuvage permet de retirer les traces d'eau qui ont été introduites dans l'enceinte lors d'une ouverture. Une procédure typique comporte une montée en température lente ($< 2 \text{ }^\circ\text{C}/\text{min}$) pour éviter de trop fortes contraintes mécaniques sur les hublots, jusqu'à environ $120 \text{ }^\circ\text{C}$, pendant au moins 24 h. Le vide limite est alors de 8×10^{-8} mbar. La descente en température se fait dans les mêmes conditions de vitesse que la montée. Lors de la descente, les fours à strontium sont progressivement allumés jusqu'au courant de consigne utilisé lors des expériences pour désorber les molécules qui s'y sont adsorbées (le strontium est très réactif). Le sublimateur est allumé (en prenant bien garde que la puissance de chauffage à haute température doit être plus faible que celle à température ambiante) toutes les 4 h environ pour la même raison. Une fois le retour à température ambiante effectué, après une semaine d'utilisation de l'expérience, on atteint le vide limite de 5×10^{-11} mbar four à strontium éteint.

3.1.2 Modification du système ultra vide

Les modifications les plus importantes du système ultra-vide lors de cette thèse ont porté sur l'amélioration du vide limite et sur les montages mécaniques de support des pièges.

Amélioration du système ultra-vide

La jauge n'a été introduite qu'au cours de ma thèse. Avant le vide ne pouvait être évalué qu'avec le courant de pompage de la pompe ionique, ou sur un ion en comptant la fréquence des collisions avec le gaz résiduel, ou en étudiant la durée de vie d'un ion dans le piège : le vide limite était alors évalué à une valeur légèrement en dessous de 1×10^{-9} mbar. Afin

3. modèle MVP 015-2, de marque Pfeiffer Vacuum.

4. modèle TMU 071 P, de marque Pfeiffer Vacuum.

5. de marque Riber.

d'améliorer le vide en détectant les fuites, deux techniques ont été utilisées. Une première méthode, efficace pour des fuites limitant le vide au dessus de 5×10^{-10} mbar : de l'alcool pur est déposé à la pissette sur les jointures de l'enceinte (brides, soudures). En cas de fuite, une petite quantité d'alcool peut entrer. Au contact de l'ultra-vide l'alcool se solidifie (à cause de la détente endothermique) et forme un bouchon, faisant baisser la pression. La seconde méthode utilise un détecteur de fuite : on se place sous le vide de la pompe turbo, la sortie de la pompe étant branché sur un détecteur à hélium. De l'hélium est ensuite envoyé sur toutes les jointures de l'enceinte. La signature d'une fuite est donc l'hélium détecté ayant pu entrer dans l'enceinte. Quelle que soit la méthode de détection, la fuite peut être réparée : soit en serrant mieux les joints en cuivre si cela est possible, soit en déposant une faible quantité de colle compatible ultra-vide⁶ colmatant la fuite. Ce cas de figure s'est présenté à plusieurs reprises sur les hublots et sur les passages de câbles. En évaluant la durée de vie des ions et les indications de la jauge après sa mise en place, le gain est évalué à environ un peu plus d'un ordre de grandeur sur la pression, pour descendre sous la barre des 1×10^{-10} mbar.

Support pour piège sur carte de circuit-imprimé

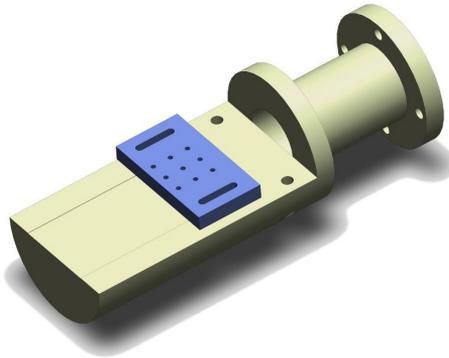


FIGURE 3.1 – Schéma du support pour le piège PCB. La carte sur laquelle le piège est fixée vient se loger entre le support en inox et la pièce en céramique macor (en bleu). Les trous taraudés de la pièce en macor débouchent sur les pastilles de la carte, des vis assurent le contact électrique vers le passage ultra-vide situé à l'extrémité droite de la pièce en inox.

6. époxy compatible ultra-vide, de marque Epoxy-Technology, référence 353 ND.

Un premier support en inox permettant de fixer un piège sur carte est fabriqué par l'atelier de mécanique à base d'un plan dessiné avec un logiciel de conception mécanique. Une carte en époxy FR4⁷ supportant le piège, est fixée entre le support d'inox et une pièce en Macor⁸ taraudée de 9 trous débouchant sur 9 pastilles de connexion électrique sur la carte : voir schéma figure 3.1. Chaque trou accueille une vis connectée électriquement aux passages ultra-vide⁹. Pour éviter un système hyperstatique, des ressorts en inox sont disposés entre les vis et la carte accueillant le piège. Une photographie du montage est disponible figure 5.2, page 111.

Ce système a été utilisé uniquement lors des premières démonstrations de piégeage sur un piège planaire. Les limitations de montée en température du FR4, ses performances ultra-vide [121], et la fragilité des connexions électriques nous ont poussé à changer de support pour les versions suivantes des pièges.

Support de piège en céramique

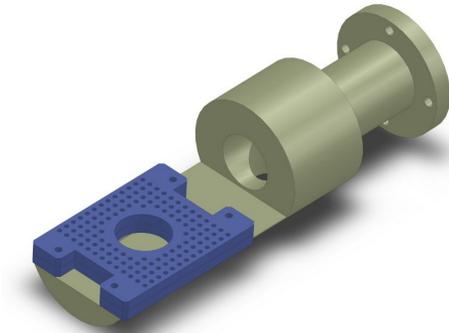


FIGURE 3.2 – Schéma du support pour la céramique à grille de pins accueillant le piège. Les pins du support en céramique se logent dans le réseau de trous usinés dans du polymère PEEK (en bleu). La pièce en inox soutient le tout. Les passages de tensions de l'extérieur vers l'ultra-vide se situent à l'extrémité droite du support en inox.

7. résine époxy renforcée de fibres de verre utilisé pour la fabrication des circuits imprimés

8. céramique isolante et usinable (bien que très fragile), compatible ultra-vide.

9. via des câbles de marque Caburn, modèle KAP1.

Dans cette version, le piège est collé¹⁰ sur un support en céramique¹¹ disposant d'un réseau de pins permettant d'assurer les connections électriques. J'ai dessiné un support en PEEK¹², polymère usinable, compatible avec l'ultra-vide et supportant des températures d'étuvage jusqu'à environ 200 °C [122]. Des câbles blindés, simples ou coaxiaux gainés de kapton¹³ d'une longueur de 30 cm amènent les tensions statiques et la RF depuis les passages BNC et SUB-D9 jusqu'au support du piège. Les câbles coaxiaux utilisés (la référence 311-KAPM-060-COAX) ont une capacité linéique de 500 pF/m soit quatre fois plus importante que les câbles coaxiaux standards, ce qui est problématique pour obtenir de hautes fréquences de piégeage : voir section 3.5.1. Ce deuxième support permet des opérations de changement de piège plus rapides donc moins polluantes que le précédent : on laisse moins le temps à l'air ambiant, contenant eau, hydrogène, molécules organiques, etc. de pénétrer dans l'enceinte. Un schéma est disponible figure 3.2 et une photo d'un piège sur son support en céramique figure 6.10 page 144.

3.2 Le strontium

Les espèces utilisées dans les expériences d'ions piégés sont principalement des alcalinoterreux. Les particularités principales du strontium sont :

- une état électronique auto-ionisant, ce qui augmente l'efficacité de photo-ionisation (voir section 3.3.1) [123] ;
- une transition électronique proche d'une transition du rubidium, ce qui facilite l'asservissement des lasers et donne une référence de fréquence absolue (voir section 3.3.2) [124, 125].

Il a aussi été choisi car les sources lasers commerciales étaient disponibles au moment de la création de l'équipe.

Les ions utilisés lors des expériences sont obtenus à partir d'une vapeur neutre de strontium. Une pépite de strontium¹⁴ est maintenue dans l'enceinte ultra-vide par un filament de tungstène en forme de panier (voir figure 3.3). Le passage d'un courant dans ce filament (typiquement entre

10. voir note 6

11. référence PGA12051001 chez Kyocera.

12. polyétheréthercétone.

13. câbles de marque Allectra, modèles 311-KAPM-060-PAIR1, 311-KAPM-060-PAIR1, 311-KAPM-060-COAX

14. fournisseur Sigma-Aldrich : , pureté 99.9%.

3.2. LE STRONTIUM

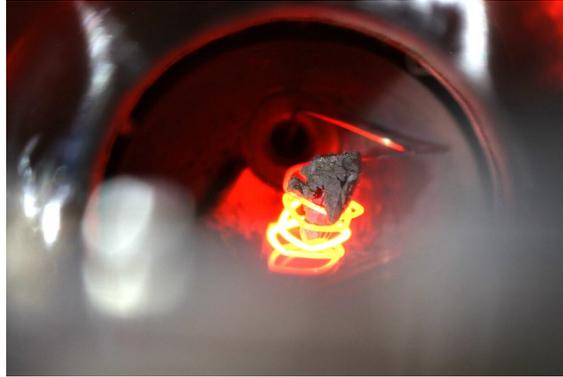


FIGURE 3.3 – Photographie d'un pépite de strontium dans son filament.

1.45 A et 1.6 A) génère un chauffage correspondant à une puissance de 0.8 W environ. Les parties de la pépite en contact avec le filament sont portées à une température estimée à 600 °C [12] (le point de fusion est de 777 °C). Une vapeur atomique est générée par sublimation du métal et arrive de façon balistique dans la zone de piégeage. À cet endroit, un laser photo-ionise les atomes (voir section 3.3.1) et crée ainsi les ions.

Le système est muni de deux fours dont l'un est équipé d'une vanne permettant de l'isoler lors des opérations de mise à pression ambiante.

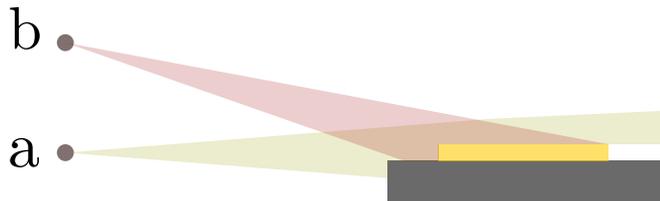


FIGURE 3.4 – Vue schématique du flux de strontium. Le piège en jaune est sur son support en gris, au milieu de l'enceinte ultra-vide. Si la pépite est en position *a*, le flux d'atomes rase la surface. Si la pépite est en position *b*, un dépôt métallique peut être réalisé. Ce dépôt change les caractéristiques de la surface, donc du chauffage de l'ion, et risque de créer des court-circuits. Il faut aussi veiller à ce que la pépite ne soit pas plus basse que la position *a*, au risque de ne plus pouvoir piéger d'ion par un effet d'ombre du piège. Ce positionnement doit être correctement effectué au moment de la mise en place du four, il n'est plus possible de le changer quand l'enceinte est fermée.

Un certain nombre de précautions sont nécessaires : le strontium est très réactif au contact de l'air et s'oxyde rapidement (en quelques dizaines de secondes). Toutes les opérations d'ouverture doivent être faites sous atmosphère inerte d'argon (dans une boîte à gants le cas échéant). Il est aussi nécessaire que le flux d'atomes rase la surface, comme illustré figure 3.4, pour éviter de déposer du métal sur le piège afin d'éviter d'augmenter le chauffage des ions [54] ou de créer des court-circuits.

3.3 Les sources lasers

Le montage expérimental concernant les lasers est présenté dans la thèse de Sébastien Rémoville [97], puis dans sa version améliorée dans les thèses de Brice Dubost [98], et de Romain Dubessy [12]. Je présente brièvement ici les montages utilisés, et détaille les parties développées pendant ma thèse. Un schéma global du montage expérimental est proposé figure 3.5.

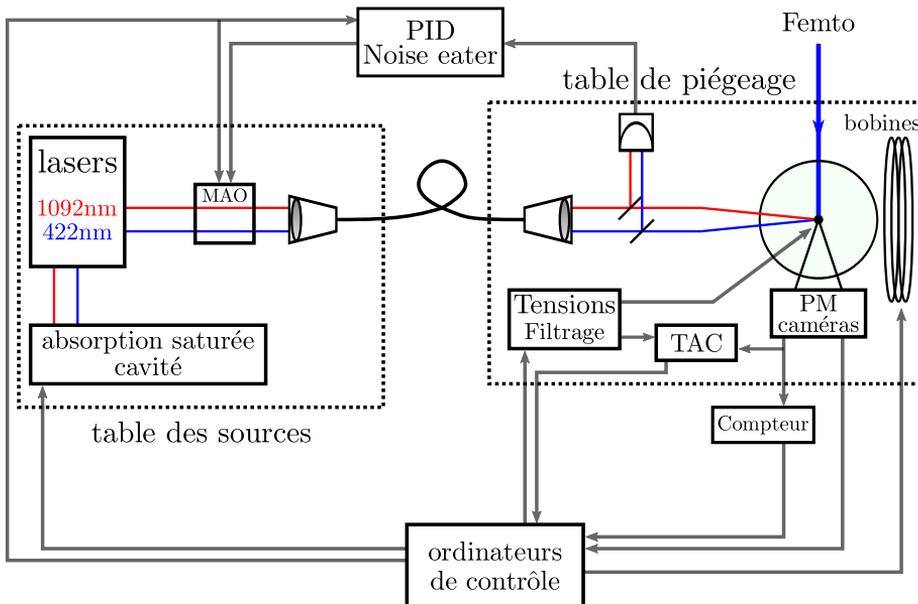


FIGURE 3.5 – Schéma global du système expérimental. Chaque partie est détaillée dans les différentes sections de ce chapitre. L'enceinte ultra vide est la partie à fond vert.

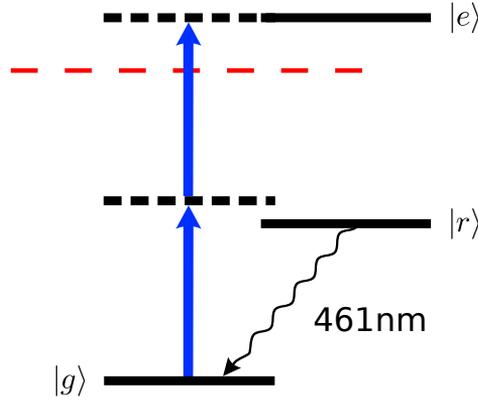


FIGURE 3.7 – Structure des niveaux utiles du strontium neutre pour réaliser la photo-ionisation. Cette étape est réalisée via une absorption de deux photons à 431 nm, du niveau fondamental $|g\rangle = |^1S_{5s^2}\rangle$ vers le niveau excité $|e\rangle = |5p^2 + 4d^2\rangle$. Le chemin passe par un niveau virtuel, s’aidant de la présence du niveau $|r\rangle = |^1P_{5s5p}^0\rangle$. Le seuil d’ionisation est en pointillés rouges.

peuvent augmenter les durées d’impulsion, donc diminuer la puissance crête et l’efficacité de photo-ionisation. Dans la pratique, le faisceau à 431 nm arrivant sur le micro-piège a une puissance moyenne de 50 mW (et peut être réglé jusqu’à 200 mW). Le faisceau est focalisé sur un diamètre d’environ 25 microns. Dans le montage utilisé, la réduction du nombre d’éléments dispersifs sur le trajet n’a pas fait l’objet d’une optimisation, cependant, dans ces conditions, le taux de création d’ions est d’environ dix par seconde pour un courant de four de 1.55 A.

Le processus utilisé est une absorption à deux photons (il est donc sensible au carré de l’intensité incidente) selon le schéma présenté figure 3.7. La technique tire son efficacité de la présence d’un niveau électronique au delà du seuil d’ionisation, augmentant considérablement la probabilité d’absorption [123].

3.3.2 Laser de refroidissement

Pour adresser la transition dipolaire électrique de refroidissement $|S_{1/2}\rangle \rightarrow |P_{1/2}\rangle$ de la figure 3.8, nous utilisons une diode en cavité étendue, en configuration Littrow¹⁷. Elle émet un faisceau monomode d’une longueur

17. modèle Toptica DL100.

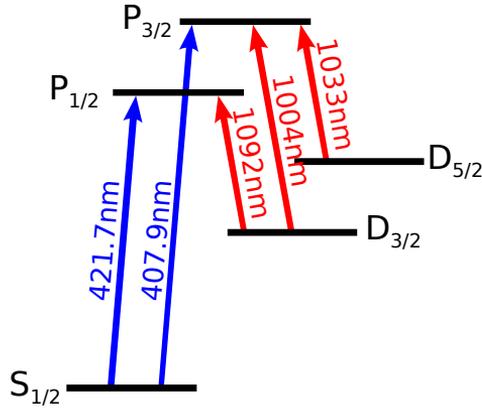


FIGURE 3.8 – Structure de niveaux simplifiée du strontium ionisé une fois ($^{88}\text{Sr}^+$) contenant les niveaux considérés dans ce manuscrit. Les longueurs d’ondes sont données pour des ions dans le vide.

d’onde de 422 nm et d’une puissance de 10 mW. La diode est stabilisée en température à 20 °C à l’aide d’un circuit de refroidissement par eau et d’un Peltier. Le strontium Sr^+ a l’avantage d’avoir une quasi-coïncidence (à 440 MHz près) avec la transition $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |6P_{1/2}, F' = 4\rangle$ de l’atome neutre de rubidium ^{85}Rb [124, 125]. On peut donc réaliser l’étape d’asservissement du laser sur cette transition du rubidium.

Le signal électronique pour l’asservissement du laser est obtenu avec un montage d’absorption saturée, utilisant une cellule de rubidium chauffée à 100 °C. L’asservissement est réalisé en rétro-agissant sur la céramique piézoélectrique qui actionne le réseau de la cavité étendue du laser. On obtient ainsi un laser asservi en fréquence et présentant une gigue inférieure à 2.5 MHz autour de 710,962,401 MHz. Cette borne supérieure sur la précision du laser a été obtenue en faisant battre deux lasers asservis en utilisant la même technique, le temps d’intégration du signal pour la mesure est de 2 minutes : l’histogramme est disponible figure 3.10. Le laser ainsi stabilisé est décalé de 440 MHz par rapport à la transition $|S_{1/2}\rangle \rightarrow |P_{1/2}\rangle$ de l’ion $^{88}\text{Sr}^+$. Pour rattraper ce décalage, on utilise un modulateur acousto-optique monté en double passage, fonctionnant à une fréquence centrée à 220 MHz. Ce modulateur nous permet aussi de régler finement la fréquence du laser de refroidissement. On peut typiquement régler le laser sur la plage $-6\Gamma \leq \Delta_b \leq 1\Gamma$ où Δ_b est le désaccord du laser à la transition du strontium, et Γ la largeur naturelle du niveau de la transition, soit

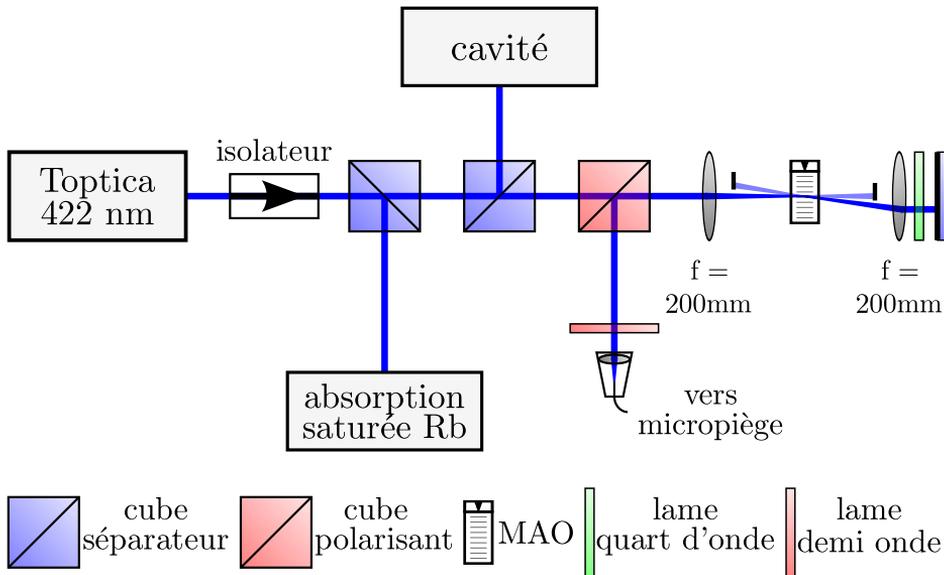


FIGURE 3.9 – Schéma du montage pour le faisceau de refroidissement à 422 nm. Seuls les composants optiques utiles à la compréhension sont représentés. Le bloc d'absorption saturée permet d'asservir le laser en fréquence. La cavité permet de transférer l'asservissement en fréquence au laser re-pompeur à 1092 nm. Le modulateur acousto-optique (MAO), piloté à une fréquence variable choisie autour de 220 MHz, permet un réglage à ± 0.5 MHz de la fréquence du laser, limité par la non-linéarité du VCO (*Voltage Controlled Oscillator*) générant la radio-fréquence pour le MAO. Le faisceau est couplé dans une fibre à maintien de polarisation le transmettant vers la table optique de piégeage.

$2\pi \times 21.5$ MHz. Un interrupteur sur le signal RF envoyé vers le modulateur acousto-optique permet d'allumer et éteindre le faisceau de manière rapide et reproductible : on obtient une extinction de 90% de la puissance en 95 ns avec une gigue de 15 ns. Le faisceau ainsi créé est transmis à la table optique de piégeage à travers une fibre optique à maintien de polarisation. La figure 3.9 schématise le montage précédemment décrit.

Sur la table de piégeage, le faisceau est filtré en polarisation par un cube polariseur. Il est ensuite utilisé polarisé linéairement. Il n'a ensuite plus à subir d'opération de mise en forme, excepté sur sa taille. Plus qu'amener la puissance laser, le but de la fibre optique est aussi de filtrer le mode spatial du laser pour avoir un mode se rapprochant le plus possible d'un TEM_{00} au niveau du piège, ce qui limite la diffusion du faisceau par la surface

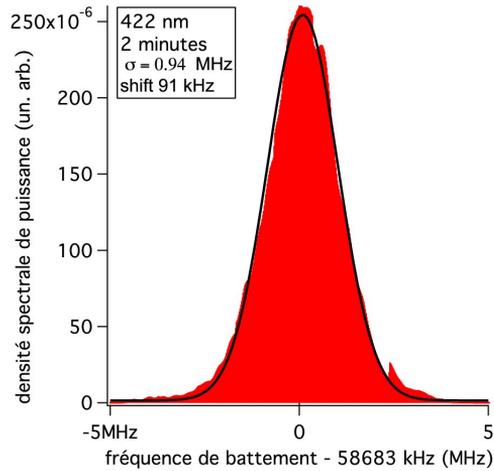


FIGURE 3.10 – Histogramme de battement de deux lasers à 422 nm asservis par la même méthode d’absorption saturée. Pour réaliser ce battement un laser utilise comme référence une autre raie du signal d’absorption saturée décalée de 58683 kHz avec la première.

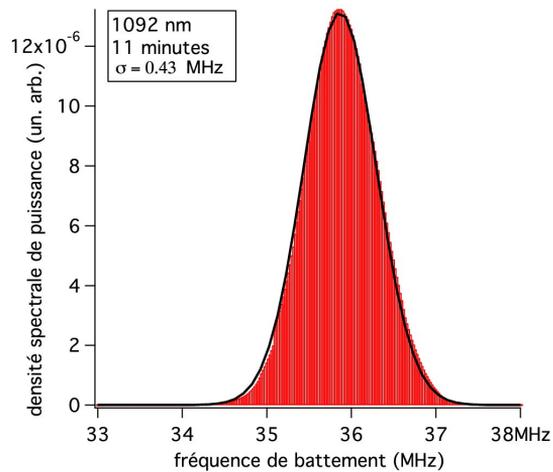


FIGURE 3.11 – Histogramme de battement de deux lasers à 1092 nm asservis sur la même cavité. Leurs fréquences sont décalées d’environ 36 MHz.

du piège, permettant donc de minimiser le fond du signal de fluorescence. La puissance maximale disponible sur les ions est de l'ordre de $500 \mu\text{W}$. Typiquement la puissance utilisée est de l'ordre de $10 \mu\text{W}$. Le diamètre du faisceau est de 30 microns au niveau de l'ion. Le schéma de cette partie du montage est présenté figure 3.13.

3.3.3 Laser re-pompeur

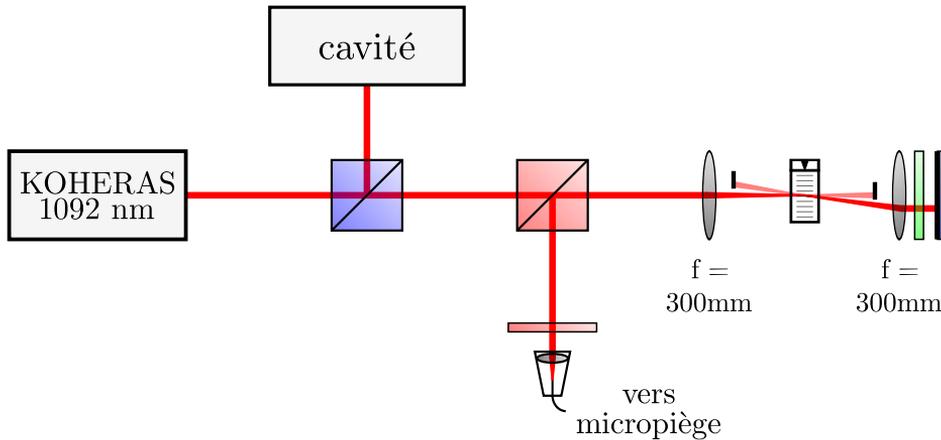


FIGURE 3.12 – Schéma du montage du laser de re-pompeur à 1092 nm. Seuls les composants optiques utiles à la compréhension sont représentés. La cavité permet de transférer l'asservissement en fréquence au laser infrarouge depuis le laser à 422 nm, et à choisir la fréquence du laser infrarouge. Le modulateur acousto-optique (MAO) est piloté à une fréquence fixe de 100 MHz. Le faisceau est couplé dans une fibre à maintien de polarisation le transmettant sur la table d'expérience.

Le laser re-pompeur est un laser infrarouge à fibre¹⁸ adressant la transition dipolaire $|D_{3/2}\rangle \rightarrow |P_{1/2}\rangle$ de la figure 3.8. La longueur d'onde est de 1092 nm, la puissance de 10 mW en sortie de laser. La fréquence est grossièrement stabilisée en contrôlant la température puis finement par un piezo-électrique agissant sur la cavité laser. Les dérives lentes de ce laser peuvent être éliminées par un asservissement de type *transfer lock* sur une cavité externe. Dans ce but nous utilisons le laser à 422 nm stabilisé sur le rubidium pour stabiliser la longueur moyenne d'une cavité en anneau balayée par un piezo-électrique. Cette cavité sert à son tour à asservir

18. la fibre est dopée avec des ions Ytterbium, le laser est fabriqué par Koheras.

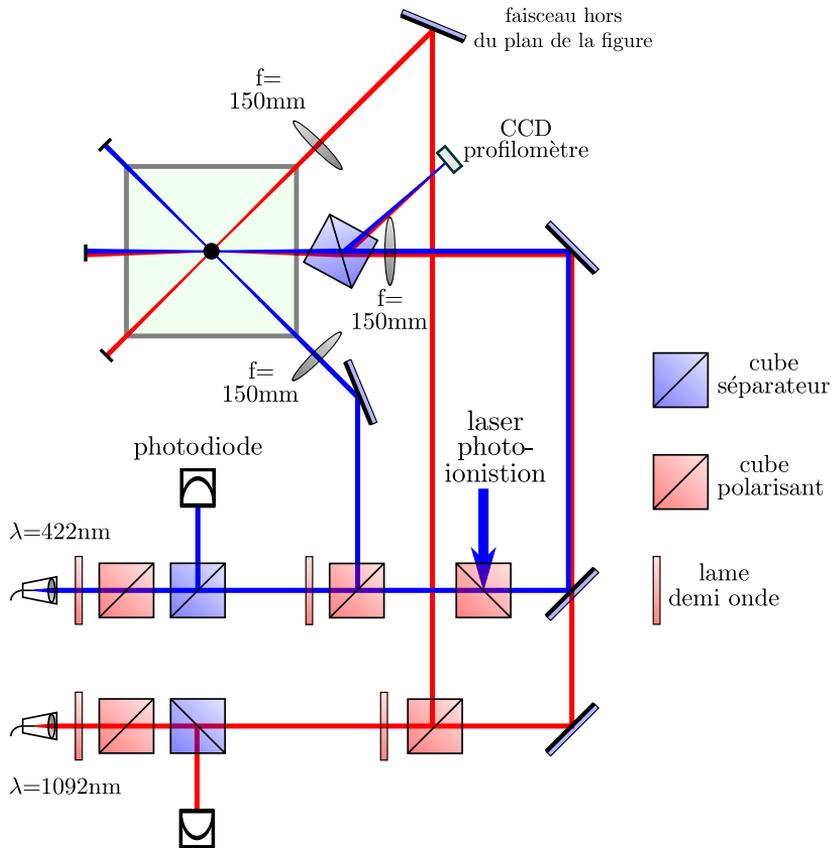


FIGURE 3.13 – Schéma du système optique sur la table de piégeage. La partie en vert est sous ultra-vide et contient les ions représentés par le point noir. Les faisceaux de refroidissement et de re-pompage arrivent chacun par une fibre optique (voir figures 3.9 et 3.12). Ils sont ensuite filtrés en polarisation, une partie de la puissance est prélevée et envoyée sur une photodiode dédiée à l’asservissement en puissance (voir section 3.3.4) ainsi qu’à la mesure de la puissance utilisée. Chaque faisceau est ensuite divisé en deux. Une partie des laser à 422 nm et 1092 nm est superposée et refroidit les ions sur un premier axe parallèle à la surface du piège. Sur cette voie, le laser de photo-ionisation est aussi superposé. Une caméra CCD (voir section 3.6) sert à connaître le profil des faisceaux au niveau de la zone de piégeage, et à conserver l’alignement fin des faisceaux. Le laser re-pompeur est également envoyé sur un axe faisant 25° avec l’axe vertical, donc hors du plan de la figure (et donc se réfléchissant sur la surface du piège). Un second faisceau de refroidissement est envoyé sur un axe à 45° du premier, parallèle à la surface du piège.

le laser re-pompeur en comparant la position des pics d'interférences à 422 nm et à 1092 nm¹⁹. La précision de cet asservissement a été mesurée en faisant battre deux lasers asservis par cette méthode et en intégrant le signal pendant 11 minutes : la fréquence des lasers a une gigue inférieure à 3 MHz, voir figure 3.11. Comme pour le laser de refroidissement, un modulateur acousto-optique est installé sur la ligne optique pour pouvoir allumer-éteindre le laser avec les mêmes performances que pour le laser à 422 nm. Les changements en fréquence sur le laser sont obtenus en modifiant la valeur du piezo-électrique de la cavité du laser, par l'intermédiaire du programme d'asservissement qui observe la position des pics d'interférence dans la cavité d'asservissement. On peut ainsi balayer la fréquence du laser sur typiquement ± 500 MHz autour de la fréquence de la transition, ce qui serait impossible en utilisant le modulateur acousto-optique. Le faisceau est ensuite injecté dans une fibre pour être envoyé sur la table d'expérience. La figure 3.12 schématise le montage précédemment décrit.

Le faisceau est utilisé polarisé linéairement. La puissance maximale disponible sur les ions est de l'ordre de 500 μW , typiquement la puissance utilisée est de 50 μW . Le diamètre du faisceau est de 100 microns. Le schéma de la partie du montage sur la table de piégeage est présenté figure 3.13.

Dans la suite du manuscrit, j'utiliserai l'expression **les lasers de refroidissement** pour parler de l'ensemble laser à 422 nm et à 1092 nm.

3.3.4 Asservissement en puissance : *noise-eater*

Les lasers de refroidissement sont affectés par des perturbations qui créent des fluctuations de puissance en sortie de fibre optique :

- l'alignement non parfait de la polarisation en entrée de fibre cause des fluctuations de polarisation dans la fibre. La polarisation étant filtrée en sortie de fibre, cela se traduit par des fluctuations de puissance ;
- les variations de température de la pièce de l'ordre de ± 1 °C causent elles aussi des fluctuations de polarisation pouvant aller jusqu'à des angles de 15° en sortie de fibre et se convertissant en des fluctuations de puissance ;
- la puissance diffractée par le modulateur acousto-optique dépend fortement de la fréquence d'utilisation ;

19. pour plus de précision sur le fonctionnement de cette cavité on pourra se référer à la thèse de Brice Dubost [98]

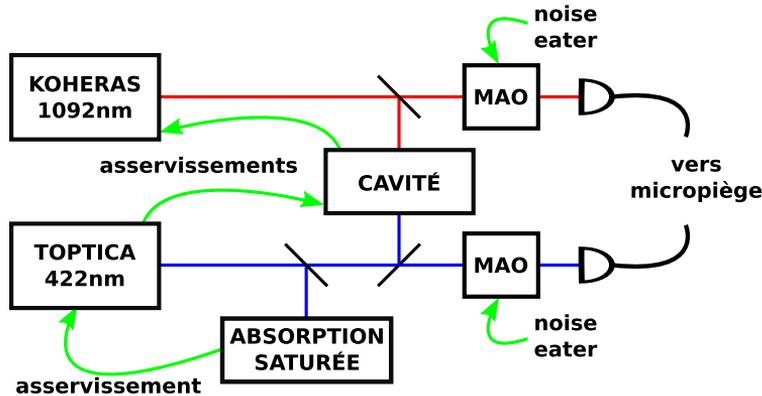


FIGURE 3.14 – Schéma des asservissements des laser en fréquence et en puissance (*noise eater*). En bleu le faisceau laser de refroidissement, en rouge celui de re-pompage, en vert les circuits d’asservissement.

- malgré un alignement de type *oeil de chat* du modulateur acousto-optique en double passage, il subsiste des petits déplacements du faisceau quand on change la fréquence de l’onde acoustique modifiant le couplage dans la fibre et donc la puissance en sortie.

Cet ensemble est problématique lors des expériences, car la puissance de refroidissement n’est pas constante. Pour éviter à ces problèmes, j’ai réalisé un asservissement en puissance des lasers de refroidissement.

Le principe est de prélever une faible fraction de la puissance laser en sortie de fibre après un filtrage en polarisation, grâce à une lame partiellement réfléchissante, et de mesurer sa puissance grâce à une photodiode (voir figure 3.13). La sortie de la photodiode comparée à une tension de consigne dans un système d’asservissement PID analogique, rétro-agissant sur la puissance de la RF qui est envoyée au modulateur acousto-optique via un atténuateur variable²⁰. Une nécessité pour les expériences de mesure du taux de chauffage, est de pouvoir éteindre et allumer le laser en ayant un temps de réponse le plus rapide possible (bien inférieur au temps d’échantillonnage de l’expérience qui est de 50 μ s). Il est donc nécessaire de pouvoir débrayer le système d’asservissement lorsque le laser est éteint. Cela est réalisé par l’ajout d’un circuit *sample-and-hold* piloté par un signal logique TTL, mémorisant la sortie de la photodiode avant coupure et le maintenant durant toute la durée de celle-ci. Ce qui a pour effet de maintenir le niveau

20. atténuateur de marque minicircuit, modèle PAS-1.

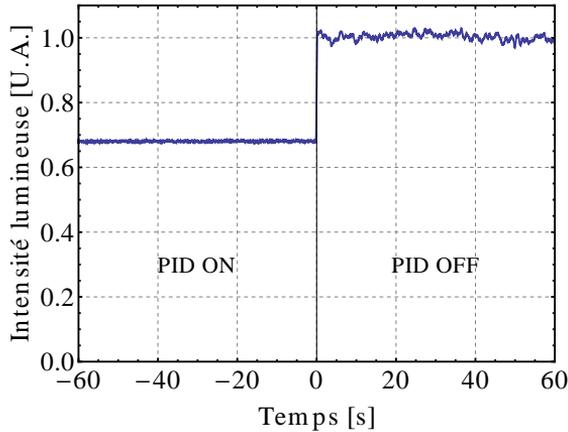


FIGURE 3.15 – Acquisition de la puissance du laser à 422 nm avec et sans asservissement au cours du temps. Avec l’asservissement on obtient un écart autour du point de consigne caractérisé par une variance de 0.25%.

de sortie du PID. Le temps du transitoire de régulation au ré-allumage est de quelques microsecondes. Ce système supprime les fluctuations lentes, en dessous du kiloHertz (donc typiquement les fluctuations thermiques ou mécaniques). Il nous permet d’avoir une puissance stable à 0.25% autour de la valeur de consigne, tout en permettant des temps d’extinction et d’allumage inférieur à la microseconde.

3.4 Contrôle du champ magnétique externe

Afin d’obtenir un refroidissement efficace, le champ magnétique sur l’ion doit être choisi de façon à éviter les états *noirs* : il s’agit de superpositions de sous-niveaux Zeeman du niveau métastable non couplés au laser repompeur [120]. Dans le cas d’une transition $3/2 \rightarrow 1/2$, ces états existent pour n’importe quel état de polarisation seulement lorsque le champ B est nul. Nous cherchons de façon itérative cette condition en balayant le champ B selon trois axes perpendiculaires. Une fois le minimum de fluorescence repéré, nous vérifions que des changements de polarisation n’affectent pas cette condition.

Le champ magnétique au niveau de la zone de piégeage est contrôlé par une paire de bobines sur chacun des trois axes perpendiculaires. On obtient un champ de l’ordre de 2 mT/A grâce à nos bobines. On peut donc accéder

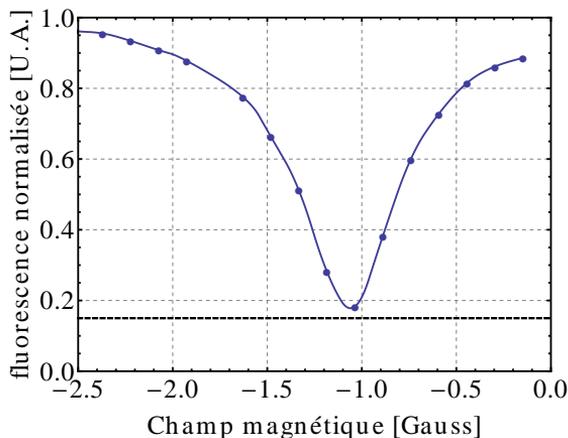


FIGURE 3.16 – Détermination du champ magnétique nul par identification du piégeage dans l'état noir à une couleur selon l'axe z . Le minimum de fluorescence correspondant à un état noir sur la transition $D_{3/2} \rightarrow P_{1/2}$ est cherché en balayant le champ selon chaque axe de façon itérative. La ligne en noir représente le fond de la mesure.

à une plage de ± 6 mT sur chaque axe. Le champ magnétique appliqué est choisi pour annuler les champs ambiants (et obtenir un état noir) sur deux axes du piège et créer un champ directeur sur un troisième, aligné sur l'axe contenant les deux faisceaux lasers de refroidissement (qui sont polarisés linéairement) et le faisceau de photo-ionisation, dans notre expérience. Une courbe typiquement obtenue lors du balayage du champ selon un axe est représentée figure 3.16.

3.5 Génération et filtrage des tensions de piégeage

3.5.1 Source radio-fréquence

Les tensions radio-fréquences utilisées lors de cette thèse ont exploré une gamme entre $\Omega_{RF} = 2\pi \times 7$ et $2\pi \times 35$ MHz, avec des amplitudes *pic-pic* de 200 à 300 V. La figure 3.17 schématise le montage utilisé pour obtenir ces tensions. Il se compose d'un générateur basse tension²¹ avec une impédance de sortie de 50Ω , suivi d'un amplificateur RF 10 W²². Les fréquences d'oscillation des ions dans le piège sont dans la gamme

21. Agilent 33220A ou Rigol DG4162.

22. de marque Power Module Technology, modèle PM1-525-10.

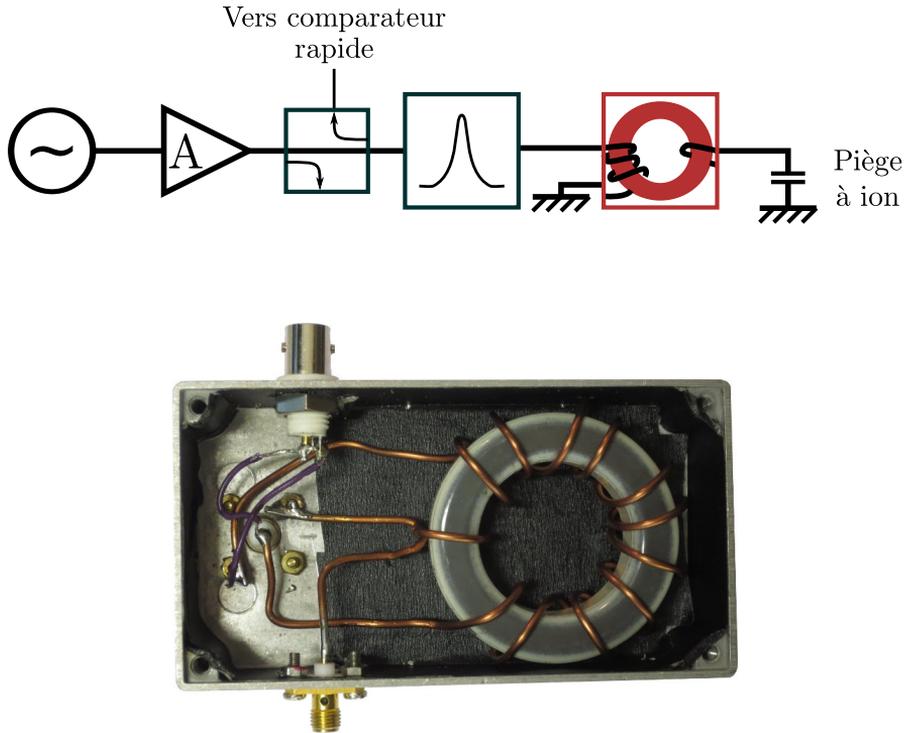


FIGURE 3.17 – Circuit d’alimentation RF, composé d’un générateur radio-fréquence, d’un amplificateur *A*, d’un coupleur bi-directionnel (de marque minicircuit, modèle ZFBDC20-61HP-S+) permettant d’échantillonner la RF : voir section 3.7, d’un filtre passe-bande, et d’un résonateur comportant un tore représenté en rouge. La photo est celle du résonateur RF : la voie d’entrée est le connecteur SMA en bas de l’image, la sortie est située sous le boîtier. Le connecteur BNC en haut de l’image est utilisé pour brancher une sonde, la tension est prélevée sur le circuit de sortie en utilisant un pont de capacités de 1 pF permettant de diminuer la capacité parasite ajoutée au circuit par la sonde. Cette capacité descend à 1 pF, contre 16 pF de valeur nominale en évitant de trop baisser la fréquence de résonance du système. La tension mesurée par la sonde doit être étalonnée et est, dans ce cas, 28.2 fois plus faible que la valeur réelle appliquée au piège. Le facteur d’amplification de ce résonateur sur la tension est de 7 à résonance.

0.1 – 3 MHz. Afin de minimiser le bruit à ces fréquences un filtre passe bande, présenté figure 3.18, est installé en sortie d’amplificateur pour supprimer d’éventuelles bandes latérales autour de la fréquence principale.

Comme dans la plupart des pièges à ions, le piège est placé dans un circuit résonant couplé au circuit d’alimentation par un champ magnétique (donc sur le principe d’un transformateur). Le circuit résonant permet d’obtenir un gain supplémentaire sur l’amplitude de la tension RF en faisant résonner le circuit à la fréquence de travail, et de filtrer une nouvelle fois les fréquences non voulues : celles-ci ne résonnent pas. Cela permet aussi d’adapter l’impédance entre l’amplificateur (50Ω) et le piège (haute impédance). Pour augmenter le couplage entre le circuit primaire et le circuit secondaire du résonateur, un tore en ferrite adapté aux fréquences RF²³ est utilisé. Les facteurs de qualité typiquement obtenus avec ces résonateurs sont compris entre 50 et 100, et donnent une amplification d’un facteur 10, vraisemblablement limitée par les pertes dans les connecteurs BNC ultra-vide ou dans les câbles coaxiaux dans l’enceinte ultra-vide. Dans ces conditions, les amplitudes pic-pic accessible à $\Omega_{RF} = 2\pi \times 20$ MHz sur le piège peuvent monter à 700 V, plus que suffisant pour les pièges surfaciques. Lorsque la pulsation a été montée à $\Omega_{RF} = 2\pi \times 33$ MHz, l’impédance des câbles coaxiaux ultra-vides, de 500 pF/m amenant la RF au piège nous limitent dans le facteur de qualité du résonateur, limitant à 250 V l’amplitude pic-pic accessible.

3.5.2 Tensions DC

Les tensions statiques sont générées par une carte PCI-DAC6703²⁴ dotée de 16 sorties analogiques. Les tensions sont contrôlables de -10 V à 10 V sur 16 bits : donc par pas de 0.3 mV. Afin de s’affranchir d’un éventuel bruit électronique sur ces voies pouvant perturber le potentiel total de piégeage et introduire un chauffage de l’ion, ces sorties sont filtrées par des filtres passifs du second ordre dont le schéma est présenté sur la figure 3.19. La mesure des caractéristiques donnent une fréquence de coupure du filtre de 10 Hz, une atténuation supérieure à 10 dB dès 100 Hz et supérieure à 30 dB au delà de 1 kHz. Ce filtre est placé juste avant le passage ultra-vide SUB-D9.

En plus de ce filtre, afin de limiter le couplage entre la RF et les

23. de marque Micrometals.

24. de marque Measurement Computing.

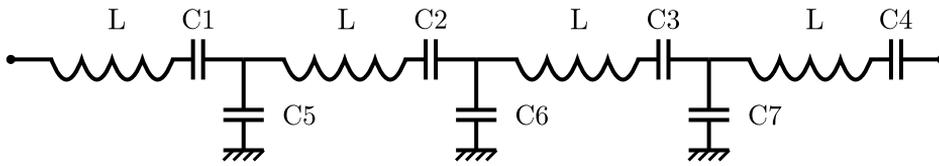


FIGURE 3.18 – Le filtrage de la RF est réalisé par un filtre passe bande, fabriqué dans l'équipe. La valeur des composants est calculée par le logiciel Elsie (<http://tonnesoftware.com/elsie.html>). Les valeurs varient suivant la fréquence de travail. Les composants doivent être choisis pour minimiser les pertes à haute fréquence. Les inductances sont des marque Delevan, série 4470 de valeur $2.2 \mu\text{H}$, le facteur de qualité à 10 MHz est 130, elles fonctionnent jusqu'à 96 MHz. Les condensateurs C1 à C4 sont des trimmers Johanson $0.8 - 10 \text{ pF}$ en parallèle à des condensateurs céramique d'environ 10 pF . Les condensateurs C5 à C7 sont des condensateurs céramique de $20 - 100 \text{ pF}$, suivant le filtre réalisé. La photographie représente ce filtre réalisé dans un boîtier blindé. La largeur du filtre est d'environ 500 kHz autour de 33 MHz , les pertes d'insertion sont de -4 dB .

électrodes DC, des capacités²⁵ de découplage sont collées²⁶ en parallèle entre les électrodes DC et la masse. Ces capacités sont disposées au plus près des électrodes, sur le support céramique accueillant le piège : voir figure 6.10 page 144.

25. capacités mono-couche, très hautes fréquences. 820 pF , de marque ATC Microcap.

26. époxy conductrice compatible ultra-vide, de marque Epoxy-Technology, référence EPO-TEK H20E.

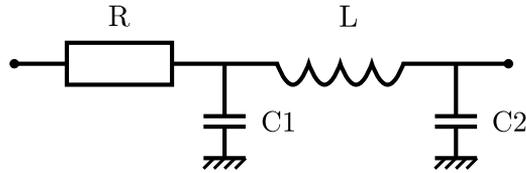


FIGURE 3.19 – Filtrage des tensions DC. $L = 100 \text{ mH}$, $R = 220 \Omega$, $C1 = 10 \mu\text{F}$, $C2 = 47 \mu\text{F}$

3.6 Systèmes de détection

La grandeur détectée dans la grande majorité des expériences sur les ions froids est la fluorescence induite par le laser de refroidissement sur la transition $|S_{1/2}\rangle \rightarrow |P_{1/2}\rangle$. Cette méthode est potentiellement très sensible et rapide car un ion excité dans le régime de saturation émet jusqu'à 20 millions de photons par seconde. Cela permet donc de discriminer l'état de l'ion avec des erreurs de 10^{-4} en $100 \mu\text{s}$ [27]. La figure 3.20 présente un schéma du système de détection. Grâce à un couple de lentilles à grande ouverture (diamètre 50 mm, focale $f = 75 \text{ mm}$, ouverture nominale $f/1.47$), conçu dans l'équipe, une première image de l'ion est effectuée dans un plan image intermédiaire. Un pinhole de $100 \mu\text{m}$ de diamètre placé dans ce plan permet un filtrage spatial limitant le fond du signal de fluorescence collecté. Le pinhole est ensuite imagé sur une caméra ou sur un photo-multiplicateur : un miroir amovible permet de choisir entre les deux situations. Les détecteurs sont :

un photo-multiplicateur (Hamamatsu H7828) : il délivre une impulsion logique TTL de 3.5 V, de durée 30 ns par photon détecté (deux événements successifs doivent être séparés d'un minimum de 70 ns). Son efficacité quantique nominale est de 17% à 422 nm. Le photo-multiplicateur est doté d'un comparateur intégré permettant de comparer le signal obtenu à un réglage d'usine : c'est ce niveau qui détermine la détection d'un événement. Cette méthode permet d'avoir un bruit de mesure faible, mais diminue l'efficacité de détection. Un filtre interférentiel²⁷ (10 nm de large, centré à 422 nm, 50% de transmission) est disposé à l'entrée pour filtrer spectralement les photons de fluorescence ;

une caméra Andor Luca-S : il s'agit d'une caméra EMCCD disposant

27. de marque Thorlabs.

d'une matrice de 658×496 pixels carrés de $10 \mu\text{m}$ de côté, d'une efficacité quantique de 0.5, et d'une dynamique de 14 bits. Elle dispose d'une fonction de gain par multiplication d'électrons Elle permet l'observation des ions dans un plan parallèle au piège. Le grandissement total du système d'imagerie vers cette caméra est de l'ordre de 4.

une caméra Prosilica 660 : il s'agit d'une caméra CCD disposant d'une matrice de 659×493 pixels carrés de $5.6 \mu\text{m}$ de côté. Elle est disposée sur un axe orienté à 90° de la caméra Luca et permet d'observer les ions sur un plan orthogonal à la première image. Cela permet plus de souplesse par rapport au montage standard : on peut observer les ions suivant deux plans, ce qui est utile pour la caractérisation de cristaux 2D, et permet d'utiliser simultanément une caméra et le photo-multiplicateur.

3.6.1 Compteur de photons

Comme nous l'avons vu ci-dessus, chaque détection de photon sur le photo-multiplicateur se traduit par un signal logique TTL de 3.5 V et de durée 30 ns. Lors des mesures, c'est le flux de photons, proportionnel à l'intensité lumineuse de la fluorescence, qui est l'information utile. La sortie du photo-multiplicateur est donc branchée à un compteur de photons convertissant ces impulsions en flux à l'aide de circuits logiques de comptage. Le temps de comptage est contrôlé par un micro-contrôleur qui se charge aussi d'envoyer l'information à l'utilisateur.

Compteur de première génération

Un circuit déjà existant à mon arrivée permet de remplir cette tâche : il compte les impulsions avec une profondeur de 16 bits. Le temps d'intégration peut être choisi parmi sept configurations prédéfinies entre 1 ms et 1 s. La communication est effectuée par RS-232 (liaison série) ou par un signal analogique donnant un niveau dépendant du taux de comptage. Entre deux comptages, une durée de $300 \mu\text{s}$, correspondant à l'envoi d'informations, limite la rapidité des mesures.

Ce système ne permet pas de réaliser les mesures de taux de chauffage (paramètres décrits dans le cahier des charges, section suivante) : il manque

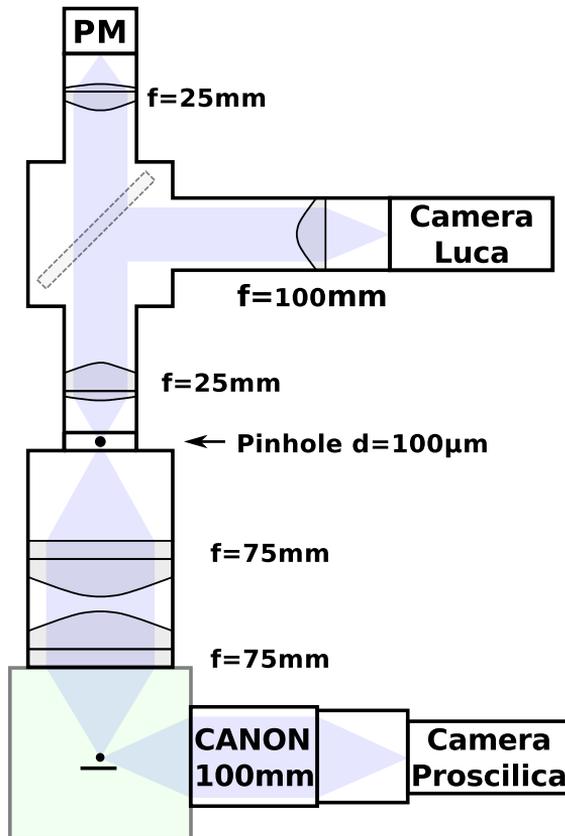


FIGURE 3.20 – Schéma du système optique de détection. En fond vert, la partie sous ultra-vide, avec au centre, les ions. En pointillés, un miroir amovible permettant de choisir entre la caméra et le photo-multiplicateur. Le système PM/caméra est monté sur des translations permettant un contrôle micrométrique de la position suivant les axes x,y et z . Le champ de vision sur la caméra est un carré d'environ 0.5 cm de coté, il est réduit à un disque de diamètre 100 μm avec le pinhole.

de souplesse dans les réglages des paramètres de comptage et de fonctionnalités comme la soustraction de fond du signal de mesure pour détecter les faibles signaux.

Cahier des charges pour un nouveau compteur

Pour réaliser les nouvelles mesures et ajouter plus de souplesse à l'utilisateur, le nouveau compteur que j'ai conçu doit :

- comme le précédent, détecter des impulsions de 30 ns ;
- être adapté 50 Ω ;
- avoir un temps d'intégration minimum de 50 μ s et pouvoir prendre 20000 points avec un temps mort le plus faible possible (donc avoir assez de mémoire RAM) ;
- être doté d'une communication rapide avec l'ordinateur de contrôle pour rapatrier les données, afin de ne pas limiter les expériences par le temps de la communication ;
- avoir une voie de sortie TTL pour contrôler et communiquer avec différents appareils ;
- avoir une entrée inhibant le comptage (ce qui permet par exemple de prendre des mesures sur des temps bien plus faibles que ceux réalisables avec le compteur, en n'autorisant le comptage que sur des temps courts) ;
- avoir une entrée de synchronisation permettant de déclencher les mesures sur un signal TTL.

Compteur réalisé

La solution proposée se base sur un micro-contrôleur ATmega1280 fonctionnant à 16 MHz sur platine Arduino Mega²⁸. La mémoire dédiée au micro-contrôleur étant insuffisante (8 koctets), nous avons ajouté 128 koctets de RAM câblée en parallèle pour éviter d'être limités par le temps d'écriture et de lecture dans la mémoire. Un module d'interface Ethernet²⁹ est utilisé afin d'assurer une communication rapide avec l'ordinateur de contrôle (les 20000 points en mémoire sont envoyés en un temps de l'ordre de la seconde). Ses entrées-sorties sont :

28. carte d'électronique comportant un micro-contrôleur ainsi que des outils facilitant le développement : câblage des entrées sorties par exemple, ou un bootloader permettant d'utiliser un panel de fonctions pré-codées.

29. *Ethernet shield* développé par Arduino.

3.6. SYSTÈMES DE DÉTECTION

- une entrée impulsion adaptée 50Ω ;
- une entrée pouvant, sur un signal TTL, inhiber le comptage (cela est fait de façon logique en faisant une opération logique *et* sur les impulsions détectées) ;
- une entrée de déclenchement ;
- une sortie TTL pouvant synchroniser ou commander un appareil ;
- un port Ethernet pour la communication (envoi de données, réception des paramètres de comptage).

Pour le moment, les modes de mesure implémentés sont :

mode comptage : informe en temps réel sur la fluorescence avec une capacité de comptage de 16 bits, le temps d'intégration pouvant être librement choisi de $50 \mu\text{s}$ à 1 s ;

mode soustraction de fond : collecte le taux de comptage de la fluorescence en soustrayant le fond grâce à une sortie TTL permettant d'allumer-éteindre le laser re-pompeur (l'ion est pompé dans le niveau métastable pour mesurer le fond) avec des temps d'intégrations similaires ;

mode mesure de chauffage : collecte la fluorescence avec une résolution en temps minimale de $30 \mu\text{s}$, et pouvant sauvegarder jusqu'à $2^{17} = 65536$ points par trace. Dans ce mode, le nombre de photons détectés dans chaque intervalle temporel étant inférieur à $2^8 = 256$, il est judicieux de ne compter qu'en 8 bits afin d'augmenter la vitesse de transfert. Si l'expérience le permet, limiter le nombre de points à quelques millier réduit aussi le temps de communication. Dans une expérience typique, on transmet 5000 points sur 8 bits en environ 100 ms.

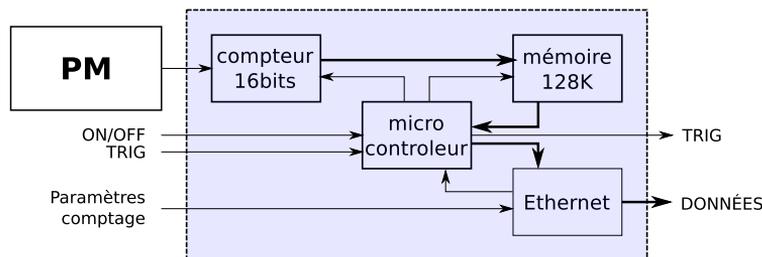


FIGURE 3.21 – Schéma du compteur de photon. En traits fins : les commandes envoyées, en trait gras : le flux de données.

Tests réalisés

Pour tester et déboguer le mode *mesure de chauffage*, le photomultiplicateur a été remplacé par un générateur de signaux délivrant des créneaux de 3.5 V et de durée 30 ns à 1 MHz (bien plus que la fluorescence détectée qui est de l'ordre de 10 kHz). Le nombre d'impulsions comptées pour 50 μ s est de 49 au lieu de 50. Ce décalage provient de l'initialisation du cycle de comptage qui demande 8 instructions d'horloge donc donne un temps mort de 500 ns. La mesure est réalisée en 8 bits.

Pour tester le mode *soustraction de fond*, le photomultiplicateur est également remplacé par un générateur de créneaux délivrant des créneaux de 3.5 V, de durée 30 ns à 100 kHz. Une instruction TTL normalement envoyée pour éteindre le laser re-pompeur a été branchée sur la voie d'inhibition du comptage. On définit deux phases de comptage de 1 ms : une pour le signal, une pour le fond. Aucun photon n'est détecté pendant la phase de fond. On compte principalement 100 coups, et toutes les 10 mesures, 99 photons pendant la phase de détection, ce qui correspond encore une fois au temps mort décrit ci-dessus. Si on utilise des temps si courts, encore une fois, 8 bits de profondeur de comptage sont suffisants.

Amélioration possibles, défauts constatés

La limitation rapidement observée avec ce compteur est qu'étant donné la commodité d'utilisation, il aurait été appréciable d'avoir plus de sorties TTL permettant d'allumer et d'éteindre plus d'instruments (notamment les lasers pour faire des séquences de mesure plus complexes). Cependant ce point peut être rapidement résolu par l'ajout de connecteurs supplémentaires vers des ports du micro-contrôleur en façade de l'instrument.

A l'époque de la création de ce compteur, il n'existait pas de dispositifs comprenant un micro-contrôleur disposant d'assez de mémoire RAM. Aujourd'hui des cartes comme l'Arduino Due disposent de 96 koctets ce qui est suffisant pour notre utilisation. La fréquence d'horloge est de plus de 84 MHz ce qui peut être utile si on désire faire des séquences plus rapides, ou réduire le temps mort de comptage. Éviter de devoir ajouter une mémoire externe, doit certainement permettre d'accélérer le temps de communication et de réduire le nombre de sorties logiques utilisées, donc en laisser plus à l'utilisateur.

3.6.2 Efficacité du système de détection

L'efficacité globale du système de détection est importante à connaître connaître la population de l'état excité. On peut y accéder de deux manières :

- par des considérations géométriques sur l'objectif, et en prenant en compte l'efficacité quantique du capteur. Cependant le résultat ne rendra pas compte de problèmes techniques éventuels : capteur ayant perdu en efficacité, ou problème d'alignement d'une lentille diminuant l'angle solide effectivement capté ;
- par une mesure en utilisant un ion unique comme émetteur de photons uniques : une fois pompé dans le niveau métastable, l'ion ne peut émettre qu'un photon lors du ré-allumage du laser re-pompeur et en l'absence de laser de refroidissement à 422 nm. La mesure du taux de photons effectivement détectés nous donne alors l'information recherchée.

Méthode géométrique

Il faut prendre en compte les éléments suivants :

- l'objectif couvre 4% de l'angle solide d'émission de l'ion ;
- le filtre interférentiel absorbe 50% des photons à 422 nm ;
- le photomultiplicateur a une efficacité quantique de 17% à 422 nm ;
- les lentilles sont traitées anti-reflet : on perd environ de 0.5% de la lumière à chaque interface, au nombre de 16, donc environ 8% de la lumière au total ;
- l'absorption du N-BK7 constituant les lentilles est négligeable.

On obtient une efficacité nominale globale de collection de 0.31%.

Mesure directe

J'ai réalisé une séquence dont le chronogramme est présenté figure 3.22. Cette mesure a été faite avec le premier compteur ayant des temps morts importants : on utilise donc des cycles de comptage d'une seconde, c'est une opération logique "et" à l'entrée du compteur qui inhibe le comptage en dehors de la fenêtre choisie de comptage de photon et permet de réduire le bruit de mesure. L'ion est pompé optiquement dans son niveau métastable par le laser de refroidissement à 422 nm. Ce laser est ensuite éteint. Une fenêtre de comptage est ouverte sur le compteur et le laser de re-pompage

est allumé. On détecte le photon ou non. On ferme la fenêtre de comptage et on recommence.

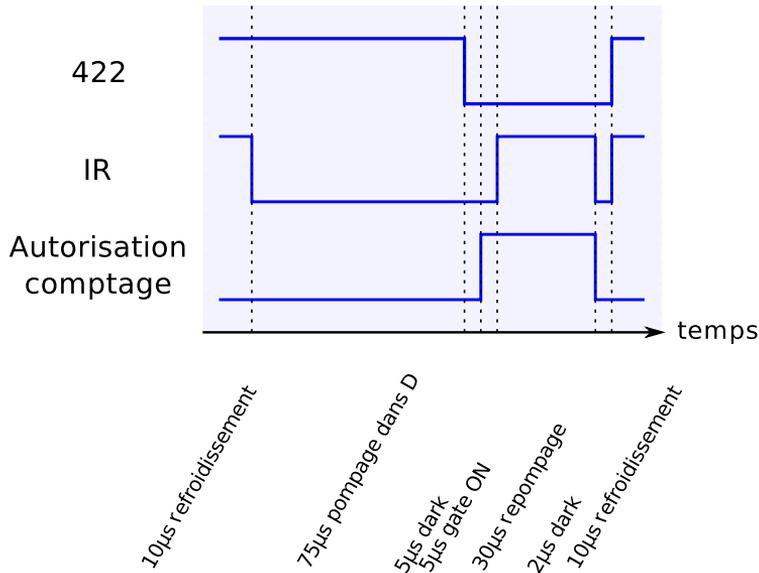


FIGURE 3.22 – Chronogramme de la séquence de comptage du taux de collection des photons par le système optique.

Précautions Un certain nombre de vérifications ont été effectuées pour valider la méthode :

- on vérifie qu'il n'y a pas de fuite de l'infrarouge pendant la période lors de laquelle il est censé être éteint : j'augmente le temps mort entre le pompage et le re-pompage de 5 µs à 75 µs : aucune différence n'est détectée dans la mesure. Le faisceau re-pompeur est donc coupé efficacement ;
- on vérifie que le temps de pompage est assez long en le passant de 75 µs à 150 µs : aucune différence n'est détectée. L'ion est donc bien pompé dans le niveau métastable dans tous les cas ;
- on vérifie que le temps de re-pompage est assez long en le passant de 30 µs à 100 µs : aucune différence n'est détectée. L'ion est donc re-pompé dans tous les cas. Cette vérification indique aussi qu'il n'y pas de fuite du laser à 422 nm lorsqu'il est censé être éteint.

Résultat

Sur 3×10^6 cycles, 4296 évènements sont détectés. Une même expérience sans ion donne 2355 évènements. Le taux de détection du système est donc estimé à 0.065(4)%. La différence d'un facteur 5 avec le calcul théorique provient vraisemblablement d'un problème dans l'alignement des optiques de détection ou d'aberrations du système plus importantes que celles attendues. En particulier le filtrage spatial est particulièrement sensible aux aberrations du premier couple de lentilles.

3.7 Compensation du micro-mouvement

Dans le chapitre précédent, section 2.1.5, il a été discuté de l'importance de minimiser le micro-mouvement. Nous allons maintenant voir comment nous avons mis en œuvre le diagnostique de micro-mouvement basé sur la corrélation de photons [110]. Un schéma du montage est présenté figure 3.25.

Les tensions de piègeage idéales d'un piège surfacique donné peuvent être calculées par un modèle analytique [104] (voir chapitre 4). Néanmoins, les approximations du modèle, les imperfections de fabrication et la présence éventuelle de charges parasites peuvent conduire à une situation où la position de piègeage ne coïncide pas avec le zéro du champ RF. Nous avons déjà mentionné que lorsque l'ion n'est pas au centre du pseudo-potentiel radiofréquence, il subit un mouvement forcé à la pulsation Ω_{RF} . Par effet Doppler, ce micro-mouvement module la fréquence du laser de refroidissement telle qu'elle est vue par l'ion. Cette modulation affecte la probabilité d'absorber (et d'émettre) un photon : sur une période de la RF, le laser est plus ou moins désaccordé par rapport à la résonance. En corrélant le temps d'arrivée de chaque photon à la phase de la radiofréquence, il est possible de détecter une modulation sur la fluorescence résolue en temps d'un ion unique. On peut alors essayer de minimiser alors cette modulation en modifiant les tensions statiques de façon à ramener l'ion sur le zéro du champ RF.

La figure 3.23 illustre un exemple de signal obtenu par cette méthode avant et après compensation des tensions. Pour que la méthode puisse être appliquée, il est nécessaire que le vecteur d'onde du laser de refroidissement ait une composante non négligeable le long de la direction de micro-mouvement. Pour les axes parallèles à la surfaces du piège, cela ne pose pas de problème. En revanche, pour être sensible au micro-mouvement suivant

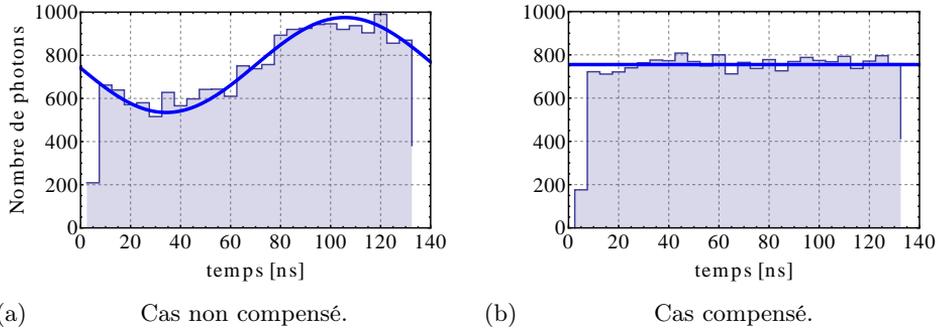


FIGURE 3.23 – Exemple d’histogrammes représentant le temps écoulé entre la détection d’un photon et le premier croisement du zéro de la RF. Ces histogrammes ont été construits avec environ 20000 évènements en un temps de 2 s.

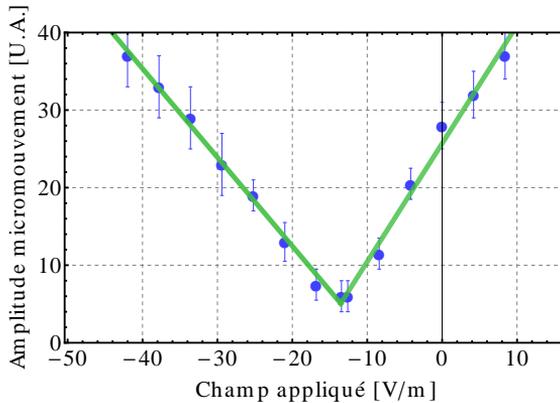


FIGURE 3.24 – Valeur de la modulation du signal observé sur les diagrammes de compensation (en pourcentage du signal total) en fonction du champ statique appliqué sur l’axe x . Mesure effectuée sur le piège présenté chapitre 5. La sensibilité de la compensation est d’environ 2 V/m. Le minimum n’est pas à une amplitude de 0 car le faisceau laser sondait aussi un autre axe non parfaitement compensé.

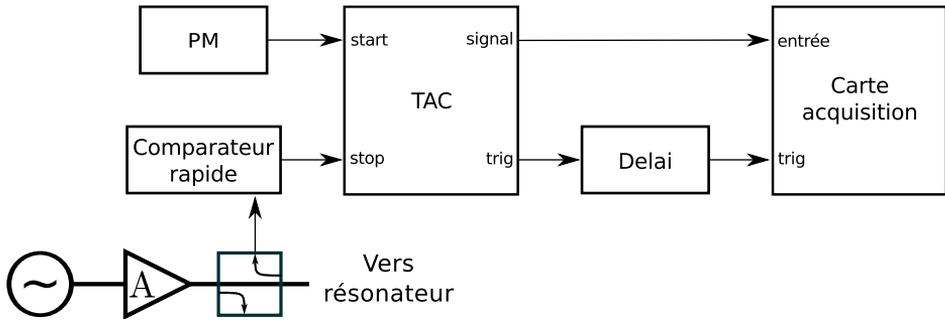


FIGURE 3.25 – Schéma du circuit basé sur la corrélation entre le temps d'arrivée d'un photon et la phase de la RF pour la détection du micro-mouvement. Un comparateur rapide donne un signal logique NIM à chaque croisement du 0 V par la RF (référence comparateur : MAX9600EUP *ultrafast ELC comparator*). Le signal RF provient du coupleur présent sur le circuit d'alimentation RF présenté figure 3.17. Un convertisseur temps-amplitude (TAC, marque Ortec modèle 566), nous donne un signal analogique proportionnel au temps écoulé entre deux signaux logiques : l'arrivée d'un photon et le croisement du zéro de la RF. À chaque conversion un signal déclenche une acquisition sur le convertisseur ADC de la carte. Le délai réalisé, grâce à un circuit monostable, sert à faire coïncider la prise de mesure par la carte d'acquisition et le signal de sortie du TAC. Cette mesure est effectuée quelques milliers de fois pour construire un histogramme significatif en s'affranchissant des fluctuations statistiques.

l'axe vertical, nous avons mis en place la méthode proposée dans [109] qui consiste à détecter le micro-mouvement en utilisant la modulation de la probabilité d'émission induite par le laser re-pompeur, envoyé sur l'ion dans une direction presque perpendiculaire à la surface. Elle donne le même type d'histogramme qu'en sondant les deux autres axes. La sensibilité de la mesure sur un axe horizontal est de 2 V/m. En décalant de cette valeur le champ statique appliqué suivant une direction donnée, on arrive à détecter une modulation sortant du bruit de mesure : voir figure 3.24. Pour un ion de strontium $^{88}\text{Sr}^+$ oscillant avec une fréquence de 1 MHz dans son potentiel total, cela revient à être sensible à un déplacement de 55 nm (voir section 2.1.5, page 37).

3.8 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté les outils expérimentaux que j'ai utilisé et ceux que j'ai conçu pour faire fonctionner une expérience de piégeage et de refroidissement d'ions en régime d'ion unique avec des pièges surfaciques miniatures : l'environnement ultra-vide, les lasers de refroidissement et de photo-ionisation, la génération des tensions électriques et le système de détection. J'ai expliqué plus en détail les principaux développements techniques que j'ai réalisés : l'asservissement des lasers en puissance et la mise en place sur l'expérience d'un compteur de photons de deuxième génération.

La partie suivante se concentrera sur les résultats expérimentaux obtenus au cours de cette thèse en utilisant ces outils.

Troisième partie

Résultats

CHAPITRE 4

Dessin et caractéristiques des pièges

Dans le chapitre 2, les principes de piégeage d'ions par des champs électriques ont été présentés dans le cas d'un potentiel quadrupolaire ϕ , sans se préoccuper de la géométrie des électrodes à l'origine de ce potentiel. Dans le cas des pièges surfaciques, les potentiels sont créés par des électrodes formées d'un conducteur déposé sur une surface, auxquelles sont appliquées des tensions électriques. La taille et la géométrie des électrodes imposent les caractéristiques du potentiel ainsi généré.

Dans ce chapitre nous allons aborder la modélisation d'un piège. Les caractéristiques de celui-ci sont données par les pulsations de piégeage ω_x , ω_y et ω_z (les pièges sont considérés comme harmoniques autour de la position de piégeage de l'ion, hypothèse de faible amplitude), les paramètres de stabilité a et q (voir section 2.1.1, page 32) suivant chaque axe propre du potentiel total, la rotation du potentiel par rapport aux axes du laboratoire (voir section 2.1.4, page 36) et la profondeur du potentiel généré. Je donnerai à titre d'exemple la détermination de ces paramètres pour une géométrie que nous avons réalisée, dans le cas de l'ion Sr^+ .

Dans une première partie je présenterai une méthode permettant de déterminer l'influence de chaque électrode sur les paramètres du piège. Dans une deuxième je présenterai les contraintes techniques sur un piège que nous avons dessiné. La troisième partie sera dédiée aux potentiels générés par ce piège.

4.1 Modélisation des potentiels de piégeage

La détermination du potentiel électrique associé à un système d'électrodes peut se faire dans le cas général par résolution de l'équation de Laplace avec des méthodes numériques d'éléments finis. Cependant, dans le cas des pièges surfaciques, il est possible de calculer une solution analytique de cette équation. Nous utiliserons la méthode proposée par House dans la référence [104] pour le calcul du champ généré dans le demi espace au dessus de la surface d'un micro-piège.

4.1.1 Potentiel généré par une électrode rectangulaire

Déterminer le potentiel revient à calculer la fonction $\phi(x, y, z)$ dans l'espace dépourvu de charge, en résolvant l'équation de Laplace :

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (4.1)$$

Un potentiel V est appliqué à une électrode rectangulaire dans le plan $y = 0$, définie par ses bornes x_1 , x_2 , z_1 et z_2 , tel que $x_1 < x_2$ et $z_1 < z_2$. On a donc :

$$\phi(x, 0, z) = \begin{cases} V & x \in [x_1, x_2] \text{ et } z \in [z_1, z_2], \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (4.2)$$

Le problème est de déterminer ϕ dans le demi espace $y > 0$ avec un potentiel nul comme condition aux limites à l'infini. On se place dans l'approximation stationnaire dans laquelle on néglige les retards dus à la propagation.

Il est alors possible de montrer [104], en résolvant l'équation de Laplace 4.1, que le potentiel peut s'écrire sous la forme analytique :

$$\begin{aligned} \phi(x, y, z) = \frac{V}{2\pi} & \left(\arctan \left[\frac{(x_2 - x)(z_2 - z)}{y\sqrt{y^2 + (x_2 - x)^2 + (z_2 - z)^2}} \right] \right. \\ & - \arctan \left[\frac{(x_1 - x)(z_2 - z)}{y\sqrt{y^2 + (x_1 - x)^2 + (z_2 - z)^2}} \right] \\ & - \arctan \left[\frac{(x_2 - x)(z_1 - z)}{y\sqrt{y^2 + (x_2 - x)^2 + (z_1 - z)^2}} \right] \\ & \left. + \arctan \left[\frac{(x_1 - x)(z_1 - z)}{y\sqrt{y^2 + (x_1 - x)^2 + (z_1 - z)^2}} \right] \right) \quad (4.3) \end{aligned}$$

Pour une électrode de forme plus complexe, on peut réaliser ce calcul en la maillant par rectangles. On peut aussi l'appliquer au potentiel RF (radio-fréquence) en utilisant le calcul du champ statique généré par l'électrode puis en utilisant l'expression 2.17 pour obtenir le pseudo-potentiel.

4.1.2 Prise en compte de l'espace inter-électrodes

La méthode de calcul considère des électrodes qui recouvrent le plan sans aucune séparation entre elles, ce qui est techniquement non réalisable. Une première approximation consiste à attribuer chaque moitié d'espace inter-électrode à l'électrode attenante. Cette approximation est valable tant que les électrodes sont bien plus larges que les espaces inter-électrodes [104]. Nous avons testé cette hypothèse en comparant les calculs à ceux obtenus en utilisant un profil plus réaliste (interpolation linéaire du potentiel entre deux électrodes voisines). La correction sur les résultats au niveau de la zone de piégeage n'est que de quelques pour-mille, bien inférieure à l'écart entre la théorie et l'expérience qui est de quelques pour-cents (voir section 5.2.4, page 119). Nous utiliserons donc dans la suite l'approximation attribuant chaque moitié d'espace inter-électrode à l'électrode attenante.

4.1.3 Potentiel total généré par un piège

Le type de piège utilisé lors de cette thèse a été présenté figure 2.2 page 31. Une vue de dessus est présentée figure 4.1. On peut calculer le potentiel total ϕ généré par le piège par combinaison linéaire de chacun des potentiels ϕ_i correspondant à chacune des électrodes, pondéré par la tension qui leur est appliquée.

4.1.4 Paramètres du piège

Les caractéristiques d'un potentiel total (statique plus pseudo-potentiel RF) de piégeage dépendent des tensions statiques et de la tension radiofréquence par l'intermédiaire de la géométrie des électrodes. Pour découpler les effets des électrodes sur les paramètres qui nous intéressent de ce potentiel total, nous suivons la méthode introduite par Allcock et al [109]. On commence par choisir les paramètres sur lesquels on souhaite agir de façon indépendante. Ce sont des paramètres choisis parmi ceux présentés dans l'introduction :

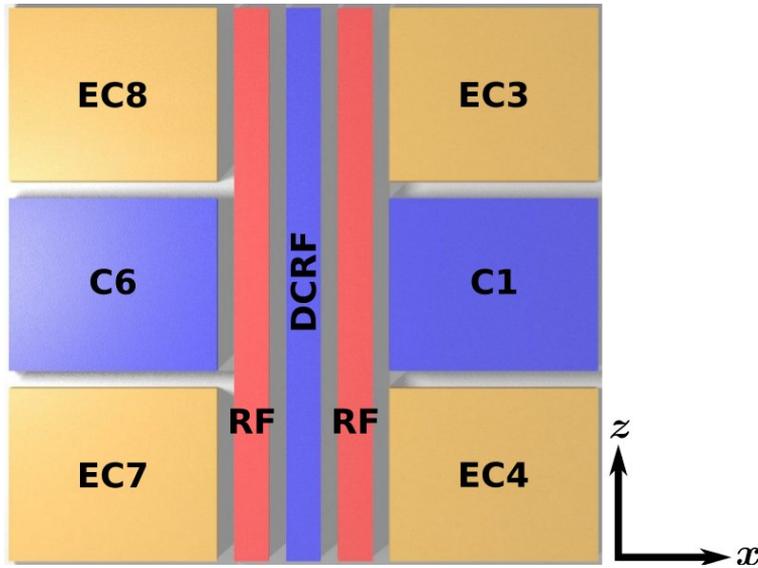


FIGURE 4.1 – Vue schématique de dessus d'un piège planaire du type utilisé lors de cette thèse. En jaune, les électrodes end-cap (EC), en rouge les électrodes radiofréquence (RF), en bleu des électrodes de compensation (C et DCRF).

- la pulsation de confinement longitudinal de l'ion ω_z , qui est un paramètre nécessaire à contrôler pour étudier son effet sur l'évolution du taux de chauffage. Le chauffage suit en première approximation une loi en $1/\omega_z$;
- le rapport des fréquences suivant les axes transverses ω_x/ω_y (anisotropie), qui est à l'origine des observations des cristaux 2D présentées dans le chapitre 5 ;
- la rotation des axes propres du potentiel total par rapport au référentiel du laboratoire, nécessaire pour améliorer le refroidissement des ions (voir section 2.1.4, page 36) ;
- l'ajout d'un potentiel linéaire selon les directions x , y et z pour déplacer l'ion selon ces directions de façon contrôlée et pouvoir ainsi minimiser l'excès de micro-mouvement (voir section 2.1.5, page 37) ;

La vision *intuitive* consistant à modifier les tensions comme dans un piège macroscopique, par exemple modifier les tensions des électrodes end-cap (voir figure 4.1) pour changer ω_z , donne dans le cas des pièges surfaciques des résultats non satisfaisants : tous les autres paramètres étant affectés

par une telle variation.

Approximation du potentiel

Comme la tension de chaque électrode affecte la plupart des paramètres de piégeage, il est nécessaire d'ajuster la tension de toutes les électrodes simultanément pour modifier un seul des paramètres de piégeage, sans modifier les autres. Cette étape, peu intuitive, peut tirer profit du calcul analytique du potentiel généré par chaque électrode à laquelle nous attribuons l'indice i , qui peut être développé autour de la position de piégeage définie par le point col du potentiel RF (zéro du champ RF) :

$$\phi_i(x, y, z) \simeq \alpha_{x,i}x^2 + \alpha_{y,i}y^2 + \alpha_{z,i}z^2 + \gamma_i xy + \beta_{x,i}x + \beta_{y,i}y + \beta_{z,i}z + \text{cste} \quad (4.4)$$

Les paramètres $\alpha_{j,i}$ affectent la courbure du potentiel et donc les fréquences propres de l'ion piégé. Le paramètre γ_i est lié à la rotation des axes propres du potentiel dans le plan xy . Les paramètres $\beta_{j,i}$ sont responsables d'un champ électrique constant et induisent donc une translation suivant les axes x , y et z . La constante n'affecte directement aucun paramètre.

On obtient une description complète du potentiel statique par une combinaison linéaire des potentiels générés par les différentes électrodes, pondérés par la tension à laquelle elles sont portées. En définissant le développement limité de ce potentiel statique par :

$$\phi_{DC}(x, y, z) \simeq \alpha_x x^2 + \alpha_y y^2 + \alpha_z z^2 + \gamma xy + \beta_x x + \beta_y y + \beta_z z \quad (4.5)$$

nous pouvons définir l'équation matricielle :

$$\begin{pmatrix} \alpha_x \\ \alpha_y \\ \alpha_z \\ \gamma \\ \beta_x \\ \beta_y \\ \beta_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_{x,EC3} & \alpha_{x,EC4} & \cdots & \alpha_{x,DCRF} \\ \alpha_{y,EC3} & \alpha_{y,EC4} & \cdots & \alpha_{y,DCRF} \\ \alpha_{z,EC3} & \alpha_{z,EC4} & \cdots & \alpha_{z,DCRF} \\ \gamma_{EC3} & \gamma_{EC4} & \cdots & \gamma_{DCRF} \\ \beta_{y,EC3} & \beta_{y,EC4} & \cdots & \beta_{y,DCRF} \\ \beta_{z,EC3} & \beta_{z,EC4} & \cdots & \beta_{z,DCRF} \\ \beta_{z,EC3} & \beta_{z,EC4} & \cdots & \beta_{z,DCRF} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} V_{EC3} \\ V_{EC4} \\ V_{EC7} \\ V_{EC8} \\ V_{C1} \\ V_{C6} \\ V_{DCRF} \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

On peut faire ce même développement pour le pseudo-potentiel RF en remarquant toutefois que :

- $\alpha_{x,RF}$ et $\alpha_{y,RF}$ caractérisent le confinement radiofréquence suivant les axes transverses du piège. On a, par définition $\alpha_{x,RF} \equiv \alpha_{y,RF}$: le pseudo-potentiel donne un confinement isotrope (les anisotropies sont obtenues grâce aux champs statiques) ;

- $\alpha_{z,\text{RF}}$ caractérise le confinement de la RF suivant l'axe longitudinal, si les électrodes RF sont parfaitement droites et parallèles, ce terme peut être réduit à zéro évitant ainsi le micro-mouvement suivant cet axe ;
- avec la géométrie choisie pour nos pièges, $\alpha_{z,\text{RF}} < \alpha_z$. Pour modifier le confinement il est donc nécessaire d'agir sur des électrodes end-cap ;
- γ_{RF} est nul si les électrodes RF sont symétriques par rapport à l'axe longitudinal. Ce terme indique la rotation du pseudo-potential par rapport aux axes du laboratoire ;
- $\beta_{x,\text{RF}}$, $\beta_{y,\text{RF}}$ et $\beta_{z,\text{RF}}$ sont nuls (par définition, pas de champ RF au centre du piège).

A titre d'exemple, les valeurs obtenues pour ces paramètres dans le cas d'un piège dessiné lors de cette thèse, sont disponibles dans la dernière section de ce chapitre.

Paramètres pertinents

Remarquons que l'équation de Laplace (formule 4.1) nous impose la relation :

$$\alpha_x + \alpha_y + \alpha_z = 0 \quad (4.7)$$

réduisant ainsi le nombre de paramètres libres du problème.

La méthode consiste à déterminer le vecteur paramètres intervenant dans l'équation matricielle 4.6 : $(\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z, \gamma, \beta_x, \beta_y, \beta_z)$, pour chaque action que l'on souhaite effectuer : tourner le potentiel, ajouter un champ statique, etc. Par commodité ce vecteur est noté en ligne et non pas en colonne comme dans l'équation initiale. Une fois celui-ci déterminé, l'équation matricielle devient un système à résoudre où les inconnues sont les tensions de piégeage.

Pulsation longitudinale ω_z L'approximation harmonique du potentiel total au niveau de la zone de piégeage permet de déterminer le paramètre α_z comme :

$$\alpha_z = \omega_z^2 \frac{m}{2e} \quad (4.8)$$

Cette formule suppose que le confinement axial induit par le champ RF est nul. Dans la pratique toutefois, la géométrie des électrodes peut induire un confinement longitudinal par la RF plus ou moins important. En associant

la pulsation $\omega_{z,RF}$ à ce confinement ($\omega_{z,RF} = \sqrt{2e\alpha_{z,RF}/m}$), on obtient une valeur α_z corrigée :

$$\alpha_z = (\omega_z^2 - \omega_{z,RF}^2) \frac{m}{2e} \quad (4.9)$$

En prenant en compte l'équation de Laplace, pour une tension et une fréquence RF fixées, les tensions statiques pour obtenir le confinement longitudinal voulu, sont calculées en inversant l'équation 4.6 avec le vecteur paramètres :

$$\left(-\frac{\alpha_z}{2}, -\frac{\alpha_z}{2}, \alpha_z, 0, 0, 0, 0\right) \quad (4.10)$$

On remarque que ce vecteur respecte l'équation de Laplace. Les tensions obtenues permettent d'obtenir une configuration piégeante sans anisotropie ni rotation du potentiel total qui sert de base avant d'ajouter l'anisotropie, la rotation, etc.

Anisotropie On peut modifier le potentiel total obtenu en changeant le rapport entre les fréquences ω_x et ω_y grâce au vecteur paramètres :

$$(-1, 1, 0, 0, 0, 0, 0) \quad (4.11)$$

On augmente ainsi ω_y aux dépens de ω_x , sans modifier d'autre paramètre. On obtient ainsi le vecteur tension à additionner aux tensions déjà calculées. Pour avoir un effet visible, il faut pondérer ce vecteur par la valeur non perturbée $\alpha_{x,RF} \simeq \alpha_{y,RF}$.

Rotation du potentiel total Le terme γ est associé à la rotation du potentiel total. On peut faire un changement de base du repère du laboratoire \mathcal{R} au référentiel tourné \mathcal{R}' (voir section 2.1.4, page 36). Le changement de base dans le plan xy donne :

$$\gamma = 2 \cos(\theta) \sin(\theta) (\alpha_{x'} - \alpha_{y'}) \quad (4.12)$$

$$\alpha_x = \alpha_{x'} \cos^2(\theta) + \alpha_{y'} \sin^2(\theta) \quad (4.13)$$

$$\alpha_y = \alpha_{y'} \cos^2(\theta) + \alpha_{x'} \sin^2(\theta) \quad (4.14)$$

On peut ainsi remonter avec $\alpha_{x'}$ et $\alpha_{y'}$ aux fréquences de vibration dans \mathcal{R}' , et définir l'angle de rotation θ .

Dans la pratique, pour ne pas être contraint par le temps de résolution du système précédent (la valeur précise de l'angle n'est pas une donnée très

importante), on part d'une configuration piégeante non tournée, puis on cherche à augmenter θ le plus possible (l'idéal étant 45°) en gardant une configuration piégeante. Cette opération est réalisée en inversant l'équation 4.6 avec le vecteur paramètres :

$$(0, 0, 0, -1, 0, 0, 0) \quad (4.15)$$

On obtient ainsi le vecteur tension à additionner aux tensions déjà calculées. Comme pour l'anisotropie, pour avoir un effet visible, il faut pondérer ce vecteur par la valeur non perturbée $\alpha_{x,\text{RF}} \simeq \alpha_{y,\text{RF}}$.

Champ linéaire Il est nécessaire d'appliquer un champ linéaire suivant les axes x , y et z pour pouvoir compenser l'excès de micro-mouvement. Par exemple, pour appliquer un champ de 1 V/m suivant l'axe x , on inverse l'équation 4.6 avec le vecteur paramètres :

$$(0, 0, 0, 0, 1, 0, 0) \quad (4.16)$$

Cela nous donne le vecteur tension à additionner aux tensions déjà calculées. On peut réaliser la même opération suivant les deux autres axes.

4.1.5 Inversion de la matrice paramètres

A cause des symétries du piège et de l'équation de Laplace, la matrice de l'équation 4.6 possède certaines valeurs propres proches de zéro. Cela pose un problème de calcul faisant diverger le résultat si on veut déterminer matrice inverse. On peut cependant utiliser une généralisation de la notion d'inverse : la pseudo-inverse (ou inverse généralisé).

Des exemples de tensions déterminées par cette méthode avec le logiciel de calcul formel Mathematica sont disponibles dans la dernière section de ce chapitre.

4.1.6 Profondeur du piège

La profondeur du piège est principalement déterminée par la tension et la fréquence RF. Elle est toutefois influencée par l'ajout des potentiels statiques qui modifient le potentiel total. Il est donc nécessaire de vérifier qu'à chaque jeu de paramètres correspond effectivement une configuration piégeante. Cette vérification peut être effectuée graphiquement sur des coupes du potentiel comme celle disponible figure 4.5. Ces coupes sont

utilisées pour obtenir la profondeur théorique d'une configuration créée en mesurant la séparation entre la position de piégeage et la position nécessitant le moins d'énergie à l'ion pour sortir du piège. Dans le cas où la barrière de potentielle minimale ne se trouve pas le long de l'axe z (ce qui est le cas dans la pratique pour les pièges étudiés dans ce manuscrit), la loi d'échelle attendue pour la profondeur de piégeage est :

$$U \propto \frac{V_{RF}^2}{\omega_{RF}^2} \quad (4.17)$$

4.1.7 Paramètre de stabilité

Étant donné la géométrie de piège surfacique linéaire que nous avons choisie, le paramètre q_z est très faible. Les paramètres de stabilité utiles (car limitants) sont $q_{x'}$ et $q_{y'}$, avec :

$$q_{x'}, q_{y'} \propto \frac{V_{RF}}{\omega_{RF}^2} \quad (4.18)$$

Ces paramètres sont fixés uniquement par la tension et la fréquence de la RF pour une géométrie donnée. Ils donnent des bornes à la tension maximale accessible à une fréquence de travail donnée.

Les paramètres $a_{x'}$, $a_{y'}$ et a_z sont uniquement liés aux champs statiques. Étant donné la forme des électrodes ne générant pas des gradients importants de champ statique, et les faibles tensions d'alimentation DC, la valeur de ces paramètres reste dans toutes les configurations piégeantes proche de zéro. On respecte donc bien la condition nécessaire pour utiliser le formalisme du pseud-potential $|a_{x',y',z}| \ll 1$. On ne les considèrera donc plus dans la suite.

4.1.8 Tension et fréquence RF

Le choix de la tension et de la fréquence RF sont le résultat d'un compromis entre :

- la profondeur que l'on veut maximiser ;
- les paramètres de stabilité que l'on veut minimiser ;
- la tension maximale que l'on peut techniquement appliquer au piège : des tests effectués sous vide dans une enceinte secondaire pour ne pas perturber le vide de travail de l'enceinte principale (pression de 10^{-8} mbar), nous ont permis de fixer la tension maximale à appliquer

pour éviter le *claquage* à environ 300 volts pic-pic pour des pièges en silice avec un espace inter-piste de l'ordre de 5 microns.

Expérimentalement, la fréquence de travail est aussi affectée par le résonateur (voir section 3.5.1, page 68), ce qui pourra engendrer d'autres contraintes. Typiquement, on essaye de travailler avec des paramètres de stabilité $q_{x'}, q_{y'} \leq 0.2$ et une profondeur $U > 50$ meV.

4.2 Dessin d'un piège

Le but de cette section est d'expliquer les choix que nous avons faits lors du dessin du masque servant à imprimer les motifs pour la micro-fabrication des échantillons. Le but ultime de ces pièges est l'étude du taux de chauffage de l'ion en fonction de la hauteur de piégeage au dessus de la surface des électrodes. Je présente aussi les contraintes techniques sur le dessin.

4.2.1 Hauteurs de piégeage

Nous choisissons une géométrie de piégeage dite "à 5 électrodes" (*five wire geometry* [95], comptées dans la largeur du piège au niveau de la zone de piégeage) avec un nombre de segments minimum (3 segments dans la direction z) : voir figure 4.1. Le premier point à déterminer est la hauteur de piégeage désirée. Nous avons réalisé une série pour des hauteurs de piégeage nominales à 20, 40, 75, 200 μm de hauteur. Nous désignerons par la suite les différents échantillons par le chiffre indiquant cette hauteur (le piège 75 μm , par exemple). Lors de l'étude du taux de chauffage, il est intéressant de comparer différentes hauteurs de piégeage pour des pièges fabriqués de façon identique : la distance entre l'ion et la surface est un paramètre crucial du problème du chauffage anormal.

La hauteur de piégeage étant en première approximation égale à la largeur des trois électrodes centrales, nous venons de fixer la largeur (dimension suivant x) des électrodes RF et DCRF, notée a dans la suite, du schéma 4.1.

4.2.2 Taille des échantillons

La dimension totale de l'échantillon est importante à prendre en considération, surtout lorsqu'on réduit la distance entre l'ion et la surface, à cause du problème de la diffusion du faisceau laser à 422 nm sur la surface

du piège. La figure 4.2 donne la taille transverse d'un faisceau gaussien à 422 nm (longueur d'onde du faisceau de refroidissement) en fonction de la coordonnée de propagation. Le faisceau est supposé être un mode gaussien TEM_{00} limité par diffraction et ayant son waist au centre du piège. On veut limiter au maximum la diffusion de ce faisceau par la surface du piège, les autres longueurs d'onde pouvant être filtrées avant le détecteur. On

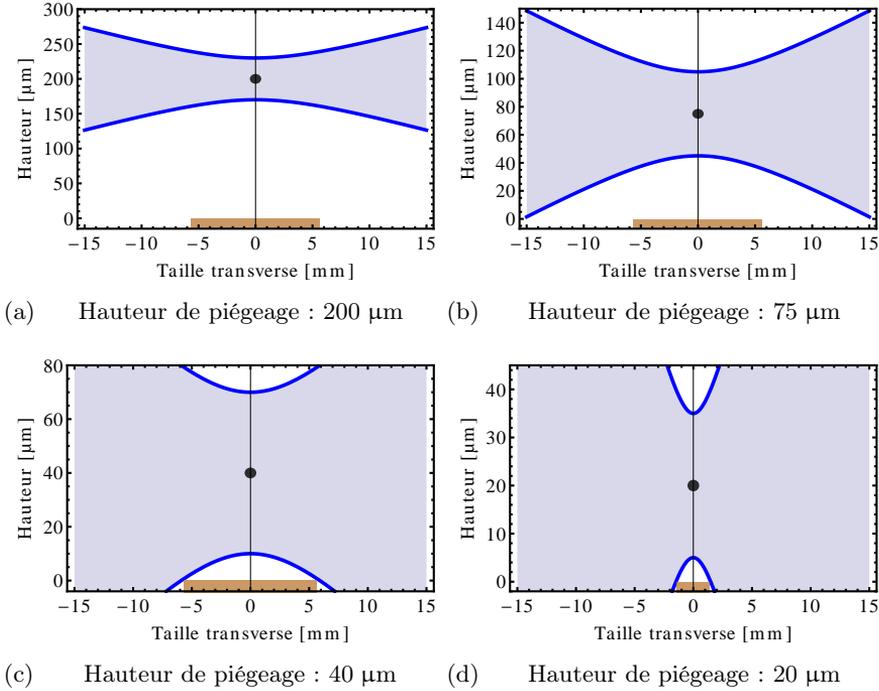


FIGURE 4.2 – Représentation d'un faisceau gaussien (mode TEM_{00}) à 422 nm qui se propage selon l'axe horizontal ayant un waist au centre du piège, pour différentes hauteurs de piégeage. Les lignes bleues représentent la limite de la zone à $\frac{1}{e^2}$ en intensité. En marron, la dimension transverse du piège : les faisceaux de refroidissement sont envoyés sur la diagonale du piège, la dimension caractéristique est donc ici la diagonale du substrat carré. La taille du waist est de 30 μm pour les cas (a), (b), (c) et de 15 μm pour le cas (d). Pour obtenir ces waists, le diamètre nominal du faisceau à 422 nm sur la dernière lentille ($f = 150$ mm) doit être de respectivement de 1.4 mm et 2.7 mm. Le point noir symbolise le centre du piège.

s'aperçoit que plus on veut miniaturiser le piège, plus les dimensions totales de l'échantillon devront être faibles.

Nous avons opté pour des pièges réalisés sur un substrat carré ayant un côté de 8 mm (la surface de la zone de piégeage étant plutôt de l'ordre de 0.02 mm^2 au centre de l'échantillon). Ceci nous permet de manipuler des échantillons de taille raisonnable au regard des différentes étapes techniques nécessaires pour la fabrication. Pour les échantillons "20 μm ", nous avons néanmoins été obligés de réduire la taille à un carré de 2 mm de côté pour pouvoir permettre la propagation du faisceau de refroidissement sans encombre.

4.2.3 Dimension longitudinale des segments centraux

Les contraintes techniques dont il faut tenir compte pour le choix de cette dimension sont les suivantes :

- les tensions DC applicables aux électrodes end-cap sont limitées par l'alimentation à ± 10 volts (voir section 3.5.2, page 70) ;
- nous souhaitons avoir des tensions à appliquer aux électrodes end-cap au moins de l'ordre de 1 volt pour ne pas être sensibles à la précision de la source DC ;
- nous voulons pouvoir obtenir une fréquence d'oscillation de l'ion le long de l'axe longitudinal accordable entre 100 et 300 kHz.

Ces choix fixent la distance entre les électrodes end-cap suivant l'axe longitudinal entre 100 et 500 μm pour les pièges ayant des hauteurs de piégeage respectivement entre 20 et 200 μm .

4.2.4 Espace inter-électrodes

L'espace inter-électrodes doit lui aussi être choisi comme résultat d'un compromis. Trop fin, il complique la réalisation technique et augmente le risque de claquage ; trop large, comme on peut le voir sur la figure 4.3, il expose l'ion au substrat isolant. Des charges parasitant le potentiel de piégeage peuvent y être piégées, et conduire à une dérive lente de la position de piégeage, modifiant les tensions de compensations en fonction du temps [10]. On voit sur la figure que le rapport e/l (e étant l'épaisseur de l'électrode et l la taille de l'espace inter-électrode) ne doit pas être plus petit qu'une valeur limite. En appelant d la hauteur de piégeage, on peut aussi faire un développement limité au premier ordre du calcul de la hauteur de piégeage [12, 104]. Dans le cas où les trois électrodes centrales ont la même largeur a , on obtient $d \simeq \sqrt{3}/2 \times a$. Donc l'angle α (défini

sur la figure 4.3) vaut 60° , et idéalement $l < e/\sqrt{3}$ (par exemple, pour un espace inter-électrode de $5\ \mu\text{m}$, l'épaisseur d'or devrait être au minimum de $8.7\ \mu\text{m}$ pour isoler l'ion du substrat).

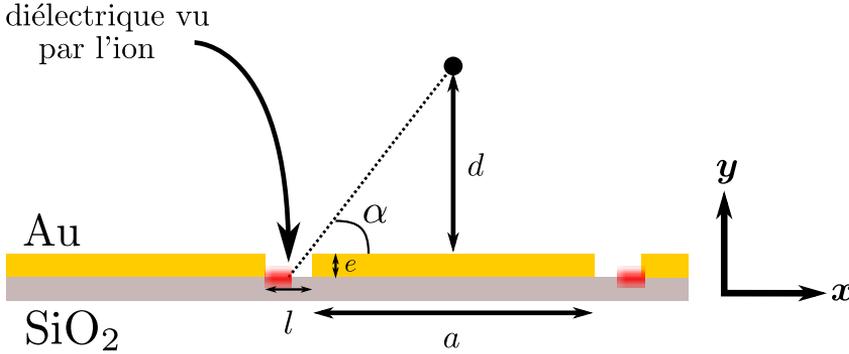


FIGURE 4.3 – Schéma d'une coupe du piège au niveau de la zone de piégeage. L'ion est piégé à une distance d de l'électrode centrale, ayant une largeur a . L'épaisseur des électrode est e et la distance inter-électrodes l . En rouge, la zone de substrat isolant exposée à l'ion.

Une précédente campagne de fabrication a permis de tester la réalisation de pièges avec des interstices l entre 2 et $10\ \mu\text{m}$ [12]. Toutefois seuls les échantillons de $10\ \mu\text{m}$ et de rares de $8\ \mu\text{m}$ se sont avérés utilisables car sans court-circuits entre électrodes. Nous décidons de créer deux dimensions : 5 et $8\ \mu\text{m}$ d'espace inter-électrodes. Pour augmenter la probabilité de réussite de fabrication, en dehors de la zone de piégeage (définie comme la zone autour du segment central), la distance inter-électrode est élargie à au moins $15\ \mu\text{m}$.

4.2.5 Diminution de la surface de diélectrique exposée

Une autre façon pour que le substrat soit moins exposé à l'ion est de diminuer l'angle α (voir figure 4.3) définissant la zone d'exposition de l'ion. Cet angle est proportionnel au rapport d/a où d est la hauteur de piégeage de l'ion et a la largeur de l'électrode. Lorsque les largeurs des segments centraux ne sont plus égales (on élargi la piste centrale au détriment d'une des pistes latérales), le développement limité donne : $d \simeq a/2 \times \sqrt{1 + 2(1 - \epsilon)/(1 + \epsilon)}$ où ϵ est l'augmentation de largeur du segment central : $a \rightarrow a + \epsilon$. Donc en augmentant la largeur de la piste centrale, on augmente la hauteur de piégeage et on diminue l'angle α , donc

l'exposition de l'ion au substrat isolant. Cela déforme aussi le potentiel, il faut donc veiller en utilisant cette méthode à garder une configuration piégeante.

Cet effet assez faible permet toutefois de diminuer l'épaisseur d'or nécessaire (ou d'augmenter l'espace inter-pistes) : il est plus facile de micro-fabriquer des pièges moins épais. Une augmentation de largeur de 20% de l'électrode centrale au détriment d'une des électrodes RF se traduit par un angle α passant de 60 à 56.8° ; et donc dans ce cas, pour un espace inter-électrodes de 5 μm , l'épaisseur d'or minimum pour éviter que l'ion soit exposé au substrat isolant baisse de 8.7 à 7.7 μm .

4.2.6 Rotation du potentiel

Comme nous l'avons vu dans la section 4.1.4, il est possible d'induire une rotation des axes propres du potentiel piégeant en introduisant des tensions statiques. Néanmoins, il est possible d'obtenir ce même résultat en brisant la symétrie entre les électrodes RF [65]. Nous avons ainsi créé une différence de largeur de 20% entre les deux électrodes RF. Cette asymétrie crée une rotation du pseudo potentiel de 4.5°. Cette rotation pourra être augmentée par les tensions statiques appliquées selon les méthodes décrites précédemment.

4.2.7 Réalisation d'un schéma du piège

La figure 4.4 présente le masque réalisé pour le piège le plus petit (l'échantillon "20 μm ") de la série, basé sur le schéma de base proposé figure 4.1 et en prenant en compte les contraintes préalablement définies. Pour les autres dimensions, la reproduction du masque dans ce manuscrit ne permettrait pas de discerner les détails (le "20 μm " ne fait que 2 mm de côté contre 8 mm pour les autres). Sur ce tracé on peut voir la conséquence d'une autre contrainte technique : la surface qu'il faut réserver pour les connections électriques.

4.3 Modélisation du potentiel

Le dessin ayant été réalisé, intéressons nous maintenant aux potentiels de piégeage générés par cette série de pièges. Dans la pratique, lors du dessin du masque, il y a un aller-retour permanent entre les modifications

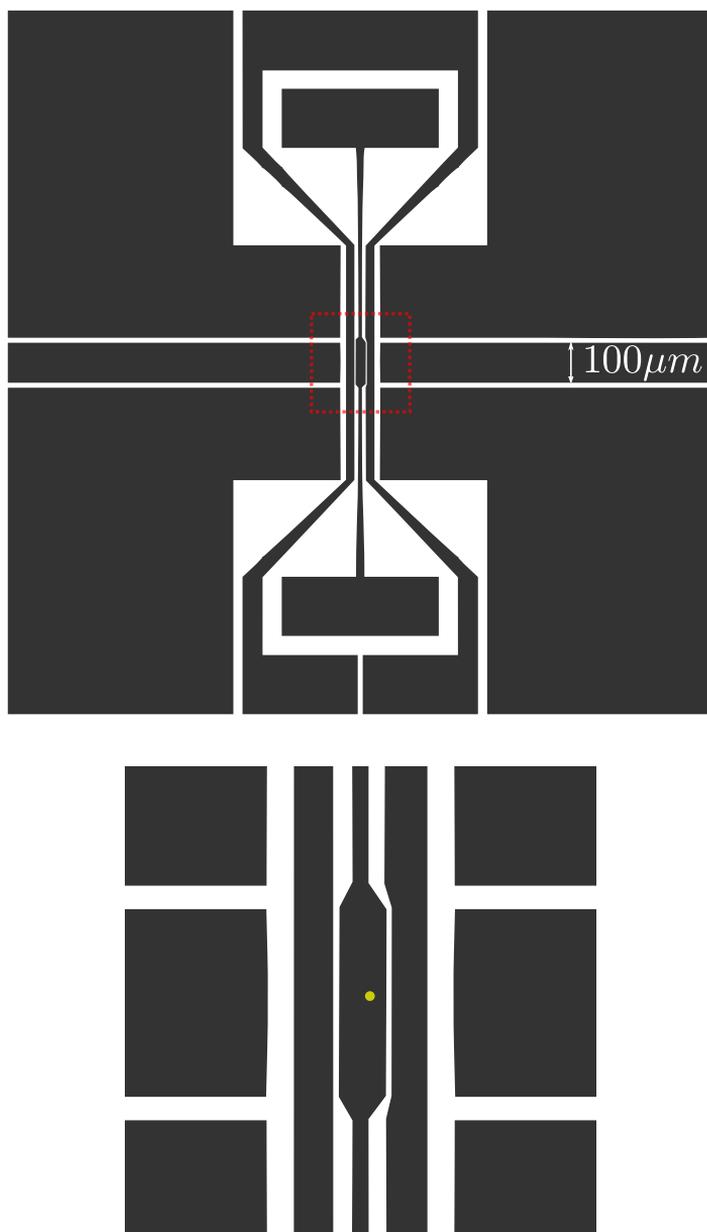


FIGURE 4.4 – Reproduction du masque pour l'échantillon $20\mu m$. La zone de piégeage est au centre du dessin. La terminaison des électrodes RF et DCRF (rectangles en haut et bas de la figure) sont faites pour les connexions électriques. En bas, un agrandissement de la zone repérée par les pointillés rouges, avec en jaune la position du minimum de potentiel total.

du dessin et la modélisation afin de s'assurer que la configuration des électrodes proposée reste toujours piégeante.

La modélisation du potentiel est réalisée avec Mathematica, logiciel de calcul formel : nous avons en effet vu dans la première section de ce chapitre que le potentiel généré par une électrode peut être exprimé analytiquement.

Je présente ici les paramètres pour le piège 75 μm . On obtient les paramètres pour les autres pièges de manière similaire.

4.3.1 Paramètres de stabilité

Dans le cas du piège considéré on obtient, en utilisant l'équation 2.15, les valeurs présentées tableau 4.1 pour une tension RF de 200 V pic-pic à une fréquence de 33 MHz. Nous garderons par la suite ces valeurs pour les paramètres RF.

	$q_{x'}$	$q_{y'}$	q_z
$V_{RF} = 200V_{pp}$	0.22	-0.21	-0.01

TABLE 4.1 – Valeurs des paramètres de stabilité pour une tension RF de 200 V pic-pic à une fréquence de 33 MHz. On veille à garder ces valeurs au maximum autour de 0.2 en valeur absolue. On peut constater que la valeur de q_z est négligeable, comme annoncé dans section 4.1.7.

4.3.2 Calcul de l'influence de chaque électrode.

Dans un premier temps, on repère la position de la zone de piégeage en cherchant le zéro du pseudo-potentiel RF, les autres électrodes étant à la masse. La figure 4.5 présente une coupe du pseudo-potentiel RF au dessus du piège considéré. Dans notre cas, la hauteur de piégeage est de 77.8 μm et la position du minimum est décalée de 11.7 μm suivant l'axe x par rapport au centre géométrique du piège.

On peut maintenant calculer en ce point l'influence de chaque électrode en cherchant les paramètres $\alpha_{j,i}$, $\beta_{j,i}$ et γ_i introduits dans la première section de ce chapitre. Les résultats sont présentés tableaux 4.2 et 4.3. A titre de comparaison, j'ai ajouté les valeurs obtenues pour le pseudo-potentiel RF pour une tension de 200 V pic-pic.

	$\alpha_{x,i}$ Vm^{-2}	$\alpha_{y,i}$ Vm^{-2}	$\alpha_{z,i}$ Vm^{-2}	γ_i Vm^{-2}
EC3	0.76×10^6	-1.46×10^6	0.70×10^6	2.18×10^6
EC4	0.76×10^6	-1.46×10^6	0.70×10^6	2.18×10^6
EC7	0.67×10^6	-1.14×10^6	0.46×10^6	-2.02×10^6
EC8	0.67×10^6	-1.14×10^6	0.46×10^6	-2.02×10^6
C1	6.35×10^6	-4.95×10^6	-1.40×10^6	1.66×10^6
C6	4.18×10^6	-3.25×10^6	-0.93×10^6	-2.49×10^6
DCRF	-33.6×10^6	-3.25×10^6	-0.79×10^6	7.11×10^6
Pseudo Pot.	107.03×10^6	115.38×10^6	0.161×10^6	1.334×10^6

TABLE 4.2 – Valeurs des parties quadratiques obtenues lors de la modélisation de chaque électrode par la fonction présentée formule 4.4. On retrouve les différentes symétries du problème dans ces valeurs. On peut aussi se rendre compte de l'importance relative de chaque électrode sur les paramètres de piégeage. On s'aperçoit par exemple que la contribution au confinement longitudinal par le pseudo-potentiel est loin d'être négligeable et devra être prise en compte.

	$\beta_{x,i}$ Vm^{-1}	$\beta_{y,i}$ Vm^{-1}	$\beta_{z,i}$ Vm^{-1}
EC3	251	652	246
EC4	251	652	-246
EC7	-217	602	-198
EC8	-217	602	198
C1	808	493	0
C6	-565	442	0
DCRF	-311	-3700	0
Pseudo Pot.	0	0	0

TABLE 4.3 – Valeurs des parties linéaires obtenues lors de la modélisation de chaque électrode par la fonction présentée formule 4.4. Comme pour les composantes quadratiques on retrouve les différentes symétries du problème dans ces valeurs.

4.3. MODÉLISATION DU POTENTIEL

	EC3	EC4	EC7	EC8	C1	C6	DCRF
	V	V	V	V	V	V	V
x	0.519	-0.519	0.714	0.714	0.925	-1.457	-0.001
y	0.360	0.360	0.648	0.648	0.448	0.368	0.172
z	1.235	-1.235	-0.993	0.993	0.000	0.000	0.000

TABLE 4.4 – Tensions à ajouter à chaque électrode pour appliquer un champ de 1000 V/m suivant chacune des directions x , y et z . On s’aperçoit que toutes les valeurs doivent être modifiées pour ne pas perturber les paramètres de piégeage autres que celui voulu.

	EC3	EC4	EC7	EC8	C1	C6	DCRF
	V	V	V	V	V	V	V
$\omega_z = 250$ kHz	0.031	0.031	-0.059	-0.059	-0.371	0.400	-0.107
ω_x/ω_y	-0.003	-0.003	0.407	0.407	0.228	-0.073	0.154
rotation	0.227	0.227	-0.262	-0.262	-0.111	0.239	0.009

TABLE 4.5 – Tensions à appliquer pour avoir la fréquence de confinement longitudinale de 250 kHz. Le seul pseudo-potentiel RF permet d’obtenir 94.4 kHz de confinement longitudinal. Les deux dernières lignes indiquent respectivement le vecteur potentiel à utiliser pour augmenter ou réduire l’anisotropie ou la rotation du potentiel total.

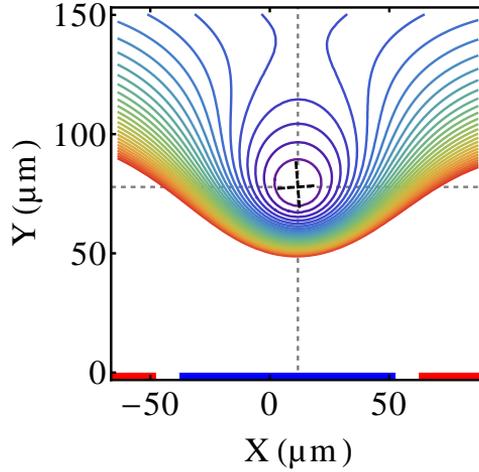


FIGURE 4.5 – Coupe du pseudo-potential RF (les électrodes générant les tensions statiques étant à la masse) dans le plan $z = 0$. En rouge les électrodes RF, en bleu l'électrode DCRF : même code couleur que sur la figure 4.1. La tension RF est de 200 V pic-pic. À cause de la brisure de la symétrie suivant l'axe x (la largeur des deux électrodes RF est différente) le minimum du potentiel RF est légèrement décalé par rapport au centre géométrique des électrodes à potentiel statique (End-cap et électrodes de compensation). On trouve que pour ce piège, la zone de piégeage est située à $77.8 \mu\text{m}$ de hauteur et est décalée de $11.7 \mu\text{m}$ sur l'axe x par rapport au centre géométrique du piège. Selon l'axe z , le calcul donne logiquement un minimum au centre de symétrie. En pointillés noirs au niveau du centre du piège, l'orientation des axes propres du pseudo-potential. Chaque équipotentielle est séparée de 10 meV.

4.3.3 Contrôle des paramètres de piégeage.

Étant donné l'influence des sept tensions statiques sur les 6 paramètres que l'on cherche à contrôler, utiliser des solutions *intuitives* comme augmenter le confinement longitudinal en ne jouant que sur les seules end-cap, ne peut être utilisé qu'en toute première approximation. En continuant cet exemple, comme on peut le voir avec le tableau de valeurs 4.3, modifier les tensions des end-cap modifie effectivement le confinement longitudinal mais ajoutera des champs statiques non désirés au potentiel total, ce qui aura pour conséquence de déplacer son minimum et donc de causer un excès de micro-mouvement.

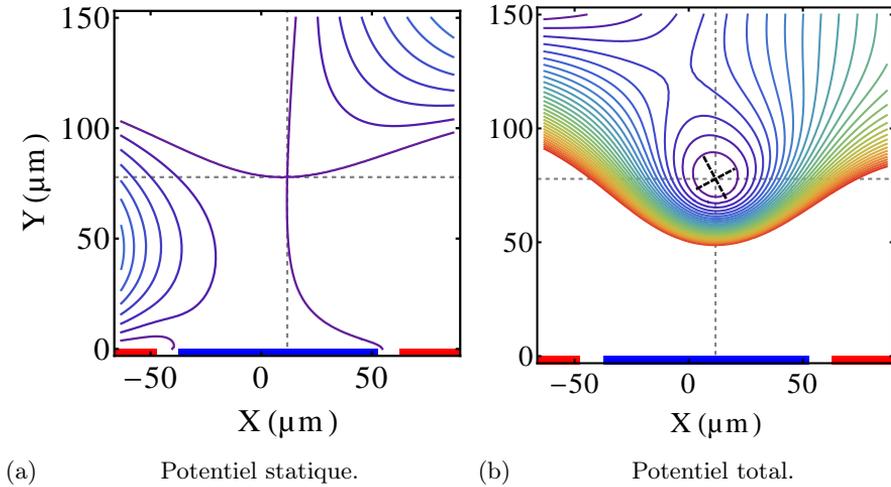


FIGURE 4.6 – Résultat de de la modélisation du potentiel dans le même plan que figure 4.5 ($z = 0$). La figure (a) représente la contribution des électrodes statiques. La figure (b) représente la somme du pseudo-potentiel présenté figure 4.5 et du potentiel statique. En pointillés gris au niveau du centre du piège, l’orientation des axes propres du potentiel total. Chaque équipotentielle est séparée de 10 meV.

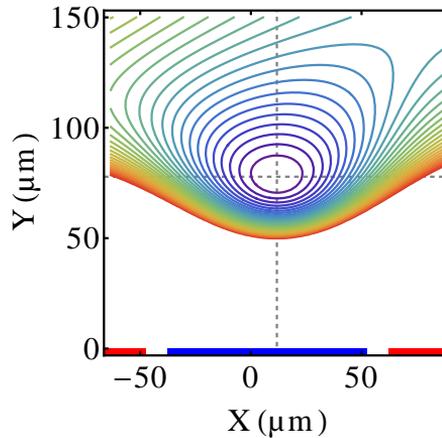


FIGURE 4.7 – Résultat de la modélisation du potentiel dans le même plan que figure 4.5 ($z = 0$). Cette figure illustre un cas où l’anisotropie a été augmentée. Le rapport ω_x/ω_y vaut ici 0.7. On peut aussi s’apercevoir que dans cette configuration, la profondeur de piégeage a été augmentée. Chaque équipotentielle est séparée de 10 meV.

Finalement, l'information expérimentalement intéressante est de savoir comment agir sur les tensions appliquées à chaque électrode afin de :

- compenser le micro-mouvement en appliquant un champ constant suivant les trois directions de l'espace ;
- modifier le confinement longitudinal ;
- tourner le potentiel total dans le plan xy ;
- modifier l'anisotropie du piège ω_x/ω_y .

Comme annoncé précédemment, on inverse pour cela la relation 4.6 et on obtient les résultats présentés dans les tableaux 4.4 et 4.5.

La figure 4.6 présente la forme du potentiel statique ajouté au pseudo-potential déjà présenté figure 4.5, ainsi que le potentiel total obtenu. On peut y voir la rotation des axes demandée. Comme autre illustration du contrôle obtenu sur les paramètres de piégeage, la figure 4.7 présente un potentiel total pour lequel on a imposé une anisotropie entre les pulsations ω_x et ω_y de 0.7.

4.4 Améliorations envisageables

Le principal défaut de la géométrie présentée ici est la présence d'un épaulement d'une électrode RF au niveau de la zone de piégeage. Celui-ci a été réalisé pour obtenir une rotation du pseudo-potential. Cependant son effet est très limité (le pseudo-potential est tourné de 4.5°). Il crée une contribution du pseudo-potential suivant l'axe z qu'il est préférable d'éviter pour éviter le micro-mouvement sur cet axe. Le confinement suivant z peut être parfaitement effectué par les potentiels statiques.

Une autre proposition est de séparer l'électrode RF en deux électrodes distinctes. On peut ensuite créer l'asymétrie nécessaire à la rotation du potentiel total en superposant une tension statique différente sur chaque électrode RF [127].

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre j'ai présenté brièvement le calcul analytique du potentiel total généré au dessus d'un micro-piège à ions. J'ai ensuite présenté les différentes caractéristiques à prendre en considération lors de l'élaboration d'un dessin de piège. J'ai finalement montré comment prendre ces paramètres en compte dans le dessin, ainsi que les contraintes techniques

4.5. CONCLUSION

rencontrées. J'ai finalement présenté les résultats de la modélisation dans le cas d'un échantillon piégeant les ions à 77 μm de la surface.

CHAPITRE 5

Piège surfacique sur carte de circuit imprimé

Dans ce chapitre je présente le premier piège surfacique testé avec succès dans l'équipe. Il a des dimensions plus importantes que ceux présentés dans

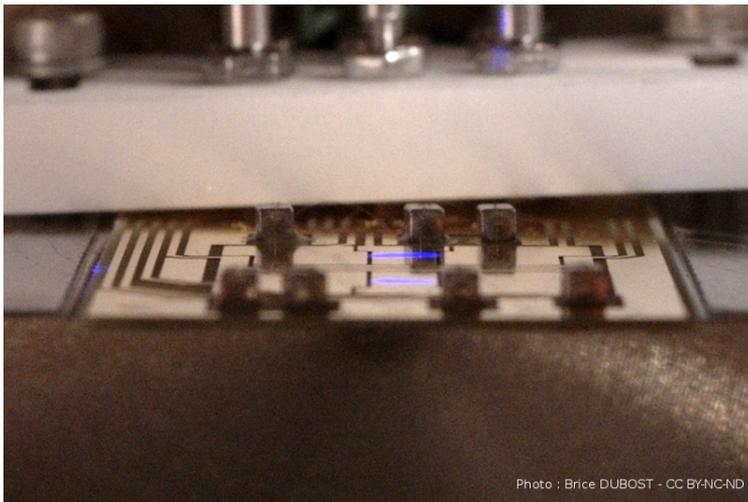


FIGURE 5.1 – Photographie d'un cristal de Coulomb contenant environ 10^4 ions strontium obtenu avec un piège planaire réalisé sur carte de circuit imprimé. On peut distinguer l'image de l'ensemble d'ions réfléchi par les électrodes dorées du piège. La longueur du cristal est de 2.5 mm environ.

le chapitre précédent pour faciliter les premières expériences de piégeage au dessus d'une surface. Je décrirai le dispositif, montrerai l'accord obtenu entre les simulations et les mesures.

Je présenterai dans la dernière partie une réalisation originale obtenue avec ce piège : la réalisation de gros cristaux de coulomb à deux dimensions.

Ce type de piège, fabriqué sur carte électronique, a été réalisé par une équipe du MIT dès 2007 [128, 129]. Cependant l'observation de grands cristaux de Coulomb n'a pas été rapportée, vraisemblablement à cause de champs parasites mal compensés [128] ou à cause de la géométrie particulière utilisée [129].

5.1 Présentation du dispositif

5.1.1 Géométrie

Une photo du piège décrit dans ce chapitre sur son support est présentée sur la figure 5.2. Une vue détaillée de sa géométrie est présentée figure 5.3. La géométrie des électrodes donne une hauteur de piégeage nominale d'environ $500\ \mu\text{m}$ au dessus de la surface. Il a été dessiné puis réalisé à la manière des circuits imprimés industriels standards en utilisant une gravure chimique pour séparer les électrodes en cuivre qui ont ensuite été plaquées par une couche d'or électrolytique sur une épaisseur de l'ordre du micromètre, pour avoir un matériau plus inerte et ne s'oxydant pas en surface. Ce type de procédure est disponible chez la plupart des fabricants de cartes électroniques. Le substrat est une carte standard en FR4¹ d'épaisseur 330 microns. Ce matériau a prouvé être compatible ultra-vide et supporte des étuvages jusqu'à $150\ ^\circ\text{C}$ [121]. La géométrie du piège est similaire à celle considérée jusqu'à présent dans ce manuscrit (voir figure 4.1 page 90).

5.1.2 Paramètres théoriques d'utilisation

Ce piège été utilisé avec une fréquence RF de 6.9 MHz, et une tension typique de 250 V pic-pic (125 V d'amplitude). Les tensions des autres électrodes ont été calculées en utilisant la méthode décrite dans le chapitre précédent. Trois exemples de configuration de piégeage sont représentés dans la figure 5.4 sous forme de section du potentiel total dans le plan (x, y) ,

1. résine époxy renforcée de fibres de verre utilisée pour la fabrication des circuits imprimés.



FIGURE 5.2 – Photographie du piège sur carte de circuit imprimé sur son support. On peut distinguer les connexions électriques amenant les tensions de l'extérieur et se connectant au piège via une grille de 9 vis sur une pièce isolante en macor (en blanc). Les vis assurent le contact électrique avec le piège grâce à des ressorts, positionnés en bout de vis, qui appuient sur des pastilles de la carte. Une vue détaillée de la zone de piégeage est présentée sur la figure 5.3.

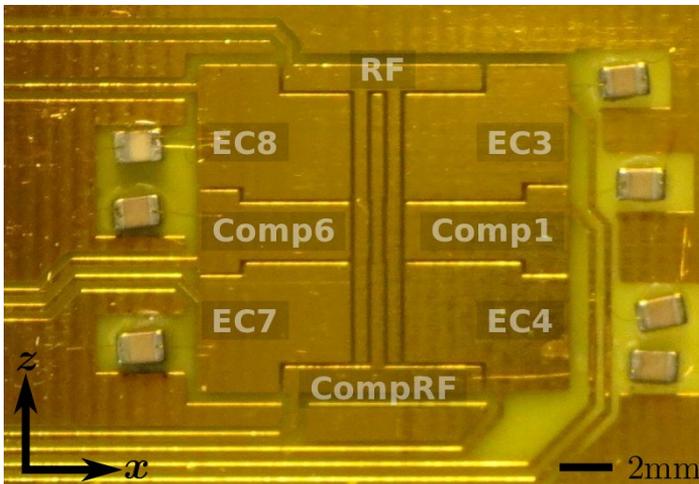


FIGURE 5.3 – Photographie du piège à ions réalisé sur carte FR4 par des techniques standards de fabrication de circuits imprimés. La dimension suivant x des pistes centrales est de $500\ \mu\text{m}$. Les espaces inter-piste sont de $200\ \mu\text{m}$. Pour minimiser le couplage de la RF sur les électrodes statiques, des condensateurs de filtrage ($10\ \text{nF}$) ont été connectés par micro-câblage (*wire bonding*) entre les électrodes portées aux tensions statiques et la masse.

correspondant à différentes valeurs d'anisotropies ω_x/ω_y . Les fréquences propres d'oscillation et les paramètres de stabilité calculés dans chaque cas, pour différentes valeurs d'anisotropies ω_x/ω_y sont aussi discutés dans la légende de la figure.

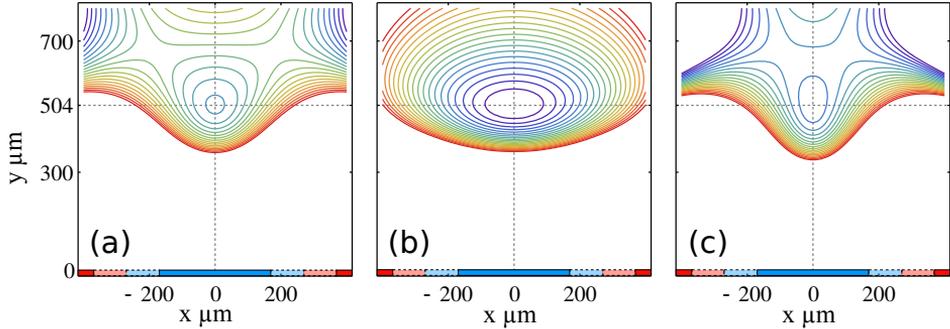


FIGURE 5.4 – Coupes du potentiel total dans le plan (x, y) , à $z = 0$ (au niveau de la zone de piégeage) pour trois configurations différentes. Dans chacun des cas, la distance de l'ion à la surface du piège est de $504 \mu\text{m}$, et les paramètres de stabilité sont $q_x = 0.173$, $q_y = -0.171$ et $q_z = 0.002$ (pour une fréquence RF de 6.9 MHz , et une tension de 250 V pic-pic). Les paramètres calculés sont : (a) Configuration isotrope : $\omega_x = 408 \text{ kHz}$, $\omega_y = 404 \text{ kHz}$, $\omega_z = 156 \text{ kHz}$ pour une profondeur de 38 meV (profondeur mesurée graphiquement entre la position de piégeage et le point de fuite nécessitant le moins d'énergie à l'ion pour sortir du piège) (b) Configuration anisotrope *parallèle* $\omega_x < \omega_y$: $\omega_x = 266 \text{ kHz}$, $\omega_y = 529 \text{ kHz}$, $\omega_z = 39 \text{ kHz}$ pour une profondeur de 141 meV (c) Configuration anisotrope *orthogonale* $\omega_x > \omega_y$: $\omega_x = 474 \text{ kHz}$, $\omega_y = 297 \text{ kHz}$, $\omega_z = 197 \text{ kHz}$ pour une profondeur de 13 meV . Des images expérimentales de cristaux de Coulomb obtenus dans les deux dernières configurations sont représentées dans les figures 5.13 et 5.14.

5.1.3 Alignement des faisceaux lasers

L'alignement des faisceaux est une opération délicate : il faut arriver à focaliser dans la zone de piégeage d'une centaine de microns de côté, trois faisceaux superposés. Cette opération est facilitée par la présence du piège planaire : en observant la forme du faisceau sur le piège et en sortie d'enceinte ultra-vide, on peut récupérer des indices nous informant sur la qualité de l'alignement. On procède de la façon suivante :

- on ne travaille au départ qu'avec le faisceau de photo-ionisation

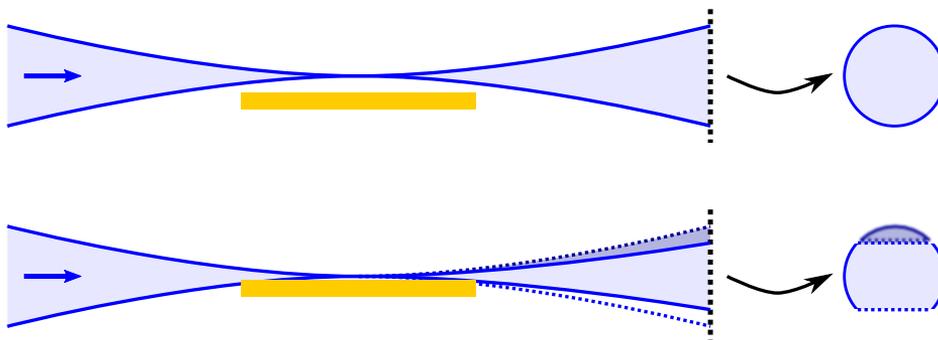


FIGURE 5.5 – Schéma de la propagation d'un faisceau au dessus d'un micro-piège. En sortie d'enceinte, lorsque le faisceau est parfaitement aligné parallèlement au piège, on doit observer un disque progressivement tronqué en haut et en bas de façon symétrique lorsqu'on le baisse parallèlement au piège. La partie tronquée supérieure doit être remplacée par la réflexion d'une partie du faisceau sur le piège (réflexion représentée en couleur plus foncée). Le rectangle jaune représente le piège.

(atténué), sans la dernière lentille de focalisation (voir schéma 3.13 page 64). On aligne ce faisceau parallèle au piège, en le faisant passer par la zone de piégeage. La diffusion sur le piège (observée avec la caméra orientée suivant y) nous permettent de réaliser cette opération ;

- on place la dernière lentille perpendiculaire au faisceau en le faisant passer par son centre. Bouger cette lentille verticalement (selon y) permet de translater le faisceau verticalement en le gardant parallèle au piège (une vis micrométrique facilite cette opération) ;
- on essaye d'obtenir la forme de faisceau présentée figure 5.5. Suivant l'écart obtenu au schéma, on sait comment doit être bougé le faisceau : par exemple si le faisceau n'est pas tronqué de façon symétrique, cela signifie que le waist n'est pas au centre du piège, ou que le faisceau n'est pas parallèle au piège ;
- on repère la position où exactement la moitié du faisceau est réfléchi qui identifie l'alignement du centre du faisceau sur la surface du piège ;
- grâce à la vis micrométrique, on sur-élève le faisceau de 500 microns par rapport à la surface du piège ;
- on superpose les 3 faisceaux (422 nm, 1092 nm et photo-ionisation)

- en amont de l'enceinte ultra-vide ;
- lorsque toutes ces opérations ont été correctement effectuées, l'alignement est généralement suffisant pour créer et refroidir des ions ;
- à partir de la configuration où les faisceaux sont superposés, on déplace le faisceau à 1092 nm parallèlement à lui-même, tout en le gardant focalisé sur les ions ;
- on positionne la caméra de monitoring des faisceaux au croisement des deux faisceaux de refroidissement ;
- on superpose à nouveau les trois faisceaux.

La conservation au jour le jour de l'alignement peut être effectuée en suivant l'évolution de la position des faisceaux sur la caméra de monitoring ; elle permet également d'obtenir le profil des faisceaux.

5.2 Fonctionnement du piège et caractérisations

Lors des expériences réalisées sur ce piège, la pression dans l'enceinte ultra-vide a été estimée entre 10^{-9} mbar et quelques 10^{-10} mbar, ce qui limitait la durée de vie d'un ion refroidi à environ cinq minutes (ce piège a été utilisé avant les opérations d'amélioration du vide présentées section 3.1 page 51).

Suivant les tensions appliquées, ce piège nous a permis de créer plusieurs types de cristaux. Nous avons pu piéger des ions uniques, des chaînes (voir figure 5.7), des cristaux de Coulomb à deux dimensions (voir figures 5.13 et 5.14) et des cristaux de Coulomb allant jusqu'à quelques milliers d'ions dans les configurations les plus profondes (voir figures 5.1 et 5.6). Ces chiffres peuvent se comparer aux cristaux obtenus dans des pièges de Paul linaires macroscopiques [130], et lors des expériences utilisant des cristaux de Coulomb en cavité [131].

Le taux de création des ions est d'environ 10 par seconde comme expliqué dans la section décrivant la photo-ionisation (section 3.3.1 page 58), pour un courant de four de 1.55 ampères et une puissance de laser photo-ionisateur de 50 mW. Les plus gros cristaux ont été créés en quelques minutes en montant le courant du four à 1.60 ampères (la quantité d'ions créés par unité de temps double à chaque incrément de 0.03 ampères), et en augmentant la puissance de photo-ionisation à 200 mW (ce processus a une efficacité quadratique).

Dans chacun des cas présentés le micro-mouvement a été compensé : les

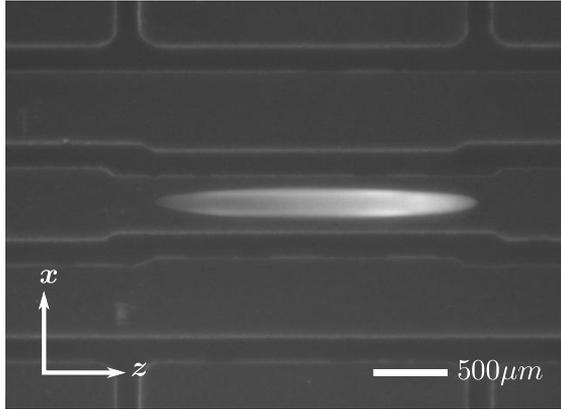


FIGURE 5.6 – Vue du dessus d’un cristal contenant approximativement 5000 ions Sr^+ . On peut distinguer les électrodes dans le plan inférieur. On peut voir que la partie droite du cristal est plus lumineuse que la gauche : par pression de radiation l’isotope à résonance avec le laser de refroidissement est poussé sur la droite, laissant sur la gauche des ions qui n’interagissent pas avec le faisceau (environ 20% du cristal). Tous les ions sont néanmoins refroidis : soit par refroidissement laser, soit par refroidissement sympathique.

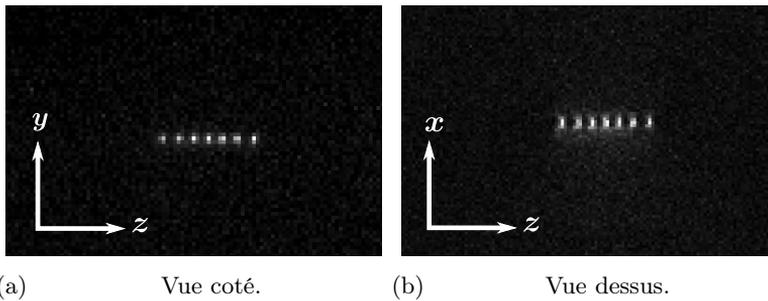


FIGURE 5.7 – Vue d’une chaîne de 7 ions avec chacune des caméras du système d’imagerie présenté figure 3.20. La distance entre deux ions est d’environ $15 \mu\text{m}$.

champs de compensation utilisés sont compris entre 50 V/m et 250 V/m. Les figures 3.23 et 3.24 page 81 décrivant le principe de la compensation de champs statiques, ont été obtenues sur ce piège. Les compensations sont stables sur une période de 30 min, mais pas d'un jour à l'autre : on observe alors des variations typiques de 70 V/m.

Dans nos expériences, seul l'isotope 88 du strontium est refroidi par laser. Les autres isotopes (84, 86 et 87), représentant environ 20% des atomes présents sont aussi piégés mais sont refroidis uniquement par refroidissement sympathique (par échange d'énergie avec les ions fluorescents) [132]. On peut identifier ces isotopes non résonants avec les lasers de refroidissement par les parties non fluorescentes observables dans certain cristaux (figure 5.13 (b)).

5.2.1 Spectre de refroidissement

Nous avons effectué des spectres de refroidissement sur un ion unique. Cette expérience consiste à mesurer la fluorescence en fonction du désaccord Δ_b . Un exemple de spectre obtenu est présenté figure 5.8. Il a été réalisé avec une puissance bleu de 50 μW pour une taille de faisceau de 110 microns (à $1/e^2$ lors de l'ajustement gaussien du profil du faisceau), et une puissance IR de 55 μW pour une taille de faisceau elle aussi de 110 microns. L'ajustement lorentzien du spectre donne une largeur de 32 MHz. On voit que les points expérimentaux sont bien ajustés par ce type de profil : il n'y a aucune trace visible d'élargissement gaussien, signe de l'élargissement Doppler. Le seul élargissement provient de la puissance des lasers. L'équation 2.19 nous donne la largeur dans ce cas : $\sqrt{1+s} \times \Gamma$ (je rappelle que s est le paramètre de saturation et que Γ est la largeur du niveau excité, de 21.5 MHz pour le strontium). On observe logiquement une chute brutale de la fluorescence à désaccord positif : dans ces condition l'ion n'est plus refroidi mais chauffé, donc n'est plus résonant avec le laser et ne fluoresce plus. Vers un désaccord $-\Gamma$, on observe une baisse de la fluorescence correspondant à un état noir (voir section 2.3 page 45) dû à la présence du laser re-pompeur. Avant $-1.5 \times \Gamma$ on voit une zone correspondant vraisemblablement à une efficacité de refroidissement trop faible à grand désaccord : l'ion étant *chaud* le profil de la raie à cet endroit est beaucoup plus large.

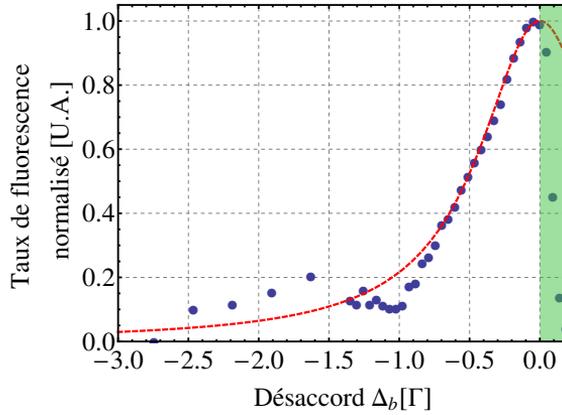


FIGURE 5.8 – Spectre de refroidissement d'un ion $^{88}\text{Sr}^+$. En bleu les points expérimentaux pris avec un temps d'intégration de 0.5 secondes. En pointillés rouge, une indication de l'enveloppe lorentzienne d'une largeur de $\sqrt{2.25} \times \Gamma$, où Γ est la largeur naturelle de la transition de refroidissement utilisée sur le strontium 88. La courbe est élargie par la puissance laser avec un paramètre de saturation de 1.25. En vert, la zone où l'ion n'est pas refroidi mais chauffé.

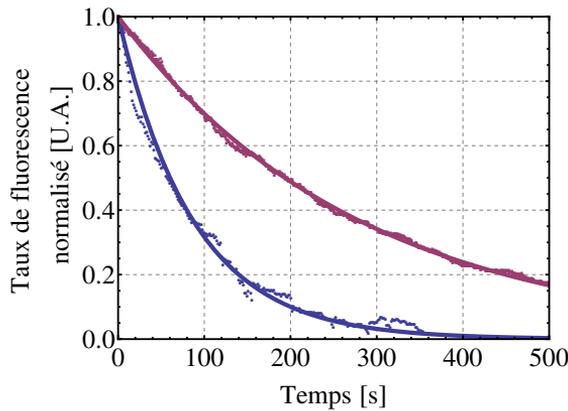


FIGURE 5.9 – Évolution temporelle de la fluorescence normalisée d'un nuage refroidi contenant initialement une centaines d'atomes. L'ajustement donne 87 secondes de durée de vie lors des premières expériences (en bleu) et 279 secondes après colmatage d'une fuite (en violet). On voit sur la courbe bleue l'effet de plusieurs facteurs : les faisceaux lasers non asservis et les collisions importantes chauffant parfois le nuage.

5.2.2 Durée de vie des ions dans le piège

La durée de vie des ions dans le piège a été mesurée en chargeant un nuage de quelques centaines d'ions dans le piège et en enregistrant l'évolution temporelle de la fluorescence. Cette expérience a été réalisée avant et après la réparation d'une fuite. La figure 5.9 donne les résultats obtenus. On mesure un temps de vie de 87 secondes, amélioré à 279 secondes après réparation de la fuite (le vide est alors estimé entre 10^{-9} et quelques 10^{-10} mbar). Cette durée de vie est limitée par les collisions avec le gaz résiduel qui éjectent les ions du piège, raison qui nous a poussés à améliorer le vide sensiblement : voir section 3.1 page 51. La durée de vie de la fluorescence peut aussi être affectée par des réactions chimiques avec le gaz résiduel pouvant produire par exemple du SrO^+ (ou d'autres ions moléculaires). Cependant, dans ce cas des ions moléculaires peuvent rester piégés et augmenter la proportion du nuage ne fluoresçant pas, ce qui n'a pas été observé de façon claire.

5.2.3 Sauts quantiques

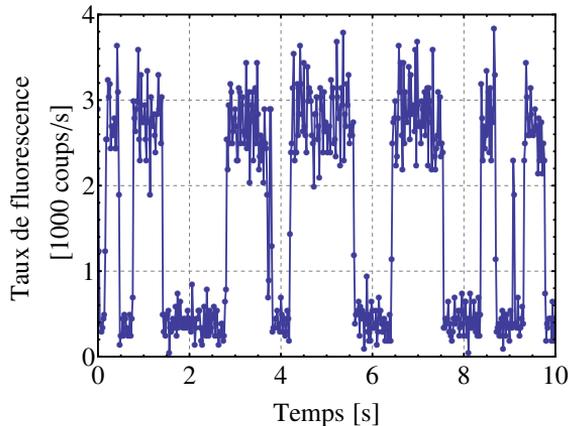


FIGURE 5.10 – Sauts quantiques obtenus sur un ion froid, à l'aide d'un laser à 408 nm adressant la transition $|S_{1/2}\rangle \rightarrow |P_{3/2}\rangle$. La résolution temporelle est de 20 ms. On peut retrouver, sur un grand nombre de sauts, en réalisant un histogramme des temps d'extinction de la fluorescence, la durée de vie de 345 ms du niveau $|D_{5/2}\rangle$.

Nous avons réalisé une expérience de base de la mécanique quantique en répétant la fameuse expérience de l'observation de sauts quantiques sur

un ion piégé unique [133].

Pour réaliser cette expérience, nous refroidissons un ion unique et utilisons une diode laser à 408 nm pour adresser la transition $|S_{1/2}\rangle \rightarrow |P_{3/2}\rangle$: voir le schéma de niveau figure 2.8 page 46. Ce laser étant uniquement utilisé pour cette expérience, son fonctionnement n'est pas détaillé dans ce manuscrit. La puissance utilisée est de 1 μW pour un waist de 50 μm , la fréquence est choisie quelques GigaHertz plus basse que la transition pour diminuer la probabilité d'excitation. Nous récoltons ensuite la fluorescence résolue en temps. L'ion piégé fluoresce car il est refroidi à l'aide des lasers à 422 + 1092 nm. Lorsqu'il absorbe un photon à 408 nm, il peut se désexciter (avec une probabilité de 5.7%) dans le niveau métastable $|D_{5/2}\rangle$, avant de retomber naturellement dans le niveau fondamental $|S_{1/2}\rangle$. La durée de vie du niveau $|D_{5/2}\rangle$ est de 345 ms, ce qui est compatible avec les observations expérimentales présentées sur la figure 5.10. Cette expérience avait pour but de montrer le contrôle sur le système expérimental : en particulier l'accordabilité de la source à 408 nm pouvant être utilisée pour des expériences d'*electron shelving*.

5.2.4 Détermination expérimentale des fréquences propres

Afin de valider la modélisation, nous avons aussi mesuré la fréquence d'oscillation de l'ion dans le piège en fonction de l'amplitude de la radiofréquence, selon les axes propres du piège x , y et z .

Principe de l'expérience d'excitation résonante du mouvement

Sur une des électrodes (celle utilisée ici est l'end-cap 3), on additionne au potentiel statique une tension oscillante² via un *bias* T par couplage capacitif (capacité 1 nF). Le choix de l'électrode est dicté par la nécessité d'avoir une déformation du potentiel affectant tous les axes propres à sonder : par exemple l'électrode DCRF ne permet pas, pour des raisons de symétrie, d'exciter le mouvement sur l'axe z . La fréquence d'excitation est balayée sur une plage qui couvre les fréquences propres de l'ion dans le piège. Lorsque la fréquence excitatrice est égale à une fréquence propre de vibration, on observe un changement abrupt de la fluorescence. On peut voir une courbe typiquement obtenue sur la figure 5.11 : on y voit la

2. issue d'un générateur Agilent 33220A.

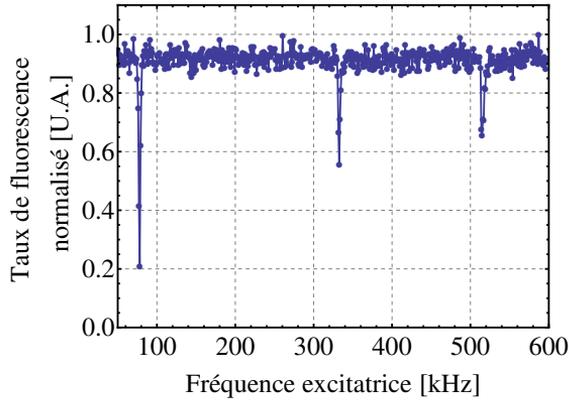


FIGURE 5.11 – Spectre d’excitation résonante (*tickle*) du mouvement de l’ion. On observe une chute de la fluorescence lorsque la fréquence excitatrice est égale à une fréquence propre de vibration de l’ion. La modélisation du potentiel permet de déduire que les pics correspondent dans l’ordre à ω_z puis ω_x puis ω_y en allant des basses aux hautes fréquences.

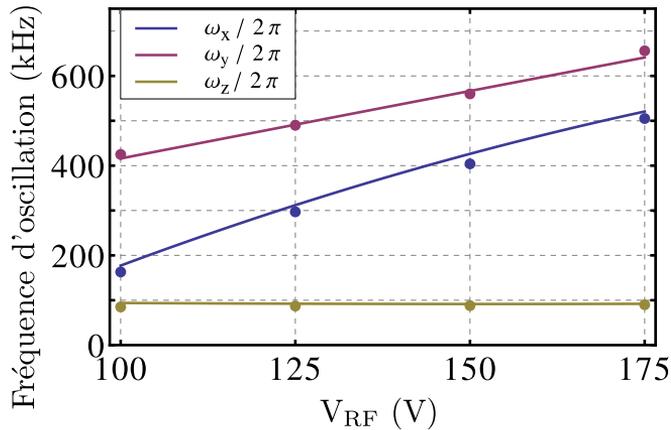


FIGURE 5.12 – Fréquence d’oscillation d’un ion unique en fonction de l’amplitude RF. En pleines lignes, les valeurs calculées pour un jeu de tension. Les points représentent les valeurs mesurées aux tensions nominales en ayant compensé le micro-mouvement. Remarquons l’absence de paramètre ajustable sur la courbe théorique.

fluorescence mesurée en fonction de la fréquence d'excitation. L'excitation est réalisée par une électrode qui produit en première approximation, à cause de la géométrie du piège, une perturbation linéaire : on n'observe donc pas d'excitation paramétrique.

Résultats

La mesure est effectuée dans une configuration proche de celle de la figure 5.4 (b). Avant toute mesure, le micro-mouvement est compensé. On répète la mesure pour différentes valeurs de l'amplitude RF. On ne descend pas en dessous de 200 volts pic-pic car la profondeur du piège est alors trop faible, et on ne dépasse pas 350 volts pic-pic pour ne pas avoir de claquage du piège. La figure 5.12 compare les courbes théoriques des fréquences de vibration en fonction de l'amplitude RF, aux mesures effectuées, pour la configuration utilisée. Les valeurs des fréquences sont obtenues à ± 3 kHz. L'écart maximal entre la théorie et l'expérience est de 3%. Les différences provenant vraisemblablement des différences dans la géométrie inhérentes à la fabrication par rapport à la théorie.

Cette mesure permet de valider la méthode de calcul des potentiels de piégeage tout en mettant en évidence des désaccords de l'ordre de quelques pour-cents. Des travaux similaires font état d'écarts compris entre 0.5 et 10% [134], l'écart ayant été attribué à la constante diélectrique du substrat dans l'espace inter-électrode non pris en compte dans les simulations.

5.2.5 Cristaux de Coulombs 2D

Ce type de cristaux a été proposé comme support pour réaliser des simulations de transitions de phases quantiques [90, 135]. Le contrôle de l'anisotropie est aussi particulièrement bien adapté aux études des instabilités des transitions de type *zigzag* (passage d'une chaîne d'ion à une chaîne présentant un défaut en 'v') qui sont directement liées au modèle d'Ising dans des champs transverses [136, 137].

Différentes stratégies ont été proposées pour obtenir des cristaux d'ions purement 2D. Une première utilise des pièges de Penning et a permis l'observation de transitions de phase structurales [138], des opérations d'information quantique ont récemment été effectuées dans ce type de pièges [139, 92]. Les pièges de Penning ont cependant le désavantage d'avoir une oscillation magnétron ainsi qu'un mouvement de cyclotron [139] compliquant le refroidissement laser. Une deuxième approche prometteuse est

d'utiliser des réseaux de pièges RF [70]. Le gros avantage est d'avoir une structure matricielle régulière non imposée par l'auto-arrangement des ions. Cependant, les distances inter-ions obtenues sont aujourd'hui trop grandes pour permettre une interaction ion-ion suffisante [69]. Une troisième approche consiste à obtenir des cristaux de Coulomb dans un piège RF : jusqu'à dix ions ont été cristallisés sur un piège réalisé sur circuit imprimé et utilisé à température cryogénique à 11 K [140].

Exemples de cristaux

Des images de fluorescence de cristaux de Coulomb d'ions ont été réalisées dans le cas des deux potentiels anisotropes modélisés de la figure 5.4. Comme mentionné lors de la description du système d'imagerie section 3.6 page 72, deux caméras permettent l'observation du cristal dans deux plans orthogonaux (x, z) et (y, z) . On peut alors observer que, si le nombre d'ions n'est pas trop élevé, ceux-ci s'arrangent sous forme de cristal à deux dimensions. Si le nombre d'ions augmente, la forme 3D redevient la forme présentant l'arrangement optimal (minimisant l'énergie totale du système).

Deux configurations ont été étudiées. La première visible sur les images de la figure 5.13 présente un cristal parallèle à la surface du substrat contenant environ 150 ions. La seconde, présentée avec les images de la figure 5.7 contient 13 ions dans un cristal perpendiculaire à la surface du piège, le nombre maximum d'ions ayant été piégés dans ce cas est de 16. Dans cette dernière configuration, la profondeur nominale du potentiel est très faible (la modélisation donne 13 meV). Pour permettre le piégeage, la profondeur a été augmentée pendant le chargement en déformant le potentiel (en augmentant la valeur de la tension appliquée à l'électrode CompRF). Une fois les ions chargés, le potentiel a été rétabli pour se placer dans la configuration choisie. Uniquement dans ce cas, la compensation du micro-mouvement n'a pas été effectuée à cause de la faible profondeur limitant la durée de vie des ions. Cette configuration "perpendiculaire" à la surface du piège peut être plus intéressante que celle parallèle en ce qui concerne l'adressage des ions : on pourrait utiliser des lasers parallèles à la surface, minimisant ainsi la diffusion des faisceaux d'adressage par la surface du piège.

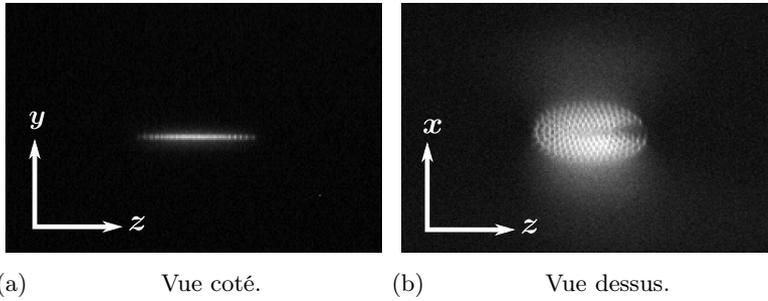


FIGURE 5.13 – Cristal de coulomb contenant environ 150 ions dans un plan parallèle à la surface du piège. Les deux vues orthogonales mettent en évidence le caractère bi-dimensionnel du cristal. La distance inter-ions est de $11\ \mu\text{m}$. Le potentiel correspondant et les paramètres utilisés sont ceux décrits dans la figure 5.4 (b). La portion sombre sur la droite du cristal (b) est celle contenant les isotopes non résonants avec le laser de refroidissement.

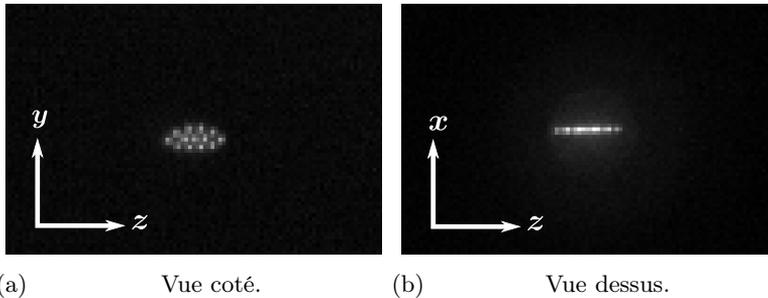


FIGURE 5.14 – Cristal de coulomb contenant 13 ions dans un plan perpendiculaire à la surface du piège. La distance inter ion est de $9\ \mu\text{m}$. Le potentiel correspondant et les paramètres utilisés sont ceux décrits dans la figure 5.4 (c).

5.3 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai montré la versatilité offerte par un piège à ion planaire facile à fabriquer, basé sur des techniques d'impression de cartes de circuits imprimés. J'ai montré qu'il est possible d'obtenir des ions refroidis sous forme de cristaux de Coulomb de taille similaire à ceux utilisés dans certaines expériences utilisant des pièges macroscopiques. Ce dispositif nous a aussi permis de créer des cristaux de Coulomb purement bi-dimensionnels parallèles ou orthogonaux au plan du piège. Ce travail a été la première observation de cristaux bi-dimensionnels de grande taille dans des pièges de Paul [141].

Le prochain chapitre sera dédié aux pièges de dimension plus réduite dont je détaillerai le processus de fabrication en salle blanche.

CHAPITRE 6

Micro-fabrication de dispositifs

Dans le chapitre 4 j'ai présenté les méthodes et les critères pour concevoir un piège de surface. Je présente maintenant le processus de fabrication en salle blanche mis en œuvre pour les pièges en or sur silice fabriqués pendant ma thèse.

Les différentes étapes ont été réalisées soit dans la salle blanche du laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques (MPQ), soit à celle du Laboratoire de Photoniques et Nano-structures à Marcoussis (LPN). Quand une étape est réalisée au LPN, je le précise en début de section.

6.1 Présentation globale du processus

Je présente succinctement dans cette section les différentes étapes à réaliser pour fabriquer un micro-piège selon la méthode développée pendant ma thèse, pour donner une vue d'ensemble du processus de fabrication. Je détaillerai chaque étape dans le reste du chapitre.

Le but de cette fabrication est d'obtenir des électrodes d'or épaisses (une dizaine de microns) déposées sur un substrat de silice, et séparées par une surface de diélectrique de section la plus étroite possible. La méthode utilisée comprend les étapes illustrées dans la figure 6.1 :

- (a) dépôt de couches conductrices : dépôt d'une couche d'accroche de titane (en violet) puis or (en jaune) qui assurera le contact électrique

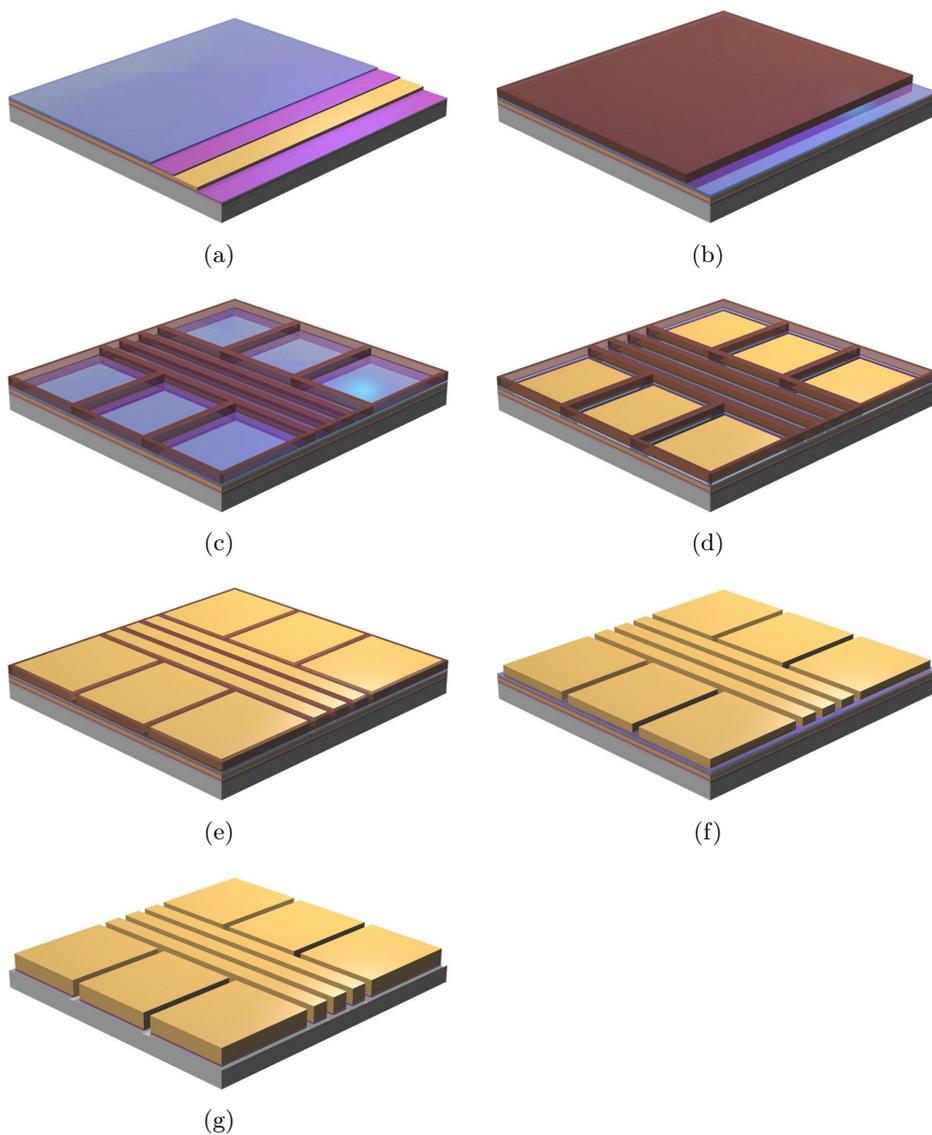


FIGURE 6.1 – Vue globale de l'ensemble du processus de micro-fabrication de nos micro-pièges en or. Une description rapide de chaque étape est disponible page 125. Les détails sont ensuite donnés dans le reste du chapitre.

pour le dépôt électrolytique d'or. Une couche de titane puis de SiO_2 (en bleu) au dessus permet une meilleure adhésion de la résine pour la lithographie ;

- (b) et (c) lithographie optique : après dépôt d'une couche de résine épaisse photosensible (en marron), les motifs du piège sont imprimés par éclairage à travers un masque, puis développés ;
- (d) gravure sèche : on retire la couche de SiO_2 là où on veut faire croître l'or ;
- (e) croissance électrolytique : dépôt d'une couche épaisse d'or en solution ;
- (f) lift-off : retrait de la résine ;
- (g) gravure sèche : retrait des couches d'accroche qui assuraient le contact électrique et qui font maintenant un court-circuit ;
- découpe à la scie de précision des différents pièges fabriqués sur un même substrat.

6.2 Le masque

Pour imprimer le motif des électrodes lors de la lithographie optique, il est nécessaire de disposer d'un masque qui reproduit à l'échelle 1 en positif ou en négatif (suivant la résine utilisée lors de la fabrication) le dessin du piège. Il s'agit d'une couche chrome de 100 nm d'épaisseur, déposé sur une plaque de verre¹ de dimension $4'' \times 4'' \times 0.09''$ (soit $101.6 \times 101.6 \times 2.3$ mm). Le fabricant imprime les motifs par laser avec une précision nominale de $0.2 \mu\text{m}$. La surface utile pour les motifs est contenue dans un disque de $2''$ (50.8 mm) de diamètre. Étant donné que la taille typique d'un piège est de 8×8 mm, il est possible d'avoir plusieurs motifs avec des caractéristiques différentes ou de reproduire plusieurs fois le même motif sur un masque pour augmenter la probabilité d'obtenir un échantillon viable en fin de fabrication. Le masque a été créé avec le logiciel (libre) Klayout. Il est présenté figure 6.2.

6.3 Choix du substrat

Le substrat utilisé est un wafer (ce terme désigne les substrats en forme de disque utilisés pour la micro-fabrication) de deux pouces de diamètre

1. masque créé par la société Delta Mask utilisant du verre *Soda Lime*.

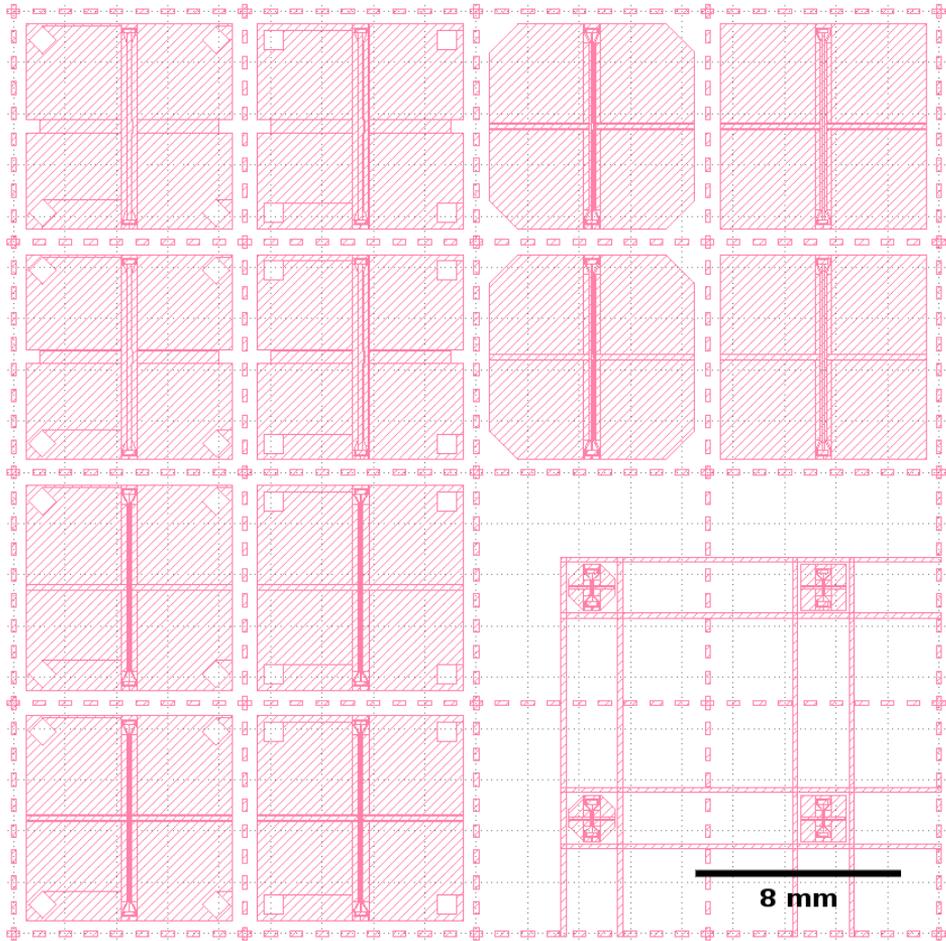


FIGURE 6.2 – Vue du masque réalisé avec le logiciel Klayout pour imprimer les motifs dans la résine lors de la lithographie. Sur le même masque 16 échantillons sont présents, avec des tailles d'électrodes et des espaces inter-pistes différents. Une vue détaillée des échantillons les plus petits (quart inférieur droit) est disponible figure 4.4 page 101.

en silice (SiO_2) et d'épaisseur 300 microns. Des tests ont été effectués au préalable dans l'équipe sur des substrats en silicium oxydé sur des épaisseurs allant jusqu'à 500 nm. Les lignes du champ radiofréquence pénétrant dans le substrat semi-conducteur, la dissipation était trop importante pour arriver à produire des tensions RF (radio-fréquence) suffisantes. Les substrats entièrement en silice, ou d'un autre matériau diélectrique *rigide* comme Al_2O_3 ou AlN sont donc indispensables. Ces deux derniers sont moins aisés à découper mais permettent une meilleure dissipation de la chaleur et sont donc normalement choisis en cas d'utilisation de micro-ondes pour l'adressage des ions [25, 134].

6.4 Dépôt de couches conductrices et isolantes

La première étape consiste à déposer par évaporation² sur le substrat une couche de titane, dite *couche d'accroche*. Le titane est un matériau très réactif, qui adhère très bien à la fois au substrat et à l'or, et permet ainsi d'augmenter l'adhésion de l'or à la surface. La seconde couche est donc en or et servira de surface conductrice de support pour faire croître les électrodes en or électrolytique. Une seconde couche de titane est déposée sur l'or afin de pouvoir déposer une couche d'isolant. On obtient donc l'empilement suivant sur le substrat :

Titane : 5 nm : quelques nanomètres suffisent. Des épaisseurs de 2 nm à 10 nm peuvent être utilisées sans différence notable dans les propriétés d'accroche. Vitesse du dépôt : 0.1 nm/s ;

Or : 100 nm : l'épaisseur ne doit pas être trop faible pour ne pas avoir une grande résistance surfacique qui pourrait perturber le dépôt électrolytique. Nous avons travaillé jusqu'à 80 nm sans aucun problème apparent lié à cette épaisseur lors du dépôt électrolytique. Vitesse du dépôt : 0.3 nm/s ;

Titane : identique à la première couche.

Lors des premiers essais, nous n'utilisons pas les deux dernières couches Ti/ SiO_2 . Mais la résine se détachait par endroit lors de la croissance électrolytique, permettant à l'or de croître sous les barrières de séparation. Cette étape a donc été ajoutée pour promouvoir l'adhérence de la résine. Juste après les dépôts de métaux, nous déposons³ une couche de 80 nm de

2. étape réalisée avec un évaporateur Plassys MEB 550S.

3. à l'aide d'une PECVD *Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition*

SiO₂. L'épaisseur de cette couche n'est pas critique, il est juste nécessaire d'avoir une interface en silice. Ce sont les inhomogénéités de dépôts qui nous limitent : on veut éviter d'avoir des zones sans isolant. Cette étape a été réalisée aussi bien à vitesse lente (25 nm/min) qu'à vitesse rapide (600 nm/min) sans changement apparent sur la qualité du dépôt en ce qui concerne notre utilisation.

6.5 Développement de la lithographie optique

L'étape suivante consiste à imprimer le motif des électrodes dans une résine photosensible servant de moule pour la croissance. On peut distinguer trois sous-étapes : le dépôt de la résine, l'insolation et le développement. Le développement est basé sur la différence de solubilité dans un solvant (le *développeur*) des parties insolées et non insolées (protégées par le masque)

Choix de la résine

Nous avons travaillé avec la résine AZ9260⁴. C'est une résine haute résolution (nominalement inférieure au micron, elle n'est sensible qu'aux longueurs d'ondes les plus faibles de la source à mercure utilisée pour l'insolation : soit aux raies d'émission à 365 nm et 405 nm mais pas à celle à 436 nm), épaisse (de 4 µm à 24 µm), adaptée au dépôt électrolytique (car non attaquée par les électrolytes) et facile de retrait en fin de processus. Cette résine n'était pas utilisée dans notre salle blanche, nous avons donc dû développer et optimiser le protocole d'utilisation. Des premiers tests ont été effectués en suivant les recommandations de la documentation technique de la résine sans permettre une lithographie satisfaisante.

Dépôt de la résine : *spin coating*

Promoteur d'adhérence

Le substrat est nettoyé à l'acétone, rincé à l'isopropanol et à l'eau, il est passé sous plasma d'oxygène pendant 4 minutes si un nettoyage important est nécessaire (s'il y a des risques de présence de résine d'une ancienne lithographie par exemple). Il est ensuite chauffé quelques minutes entre 120° et 140° pour désorber l'eau de la surface limitant l'adhésion de la

4. de marque Microchemical.

résine. Un promoteur d'adhérence (HMDS) est déposé. L'étalement se fait grâce à la mise en rotation du substrat à typiquement 2000 rpm (rotations par minute). On obtient un substrat couvert d'une couche hydrophobe augmentant l'adhérence et le mouillage de la résine. On laisse l'excès de promoteur s'évaporer 1 minute (en excès il donne l'effet inverse de celui désiré).

Enrésinement

De la résine est déposée au centre du wafer. Comme pour le HMDS, la mise en rotation de celui-ci permet par force centrifuge d'obtenir une couche uniforme. Les paramètres influençant l'épaisseur et la reproductibilité de l'étape sont la vitesse et la durée de rotation. Une vitesse faible permet d'augmenter l'épaisseur de résine mais trop la diminuer peut causer des stries (ou *effet comète*) dues à un mauvais étalement. Une durée courte augmente aussi l'épaisseur mais diminue la reproductibilité. Ces deux paramètres doivent donc être choisis comme un compromis entre l'épaisseur et la reproductibilité du processus.

Paramètres utilisés Lors du dépôt de la résine AZ9260 pour atteindre une épaisseur de $9.2 \mu\text{m}$:

- phase 1 : 3 s à 500 rpm, accélération de 3 s, pour un bon étalement ;
- phase 2 : 60 s à 1800 rpm, accélération de 3 s,

Étant donné la densité de la résine et les vitesses et temps mis en jeu, il se forme un bourrelet de résine à la périphérie du substrat. Il a une épaisseur triple de celle de la résine sur le reste de la surface (donc environ une trentaine de microns). Il est nécessaire de le retirer pour pouvoir approcher le masque au plus près de l'échantillon. Un coton-tige trempé dans l'acétone est utilisé pour cette étape.

Problème rencontré : régulièrement l'aspect de la la résine en fin d'énrésinement changeait : il passait d'une résine de $9.2 \mu\text{m}$ parfaitement lisse et uniforme, à une résine plus épaisse ($\sim 12 \mu\text{m}$) présentant des ondulations ayant une amplitude caractéristique de l'ordre du micron. Et cela, avec les même paramètres appliqués. Les variations se produisent d'un jour à l'autre, mais jamais dans la même journée. Aucun paramètre contrôlé (vitesse ou temps de rotation, aération préalable de la résine, température

de la résine, présence ou non de promoteur) ne semblait avoir une influence sur ce changement.

Le problème a finalement été résolu en isolant la zone où est effectué l'enrésinement (*tournette*) du flux laminaire lors de l'étape d'étalement de la résine. Cela a permis d'obtenir une résine parfaitement lisse de façon reproductible. Le problème venait peut être de la variation du nombre de hottes à flux laminaire utilisées variant d'un jour à l'autre, modifiant la puissance du flux dans la hotte dédiée à l'enrésinement et changeant ainsi les conditions de dépôt.

Recuit ou *softbake*

Une partie du solvant contenu dans la résine s'évapore lors de l'enrésinement. Il en reste néanmoins une quantité importante. Il est nécessaire de le retirer pour de multiples raisons : éviter la contamination du masque ou l'adhésion du substrat au masque, éviter la formation de bulles d'azote libéré lors de l'insolation, augmenter l'adhésion de la résine au substrat, minimiser la dissolution de la résine non exposée dans le développeur lors du développement (*dark erosion*) et principalement augmenter le contraste de la résine (augmentation du taux de développement de la résine exposée, diminution de l'érosion de la résine non exposée).

Deux paramètres interviennent : le temps et la température de chauffage. Un compromis doit être trouvé entre un chauffage trop faible ou trop court augmentant la dark-erosion, et un softbake trop long ou trop fort détruisant le composé photo-sensible et augmentant le temps de développement (donc augmentant la dark érosion). Ce processus est limité par la diffusion du solvant (activée thermiquement) vers la surface et l'évaporation en surface.

Différents tests de température sont présentés figure 6.3. La température de 100°C pendant 12 min donne des résultats satisfaisants : elle est le meilleur compromis entre l'évaporation du solvant et la non destruction du matériau photosensible. Des essais de recuits avec des rampes de température, améliorant le résultat de certaines fabrications, ont été réalisés sans amélioration remarquée.

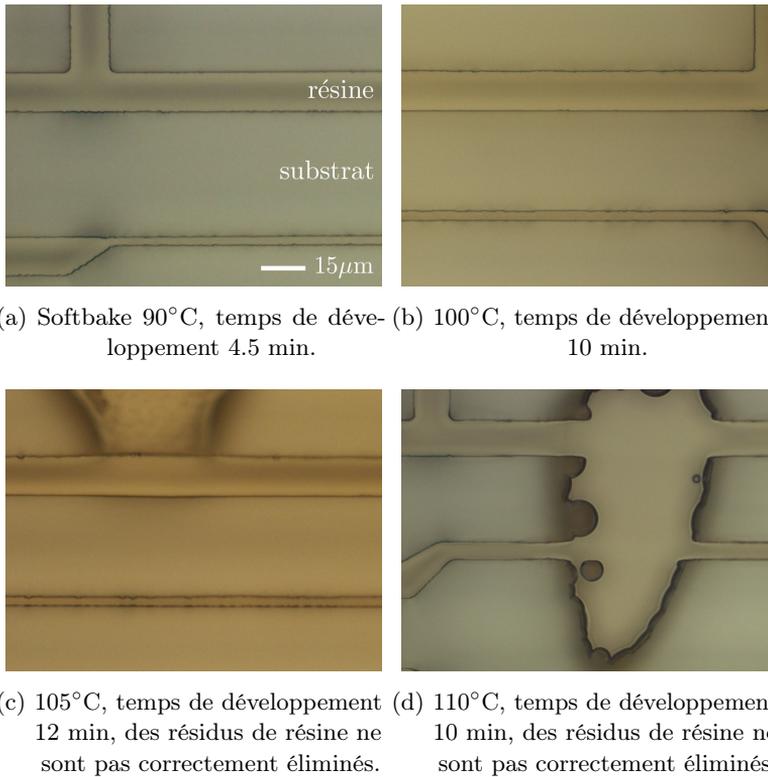


FIGURE 6.3 – Tests de recuits à différentes températures. Pour indication, la section transverse du *mur* le plus large est d'environ 13 μm . Procédure : AZ9260 sur 12 μm de hauteur, recuit de 12 minutes, réhydratation d'au moins 20 minutes (20 °C, 40% d'humidité), exposition 60 secondes (avec 11 mW/cm^2 à 365 nm et 16 mW/cm^2 à 405 nm, soit 27 mW/cm^2 au total), développée avec de l'AZ326MIF. Pour les recuits à 105°C et 110°C des zones non développées apparaissent, elles sont sûrement dues à la destruction par chauffage du composé photosensible. À 90°C les motifs semblent au moins aussi bien formés qu'à 100°C mais il reste des zones de l'échantillon mal développées (sûrement dues à trop de solvant résiduel). Bien qu'à 100°C, le photosensible semble en partie altéré (le temps de développement est plus long qu'à 90°C), un recuit à 100°C pendant 12 min donne des résultats satisfaisants.

Réhydratation

Durant le recuit, la concentration en eau dans la résine chute. Pour une résine dont le principe photo-actif est le DNQ⁵, l'eau est un élément indispensable pour réaliser la réaction chimique se produisant lors de l'insolation. Il est donc nécessaire de laisser la résine se réhydrater en la laissant reposer un certain temps à l'air ambiant.

Pour des résines fines (on appelle *résine fine* une résine pour laquelle la longueur de pénétration du rayonnement d'insolation est inférieure à l'épaisseur de résine : typiquement, moins d'un micron), quelques secondes de réhydratation suffisent. Mais ce temps varie quadratiquement avec l'épaisseur. Il est nécessaire d'avoir un taux d'humidité ambiant de 45 – 50% (en dessous de 25% il devient impossible de réhydrater, une humidité trop importante réduit l'adhésion de la résine).

Une réhydratation de 15 minutes avec 50% d'humidité ambiante donne des résultats parfaitement reproductibles pour une résine d'une dizaine de microns d'épaisseur.

Insolation

Le motif des électrodes est imprimé dans la résine en l'insolant à travers un masque. Durant l'exposition, le DNQ qui est peu soluble en solution alcaline, se transforme en acide carboxylique qui lui est très soluble en solution alcaline, en émettant du N₂ et en absorbant de l'eau. Si le temps d'insolation est trop faible, tout le composé photosensible ne réagit pas. Il faut aussi une puissance suffisante pour que les couches les plus profondes reçoivent de la lumière : pour une résine de 12 μm, à 365 nm (à 405 nm, les valeurs obtenues sont similaires), on peut calculer que seul 0.8% du rayonnement traverse la résine non insolée, ce pourcentage passe à 92% pour une résine insolée. Au-delà d'une dose seuil, tout le composé photosensible est insolé ; augmenter le temps risque de diminuer la résolution en insolant des zones non désirées par diffraction du rayonnement sur les bords du masque et se propageant dans la résine que l'on veut protéger. Pour augmenter la résolution en limitant la diffraction, l'espace entre le masque et la résine doit être le plus faible possible (opération en *vacuum contact*). À cause de l'émission de N₂, des bulles peuvent apparaître. Cela peut être résolu en augmentant le recuit, et aussi, en fractionnant l'insolation pour

5. diazonaphtho-quinone-sulphonates, c'est le cas pour l'AZ9260.

laisser aux bulles le temps de s'échapper.

Une série de tests ont été effectués avec différents temps d'exposition : de 40 à 290 secondes avec une puissance de 27 mW/cm² à 365 + 405 nm. Les résultats de cette optimisation sont présentés figure 6.4.

La dose idéale correspond au début de la saturation de la dose d'exposition. On peut toutefois ajouter 20 à 30% à celle-ci pour se prémunir de dérives potentielles du processus dans le temps (épaisseur de résine, intensité de la lampe...). Le graphique présenté figure 6.5, représentant la vitesse de développement en fonction de la dose, permet de trouver cette dose optimale. Les photographies de la figure 6.4 et le graphique de la figure 6.5 s'accordent sur le fait que 60 secondes est le temps donnant les meilleurs résultats. Pour obtenir une bonne reproductibilité, on décide d'exposer la résine environ 70 secondes.

Développement

Le développement est l'étape pendant laquelle la résine insolée est enlevée du substrat pour laisser apparaître les motifs. Si les précédentes étapes n'ont pas été optimisées (trop de solvant restant, insolation trop faible ou forte, pas assez d'hydratation de la résine), les motifs sont mal développés (des exemples de mauvais développements sont disponibles sur les photos des images 6.3 et 6.4). Un bon développement est obtenu lorsque l'optimisation de toutes les étapes permet obtenir une vitesse de développement de la résine exposée (v_{exp}) maximale en minimisant la vitesse de développement de la résine non exposée ($v_{\text{non exp}}$).

Cette étape a été testée avec deux développeurs : l'AZ400k et l'AZ326MIF⁶. Le processus préalable a été le même dans les deux cas. Procédure : AZ9260 sur 12 microns, recuit de 12 minutes, réhydratation de 15 minutes (20 °C, 40% d'humidité), exposition 200 secondes (à 27 mW/cm² à 365 + 405 nm).

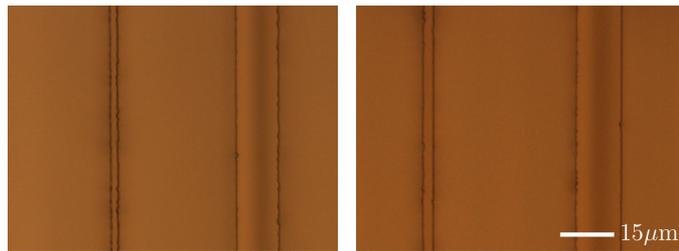
AZ400K

Utilisé dilué dans les proportions suivantes : 1 part de développeur pour 4 parts d'eau froide (à 6 °C). La vitesse de développement de ce développeur varie fortement avec la température : à 12 °C ou 33 °C la vitesse est deux fois plus élevée qu'à 24 °C. Le développement a été réalisé en 4 minutes

6. tous deux de marque Microchemical.



(a) Exposition : 260s. Développement : 7min 30s. (b) Exposition : 230s. Développement : 6min 55s.



(c) Exposition : 85s. Développement : 7min. (d) Exposition : 60s. Développement : 6min 50s.



(e) Exposition : 50s. Développement : 9min. (f) Exposition : 40s. Développement : 10min 30s.

FIGURE 6.4 – Photographies représentant un motif pour différents temps d’insolation. Pour indication, la section transverse du *mur* le plus large est de 13.5 microns et celle du *mur* le plus fin 3.5 microns sur l’image (d). Procédure : AZ9260 sur 12 microns, recuit de 12 minutes, réhydratation de 15 à 30 minutes (20 °C, 30 à 50% d’humidité), développée avec de l’AZ326MIF. Pour une dose trop élevée : entre 290 et 85 secondes, on n’arrive pas à obtenir le motif le plus fin. A 60 secondes et en dessous, la taille est stabilisée mais le temps de développement croît. A partir de 40 secondes, on recommence à avoir des motifs légèrement rongés par le temps passé dans le développeur.

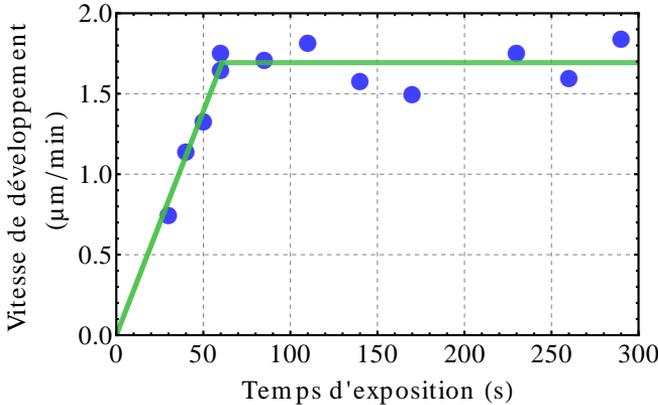


FIGURE 6.5 – Optimisation du temps d'exposition. La vitesse de développement est obtenue en connaissant l'épaisseur de résine initialement déposée et en mesurant le temps de développement. Le développement est terminé lorsqu'on ne voit plus de résine dans les zones insolées : l'erreur avec ce diagnostic est d'environ 15 secondes sur le temps de développement. En dessous de 60 secondes d'exposition, la résine n'est pas complètement insolée, ce qui limite la vitesse de développement de la résine insolée (une vitesse élevée permet de minimiser le développement de la résine non exposée). Au dessus de 60 secondes, la dose minimale a été dépassée, optimisant la vitesse de développement. La sur-exposition induit une exposition des parties masquées par diffraction et donc conduit à une détérioration des motifs.

et 40 secondes. Le développement donne quelques traces d'érosion sur les murs de résine (murs présentant des défauts de rectitude par endroits : résultat similaire à l'image 6.4 (f)). Pour tenter de diminuer cet effet, on augmente la dilution, ce qui augmente le rapport $v_{\text{exp}}/v_{\text{non exp}}$. Deux tests ont été effectués avec des rapports de dilution 1 : 5 et 1 : 6, mais le temps de développement croit considérablement : supérieur à 15 minutes pour la dilution 1 : 5, et supérieur à 40 minutes pour 1 : 6 rendant difficile les tests systématiques.

AZ326MIF

MIF signifie *metal ion free* : certains processus peuvent être sensibles à une contamination par des ions métalliques. Ici la température n'a pas d'influence. Le développeur est vendu à une dilution directement utilisable. Le développement a été réalisé en 6 minutes et 45 secondes. Malgré le temps

supplémentaire, le développement présente moins d'érosion. C'est donc ce développeur qui a été choisi pour la fabrication.

Documentation

Une importante documentation peut être trouvée sur le site de la société Microchemical vendant la majorité des produits que j'ai utilisés : http://www.microchemicals.com/downloads/application_notes.html. Une quinzaine de fiches techniques de ce site ont été utilisées pour aider au développement de cette lithographie.

Image de la lithographie

Les figures 6.6 et 6.7 présentent deux images prises au microscope électronique à balayage (MEB) d'un échantillon après l'étape de lithographie. Ces lithographies ont été faites avec un substrat en silicium afin de pouvoir cliver l'échantillon, ce qui est impossible avec la silice, et une découpe détruirait le mur de résine. Ce diagnostic est le seul permettant d'observer les surfaces des murs de résine, ce qui peut apporter des pistes pour l'amélioration du processus (détecter la présence de bulles par exemple).

6.6 Gravure pré-croissance

A cette étape du processus nous avons complété l'étape (c) la figure 6.1. Il est nécessaire de graver les couches isolantes qui ont servi à promouvoir l'adhésion de la résine pour ouvrir les espaces où l'or doit croître. On souhaite enlever la couche supérieure de SiO_2 et sa couche d'accroche en titane. Cette étape est réalisée par RIE (*Reactive-Ion Etching*) : c'est une gravure sèche utilisant des ions fluor bombardant la surface qui réagit physiquement et chimiquement, se propageant en incidence normale. Pour suivre le processus, un laser est envoyé sur la surface, la mesure des franges d'interférences nous informe sur l'évolution des surfaces gravées : on ne peut donc suivre que l'évolution de la gravure de la silice par cette méthode.

On grave la couche de 80 nm de SiO_2 à une vitesse autour de 20 nm/s (cette vitesse n'est pas un paramètre critique). La méthode de suivi par franges d'interférences ne fonctionnant pas avec le titane, on sur-grave pendant 30 secondes pour être sûr de l'avoir retiré. La vitesse de gravure des métaux et plus faible que celle de la silice, 30 secondes est un temps

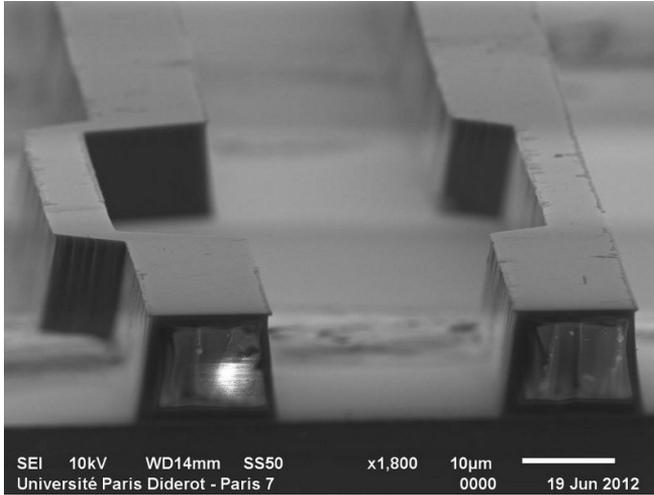


FIGURE 6.6 – Image MEB de la lithographie au niveau de la zone de piégeage. Afin de réaliser cette vue, l'échantillon été couvert d'un dépôt de graphite. L'image 6.7 montre en détail le profil de la résine.

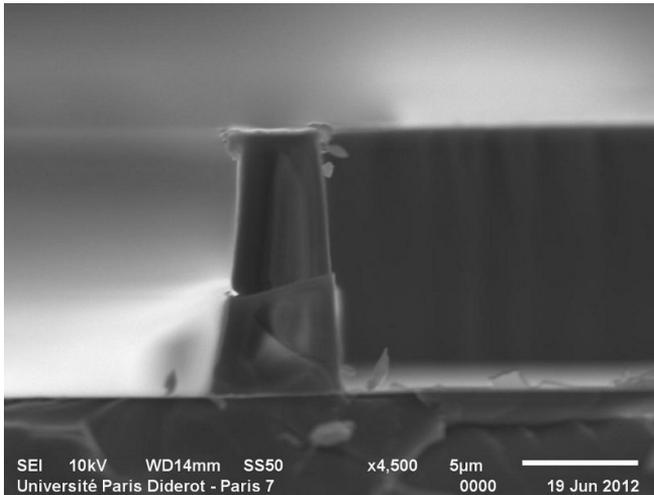


FIGURE 6.7 – Image MEB du profil de résine obtenu par lithographie. La hauteur du *mur* de résine est de $11.8\ \mu\text{m}$, la largeur à la base est de $5.7\ \mu\text{m}$, celle au sommet est de $3.6\ \mu\text{m}$. Pour notre application, la verticalité des murs n'est pas un paramètre essentiel.

typique utilisé lors d'autres processus donnant des résultats satisfaisants ici.

6.7 L'or électrolytique

Cette étape est réalisée dans une salle grise (salle dans laquelle la densité et la taille des poussières sont plus importantes que dans une salle blanche) du LPN.

Le bain que nous utilisons pour la croissance est un bain d'ions Au^+ dans un solvant cyanuré (CN^-). Le principe de ce dépôt est de faire passer un courant entre une électrode et la surface métallique de l'échantillon plongées dans la solution. Ce passage de courant s'accompagne de réactions électro-chimiques : sur la surface de l'échantillon polarisée négativement, l'or est réduit et se dépose. Les conditions nominales de dépôt sont une température de $50\text{ }^\circ\text{C}$ (fixée dans le bain utilisé à $\pm 2\text{ }^\circ\text{C}$), et un pH devant être autour de 7. Il est nécessaire que le bain soit homogène. Pour cela, avoir un bain ayant été mis à température et dont l'agitation (réalisée avec deux rouleaux qui créent de la convection) a débuté la veille s'est révélé nécessaire pour l'homogénéisation et aide à la reproductibilité des dépôts.

La croissance se fait à une vitesse approximative de $1\text{ }\mu\text{m/h}$ (mais pouvant varier de $\pm 20\%$ d'un jour à l'autre) pour un courant moyen de 6 mA (dans notre expérience, le paramètre libre est la tension qui est fixée à 1.25 V).

Paramètres du dépôt

Des mesures à l'AFM permettent d'observer la taille des grains du dépôt. Les grains d'or ont une taille moyenne de $1\text{ }\mu\text{m}$ et la surface a une rugosité comprise entre $200\text{ et }300\text{ nm}$ suivant les dépôts. Ces paramètres étant suffisants pour nos premiers échantillons, les tests effectués ont surtout été orientés vers la résistance de la résine au processus, donc dans le sens d'une amélioration de la lithographie (optimisation de l'adhérence de la résine ayant tendance à se décoller lors du passage de quelques heures dans le bain). La figure 6.8 montre une photographie de la surface d'or électrolytique.

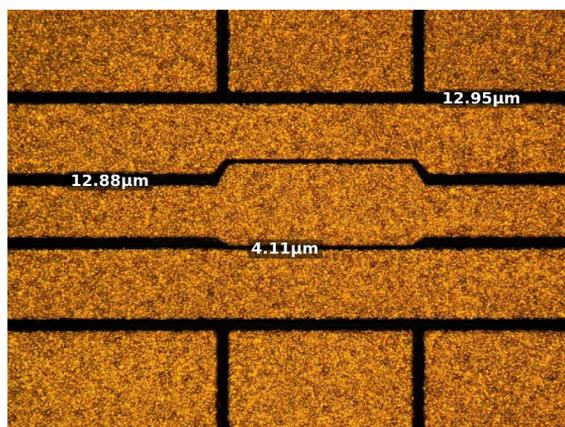


FIGURE 6.8 – Image prise au microscope optique de la zone de piégeage à la fin du processus. Les distances inscrites sont celles des espaces inter-pistes dont les valeurs nominales étaient de $5\ \mu\text{m}$ et $15\ \mu\text{m}$. On peut voir que la surface n'apparaît pas comme étant parfaitement lisse : on estime une granularité de l'ordre du micron.

6.8 Étapes finales

Toutes les étapes présentées ici ont été réalisées dans la salle blanche du LPN. Elles ont été faites principalement (pour le *lift-off* et la gravure) ou totalement (pour la découpe) par des ingénieurs de la salle blanche.

Retrait de résine : *lift-off*

Une fois l'or crû à une hauteur suffisante, il faut enlever la résine. Cette étape est relativement simple : la résine est facilement soluble dans l'acétone. Un passage de l'échantillon dans un bain d'acétone suivi d'un rinçage standard avec isopropanol et eau suffit.

Gravure post-croissance

Une fois la croissance électrolytique de l'or effectuée et la résine enlevée, il est nécessaire de retirer les couches (de titane et d'or) ayant permis d'assurer la connexion électrique sur tout l'échantillon pendant la croissance, qui court-circuitent maintenant les électrodes au niveau des espaces inter-électrodes. Cela est fait par IBE (*Ion Beam Etching*) : une gravure sèche par bombardement ionique. Lors de la gravure, la spectroscopie de masse

des matériaux gravés est effectuée. On peut donc suivre le signal du silicium puis celui du titane puis de l'or puis de nouveau du titane. On observe les signaux correspondant à chacune des couches successivement gravées : SiO₂ (80 nm) / Ti (5 nm) / Au (100 nm) / Ti (5 nm). Lorsque le dernier signal de titane disparaît et qu'apparaît celui du silicium, on grave encore quelques minutes par sécurité puis on stoppe la gravure.

Un temps de gravure de 20 minutes nous garantit la disparition des contacts entre électrodes. La vitesse de gravure de l'or est de 40 nm/min, on retire donc aussi environ 800 nm d'or déposé par croissance électrolytique sur les électrodes.

Il arrive parfois que la résine ait mal adhéré par endroit et que des court-circuits apparaissent entre deux électrodes pendant la croissance électrolytique. Après avoir mesuré le profil de ce défaut pour connaître sa hauteur, on peut envisager de laisser l'échantillon sous IBE pendant le temps nécessaire pour graver cette épaisseur. Cette méthode a l'avantage d'éviter la perte d'un échantillon, mais a le défaut de baisser la hauteur des électrodes sur tout le piège. Dans un cas extrême où l'or avait crû au niveau de tous les espaces inter-pistes sur une épaisseur de l'ordre du micron, il nous a été possible de récupérer l'échantillon en faisant une lithographie inversée alignée sur la première (il y a donc de la résine pour protéger les électrodes) et en gravant l'espace inter-électrode (et la résine).

Séparation des échantillons

Une fois la dernière gravure terminée, les différents échantillons du substrat doivent être séparés. Cette étape est réalisée grâce à une scie circulaire de précision (lame de 100 microns de largeur). L'espace entre deux échantillons de 1.2 mm a été prévu pour cette étape, et les lignes à suivre ont été créées dessinées sur le substrat en y déposant de l'or en même temps que les électrodes sont fabriquées. L'échantillon est d'abord enrésiné pour le protéger, puis il est découpé. La découpe s'effectue substrat retourné, ce dernier étant transparent, les lignes de découpe sont visibles depuis le dessous.

6.9 Dispositif terminé

Les images 6.8 et 6.9 présentent deux vues à la fin de toutes les étapes. Le taux d'échantillons sans défaut majeur en fin de processus est de l'ordre

de 20%.

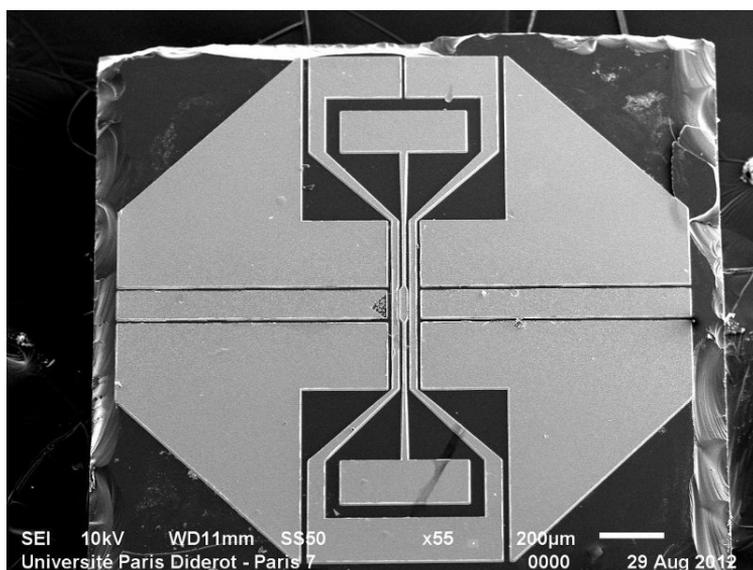


FIGURE 6.9 – Image MEB d'un piège prévu pour avoir une hauteur de piégeage de 20 μm , à la fin du processus de fabrication. Cet échantillon comporte quelques défauts : par exemple une absence d'or dans une électrode de compensation juste à gauche de la zone de piégeage.

6.10 Préparation pour l'ultra vide

Une fois l'échantillon terminé, il faut le préparer pour pouvoir le disposer sur son support et pour le connecter électriquement dans le système ultra-vide. Il est nettoyé suivant une procédure standard à l'acétone, rincé à l'eau puis à l'isopropanol. Il est aussi passé 4 minutes sous plasma d'oxygène pour retirer d'hypothétiques traces de résine. Comme on peut le voir sur la figure 6.10, le piège est ensuite collé⁷ sur un support en céramique⁸ disposant d'un réseau de pins permettant d'assurer les connections électriques. Des capacités de filtrage⁹ sont elles aussi collées en utilisant une époxy conductrice¹⁰. Elles sont connectées entre les électrodes DC et la masse.

7. époxy compatible ultra-vide, de marque Epoxy-Technology, référence 353 ND.

8. référence PGA12051001 chez Kyocera.

9. capacités mono-couche, très hautes fréquences. 820 pF, de marque ATC Microcap.

10. époxy conductrice compatible ultra-vide, de marque Epoxy-Technology, référence EPO-TEK H20E.

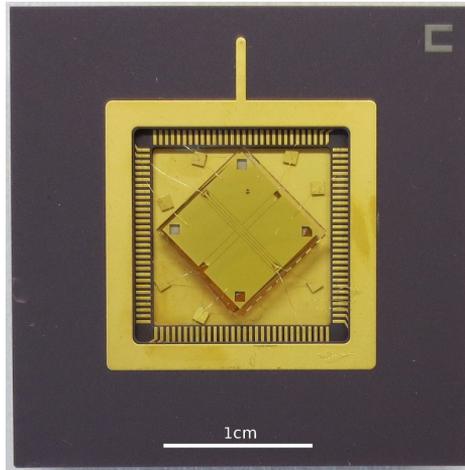


FIGURE 6.10 – Photographie d’un piège en or (série “200 microns”) sur son support en céramique. Le fond du support, plaqué or, est relié à la masse. On distingue les capacités de filtrage (petits carrés dorés à côté du piège). Les connexions électriques sont assurées par des pins situés sous le support et reliés à travers la céramique aux bornes de connexion autour de l’échantillon.

Les connexions électriques sont assurées par micro-câblage (*wire bonding*). Pour éviter la présence de bulles dans les colles, pouvant dégrader le vide, le système assemblé est cuit à une centaine de degrés pendant une vingtaine de minutes (en suivant les recommandations du fabricant des résines). Le piège est ensuite prêt à être disposé sur le support décrit section 3.1.2 page 54.

6.11 Conclusion

Dans ce chapitre j’ai détaillé le processus que nous avons mis au point pour réaliser des micro-pièges à électrodes épaisses d’or. J’ai insisté sur la partie lithographie qui est celle nous ayant demandé le plus de travail d’optimisation.

Dans le chapitre suivant je présenterai les expériences qui ont été réalisées sur des micro-pièges à ions fabriqués en salle blanche.

Mesures du taux de chauffage d'un piège micro-fabriqué

Après avoir détaillé le processus de micro-fabrication des pièges dans le chapitre précédent, je décris ici les expériences menées sur des pièges micro-fabriqués. Le but ultime de ces expériences est la caractérisation du taux de chauffage d'un ion piégé au dessus d'une surface, et en comprendre l'origine afin de le minimiser.

7.1 Présentation de l'échantillon

Le piège utilisé est un dispositif issu de la première série de pièges réalisés dans l'équipe : les électrodes en cuivre sont déposées sur un substrat en silice fondue [12]. Ces pièges ont été fabriqués avant mon arrivée dans l'équipe mais n'avaient encore jamais été testés. La géométrie est similaire à celle des autres pièges étudiés (schéma figure 4.1 page 90). La géométrie des électrodes donne par calcul une hauteur de piégeage de 131 microns.

L'échantillon est préalablement préparé selon une procédure comparable à celle utilisée pour les pièges en or décrite section 6.10 page 143. Nous avons rajouté cependant une étape supplémentaire après le nettoyage à l'acétone : un passage dans une solution d'acide chlorhydrique à 25% pendant quelques minutes pour retirer la couche d'oxyde en surface.

7.1.1 Paramètres d'utilisation

Ce piège a été caractérisé dans l'enceinte ultra-vide après la procédure d'amélioration du vide décrite dans 3.1, page 51. La pression dans l'enceinte est de l'ordre de 5×10^{-11} mbar fours à strontium éteints, et d'environ 8×10^{-11} mbar lors de l'utilisation d'un four.

Nous avons dans un premier temps tenté d'utiliser ce piège avec une fréquence RF de 17 MHz et une tension de 200 V pic-pic. Il nous a été impossible de piéger dans ces conditions. Dans un second temps, nous sommes passés à une fréquence RF de 33 MHz et une tension de 250 V pic-pic. La fréquence était limitée par la capacité linéique des câbles amenant la RF au piège. Les paramètres de stabilité calculés sont donnés dans le tableau 7.1 pour les deux jeux de paramètres RF testés. Bien qu'une valeur du paramètre de stabilité de 0.3 et une profondeur de 100 meV devrait permettre de piéger un ion, il nous a été impossible de piéger dans ces conditions. Nous supposons que des champs statiques non compensés et un excès de micro-mouvement nous ont empêché d'observer un ion piégé.

	$q_{x'}$	$q_{y'}$	q_z	Profondeur U (meV)
RF : 17 MHz, $200V_{pp}$	0.32	-0.32	0.00	~ 100
RF : 33 MHz, $250V_{pp}$	0.11	-0.11	0.00	~ 45

TABLE 7.1 – Paramètres de stabilités calculés pour deux fréquences RF. En montant la fréquence à tension fixe, la stabilité du piège est accrue au dépens de la profondeur. La profondeur est donnée à titre indicatif pour un cas sans rotation du potentiel et sans anisotropie.

Les tensions appliquées aux autres électrodes ont été calculées en utilisant la méthode décrite dans le chapitre 4. La hauteur de piégeage calculée est de 131 μm . Les fréquences de piégeage radiales attendues sont dans la gamme de 1 à 2 MHz, et autour de 100 kHz pour la fréquence longitudinale.

Afin de refroidir les deux axes x et z simultanément avec le faisceau principal (voir figure 3.13), le piège a été tourné de 45° dans le plan xz . Les vecteurs d'onde des faisceaux de refroidissement, et le faisceau de photo-ionisation ont donc une composante suivant les deux axes du piège parallèles au substrat.

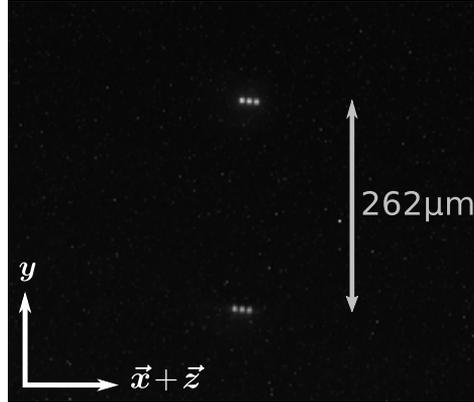


FIGURE 7.1 – Image par fluorescence d’une chaîne de trois ions piégés à une hauteur de 131 microns de la surface. On observe en bas le reflet des ions sur les électrodes du piège. La distance entre deux ions est environ de $12\ \mu\text{m}$. La vue est affectée par un angle de parallaxe de 45° par rapport à l’axe de la chaîne.

7.2 Fonctionnement du piège et caractérisations

Pour un potentiel peu anisotrope et pour 250 V pic-pic d’amplitude RF, nous pouvons piéger et refroidir de façon stable et reproductible un maximum de 3 ions dans une chaîne (cristal de Coulomb). Un exemple d’image d’une chaîne d’ions obtenue par la caméra dans une direction parallèle au piège (axe $(1, 0, 1)$) est présentée figure 7.1.

Comme expliqué section 3.1, page 51, l’amélioration du système ultra-vide nous a permis d’atteindre des pressions autour de 5×10^{-11} mbar. Dans cette situation (fours éteints), la durée de vie typique d’un ion unique refroidi est de l’ordre de la demi heure, pourvu que le micro-mouvement ait été minimisé. Le taux de collision avec le gaz résiduel est inférieur à 0.05 Hz (moins de une toutes les 20 secondes), ce qui permet de réaliser des mesures intégrées sur plusieurs secondes sur un ion. La durée de vie en l’absence de refroidissement laser est de l’ordre de quelques minutes.

7.2.1 Spectres de refroidissement

La figure 7.2 présente un spectre de refroidissement obtenu avec un ion unique. La puissance du faisceau à 422 nm est de $1\ \mu\text{W}$ pour un diamètre de 30 microns (à $1/e^2$ lors de l’ajustement gaussien du profil du faisceau) : $I_b \simeq$

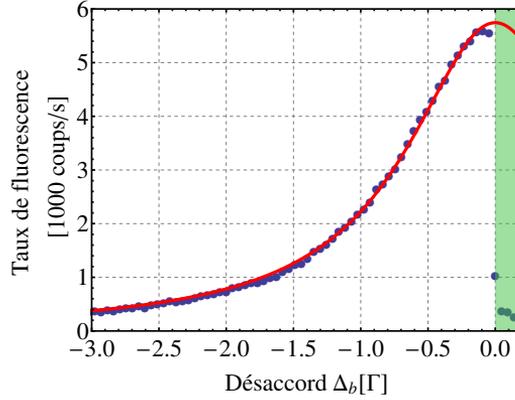


FIGURE 7.2 – Spectre de refroidissement d'un ion $^{88}\text{Sr}^+$ piégé sur un micro-piège en cuivre : nous traçons la fluorescence en fonction du désaccord Δ_b avec Δ_{IR} fixé à $+2\pi \times 150$ MHz. En bleu les points expérimentaux, temps d'intégration de 5 secondes. En rouge l'ajustement lorentzien. La largeur du spectre à mi-hauteur (*FWHM* : *Full Width at Half Maximum*) est de $\sqrt{2.51} \times \Gamma$. La courbe est élargie par la puissance laser. En faisant l'hypothèse de transition à deux niveaux, on peut extraire de cet ajustement le paramètre de saturation effectif du laser $s = 1.5$. En vert la zone où l'ion n'est pas refroidi mais chauffé.

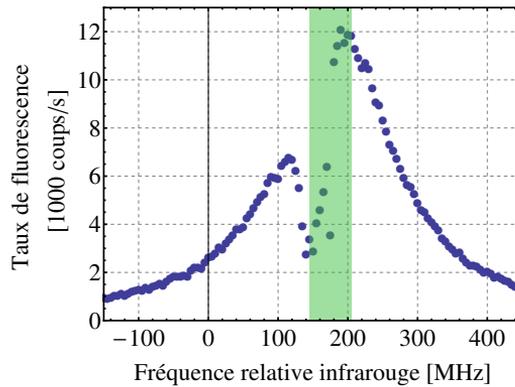


FIGURE 7.3 – Spectre de fluorescence infrarouge d'un ion $^{88}\text{Sr}^+$ piégé sur un micro-piège en cuivre. Temps d'intégration du comptage : 0.5 secondes. En vert, l'intervalle dans lequel nous estimons que l'ion subi un chauffage Doppler : en effet cette zone correspond à un changement de pente causé par le piégeage cohérent de population dans le spectre de refroidissement. Le refroidissement Doppler, dont l'ingrédient clé est ce spectre de refroidissement, fonctionne sur une pente positive de ce spectre, un changement de pente dans celui-ci cause un chauffage.

$4 \times I_{b,\text{Sat}}$ (l'intensité de saturation de la transition est $I_{b,\text{Sat}} = 32.5 \text{ mW/cm}^2$) à résonance. Le faisceau infrarouge a une puissance d'environ $50 \text{ } \mu\text{W}$ pour un diamètre de 100 microns : $I_{\text{IR}} \simeq 3600 \times I_{\text{IR},\text{Sat}}$ (l'intensité de saturation de la transition est $I_{\text{IR},\text{Sat}} = 0.14 \text{ mW/cm}^2$) à résonance. Les effets de piégeage cohérent de population (système à trois niveaux) ont été minimisés en imposant un désaccord de $\Delta_{\text{IR}} = +2\pi \times 150 \text{ MHz}$ au laser re-pompeur. La forme du spectre est bien décrite par une loi lorentzienne (équation 2.19, page 38) obtenue pour un système à deux niveaux : il n'y a pas d'élargissement Doppler résiduel mesurable attendu en cas de mauvais refroidissement. Grâce au désaccord Δ_{IR} positif, les modifications au spectre induites par le piégeage cohérent de population sont repoussées vers la partie droite du spectre, zone rendue de toute façon inaccessible par le chauffage de l'ion induit par le laser de refroidissement. En supposant le spectre bien décrit par une loi du type 2.19, le fit des données nous permet d'évaluer le paramètre de saturation. Dans le cas de l'exemple reporté sur la figure 7.2, cette estimation nous donne $s = 1.5 \pm 0.1$ à comparer avec la valeur de $s = 4$ déduite de l'intensité mesurée (140 mW/cm^2) et de la valeur de $I_{\text{sat}} = 32.5 \text{ mW/cm}^2$.

En comparant ce spectre à celui obtenu sur le piège sur carte de circuit électronique figure 5.8 page 117, nous pouvons remarquer l'importance des améliorations expérimentales (qualité du vide, stabilisation des lasers en puissance, soustraction du fond) pour obtenir un bon rapport signal à bruit.

7.2.2 Spectres infrarouges

Laser infrarouge suivant l'axe horizontal

Un autre diagnostic courant pour les ions uniques consiste à réaliser un spectre de fluorescence avec le laser de refroidissement à fréquence fixe (Δ_b négatif) et en balayant le laser re-pompeur. Un exemple de ce type de spectre est présenté figure 7.3. Ce spectre est obtenu avec un désaccord bleu de $\Delta_b = -2\pi \times 30 \text{ MHz}$ (cette fréquence est connue de façon absolue grâce à la méthode d'asservissement sur une cellule de rubidium), une puissance du laser à 422 nm de $15 \text{ } \mu\text{W}$ pour un diamètre de 30 microns. Le faisceau infrarouge a une puissance d'environ $60 \text{ } \mu\text{W}$ pour un diamètre de 100 microns environ. Ce type de spectre permet en premier lieu de déterminer la fréquence du laser re-pompeur : cette fréquence n'étant fixée que de manière relative par l'asservissement. On utilise pour cela deux informations du spectre : la position du maximum de fluorescence et la position de la

zone de piégeage cohérent de population se produisant quand les désaccords des deux lasers de refroidissement sont égaux.. Cette détermination est utile pour deux raisons :

- éviter le piégeage cohérent de population en choisissant un désaccord tel que $|\Delta_{\text{IR}}| \gg |\Delta_b|$ (les états noirs apparaissent dans la zone autour de $\Delta_b = \Delta_{\text{IR}}$) ;
- augmenter la sensibilité de la détection du micro-mouvement sur l'axe vertical y . J'ai expliqué section 3.7 page 80 qu'on utilisait le re-pompeur pour détecter le micro-mouvement suivant cet axe. Comme démontré dans la référence [109], le contrôle précis de Δ_{IR} est une condition nécessaire pour pouvoir se placer dans les régions de sensibilité maximales près de $\Delta_b = \Delta_{\text{IR}}$.

La précision de la détermination de la position du maximum de fluorescence et la position de la zone de piégeage cohérent de population est de quelques mégahertz, ce qui est suffisant pour les utilisations exposées ci-dessus.

Laser infrarouge suivant l'axe vertical

Le spectre de la figure 7.3 a été acquis avec un faisceau re-pompeur aligné parallèlement à la surface du piège. L'excès de micro-mouvement selon les directions x et z (voir ci-dessous) ayant été préalablement minimisé. Lorsque nous avons effectué des spectres de fluorescence analogues en balayant la fréquence du re-pompeur "vertical" (en réalité comme expliqué dans la partie traitant du montage expérimental, il a une composante suivant l'axe z et y), les formes spectrales observées sont bien plus compliquées (figure 7.4). L'hypothèse la plus vraisemblable est que le micro-mouvement domine ces spectres en induisant des répliques de la structure associée à l'état noir (bandes latérales) [142]. Cet effet est probablement exacerbé par un mauvais refroidissement du mouvement séculaire qui n'est que partiellement amélioré en introduisant une rotation des axes propres, limité sur cette géométrie de piège à 4° . On peut alors se servir des spectres infrarouges pour réduire l'excès micro-mouvement suivant l'axe y : le faisceau laser repompeur y étant sensible, et les excès de micro-mouvement suivant les autres axes ayant été minimisés.

Comme discuté ci-dessous, ce point est très problématique pour obtenir une bonne minimisation du micro-mouvement selon l'axe y .

7.2.3 Compensation des champs électriques

Compensation des axes x et z

Préalablement à la mesure du taux de chauffage, il est nécessaire d'effectuer la compensation des tensions électriques visant à minimiser le micro-mouvement de l'ion. Le principe de cette mesure est décrite section 3.7, page 80. Cette étape s'est bien déroulée pour ce qui concerne le micro-mouvement selon les axes x et z . Les champs typiques de compensations sont du même ordre de grandeur que ceux trouvés pour le piège sur carte électronique : entre 50 et 250 V/m avec une sensibilité de la mesure autour du volt par mètre. La stabilité des compensations est cependant accrue à une demi-journée. D'un jour à l'autre les champs de compensation ne varient que d'environ 20 V/m.

Compensation de l'axe y

Il nous a été impossible de détecter un signal fiable de modulation de la fluorescence corrélé à la RF suivant l'axe y , quelque soit les champs de compensation appliqués. La condition de compensation sur les trois axes n'étant pas vérifiée, il est impossible d'affirmer que la valeur obtenue par une mesure de taux de chauffage n'est pas entachée par un excès de micro-mouvement.

Pour tenter de comprendre ce problème, nous avons acquis une série de spectres infrarouges en fonction des champs de compensation suivant y . Comme on peut le voir sur la figure 7.4, les formes des spectres sont sensibles à ce paramètre. Pour réaliser la mesure de taux de chauffage, on se place au point où le spectre semble être le moins perturbé par ce micro-mouvement : +100 V/m.

Utiliser une géométrie de piège pour laquelle le mouvement suivant l'axe vertical puisse être mieux refroidi, comme ce sera vraisemblablement le cas avec la série de piège en or (la rotation des axes propres du potentiel peut être au moins cinq fois plus importante) permettra peut-être de résoudre ce problème

7.2.4 Mesures de taux de chauffage

Pour réaliser la mesure du taux de chauffage, la séquence suivante, programmée dans le compteur décrit dans la section 3.6.1 page 73, est réalisée sur un ion unique initialement froid :

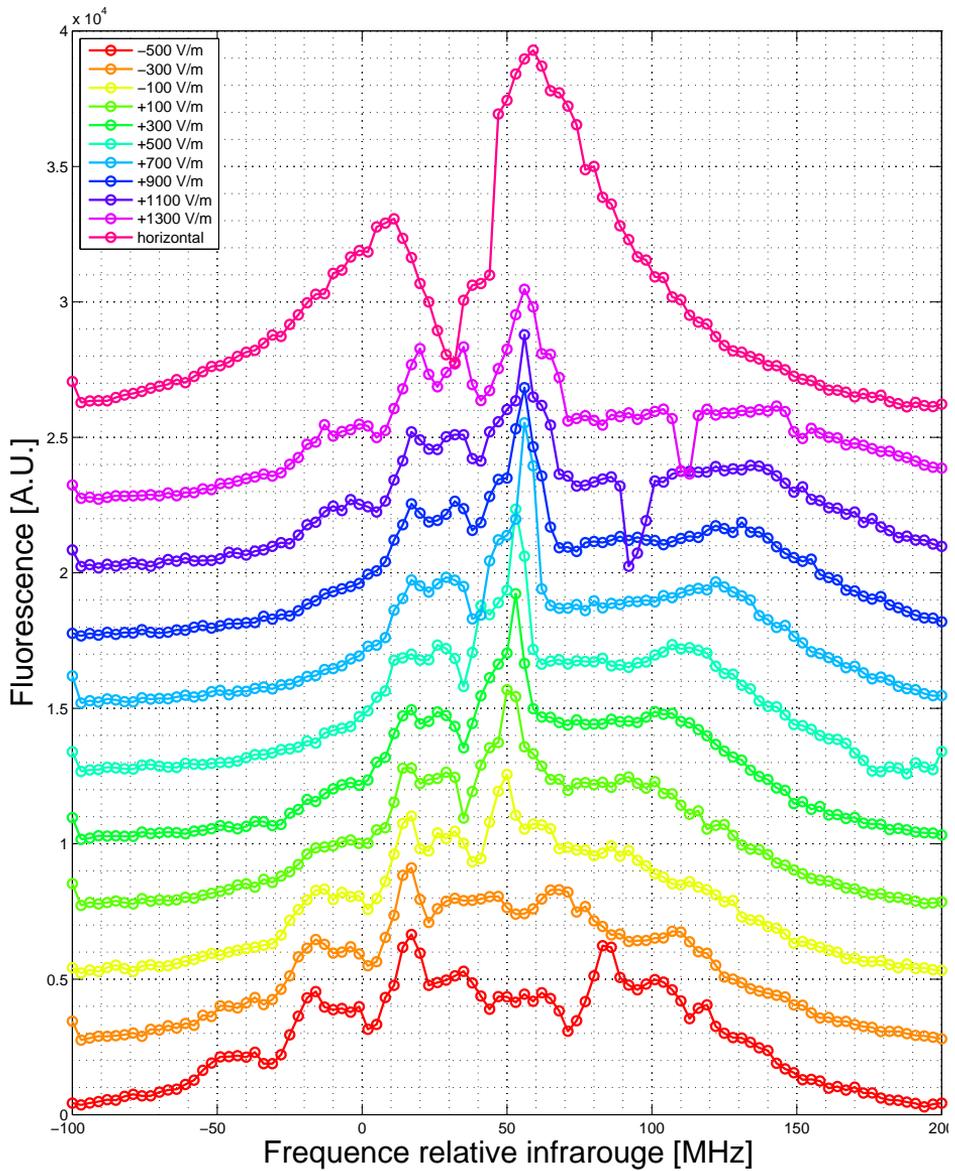


FIGURE 7.4 – Série de spectres infrarouges (re-pompeur “vertical”) pour différentes tensions de compensation de l’axe y autour de la valeur théoriquement calculée. Pour comparaison, le spectre en haut de la figure a été réalisé avec un faisceau re-pompeur parallèle au piège.

- on coupe le faisceau bleu et le faisceau infrarouge pendant une période de 12 secondes pendant laquelle l'ion subit une période de libre évolution, donc chauffe ;
- les faisceaux sont allumés et au même moment on démarre l'acquisition d'un histogramme de comptage avec une résolution temporelle de 50 μ s, pendant 250 ms ;
- on transfère les données en environ 100 ms pendant lesquelles l'ion continue d'être refroidi ;
- on recommence un cycle ;

Tous les 100 cycles environ, on vérifie grâce à la caméra latérale (qui est déclenchée pour acquérir une image lorsque les lasers de refroidissement sont allumés) que l'ion est toujours présent. Si l'ion est perdu, on recharge le piège (les points acquis sans ion serviront à mesurer le de fond de la mesure).

Un spectre bleu est effectué au préalable pour connaître le paramètre de saturation du laser bleu. Le désaccord du laser bleu est choisi de manière à avoir une dynamique de refroidissement d'au moins 10 ms (largement supérieur au temps d'échantillonnage). Il est fixé autour de $\Delta_b = -2\pi \times 4$ MHz. Le désaccord du laser re-pompeur est choisi autour de typiquement $\Delta_{IR} = -2\pi \times 200$ MHz. La fréquence de vibration longitudinale de l'ion est également mesurée : c'est ce mode de vibration qui domine la courbe de Doppler re-cooling.

Paramètres de l'expérience

Dans la figure 7.7 est reporté le résultat d'une mesure obtenue avec les paramètres suivants :

- paramètre de saturation effectif : $s_{0\text{eff}} = 160$;
- largeur de transition effective : $\Gamma_{\text{eff}} = -2\pi \times 2.7$ MHz ;
- désaccord bleu : $\Delta_b = -2\pi \times 4$ MHz ;
- position de l'infrarouge : $\Delta_{IR} = -2\pi \times 204$ MHz ;
- temps de chauffage : 12 secondes ;
- fréquence du mode longitudinal : $\omega_z = 2\pi \times 175$ kHz ;
- nombre de cycles effectués : 1240 ;
- angle entre le faisceau de refroidissement et l'axe z : 45° ($k_z = k_L/\sqrt{2}$).

Les paramètres effectifs ont été obtenus avec la méthode décrite dans la section 2.3 page 47 : ils caractérisent entièrement le taux d'émission

de photons en fonction du désaccord Δ_b , seul ingrédient de la description théorique du refroidissement Doppler et donc de la méthode Doppler re-cooling. Afin de les obtenir, un spectre de refroidissement présenté figure 7.5 a été acquis. Un ajustement lorentzien est effectué selon la loi 2.21 page 39

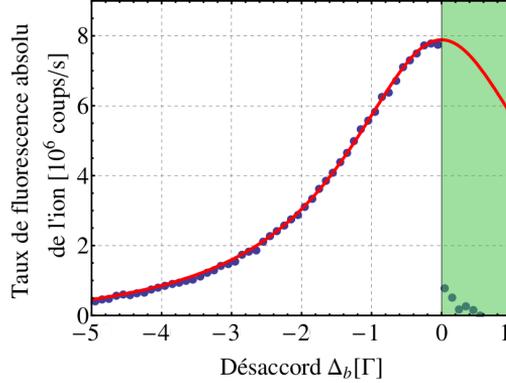


FIGURE 7.5 – Spectre de refroidissement d'un ion $^{88}\text{Sr}^+$ piégé sur un micro-piège en cuivre : nous traçons la fluorescence en fonction du désaccord Δ_b avec Δ_{IR} fixé à $-2\pi \times 204$ MHz. En bleu les points expérimentaux, temps d'intégration de 6 secondes. Le taux de fluorescence absolu est obtenu en connaissant le taux de collection du système de détection tel que présenté 3.6.2 page 78. En rouge l'ajustement lorentzien permettant de connaître les paramètres *effectifs* : $s_{0\text{eff}}$ et Γ_{eff} . En vert la zone où l'ion n'est pas refroidi mais chauffé.

dont les seuls paramètres libres sont $s_{0\text{eff}}$ et Γ_{eff} . A cause de l'organisation de la population atomique sur trois niveaux, la largeur effective Γ_{eff} diffère de celle Γ du niveaux $5\text{P}_{1/2}$ de l'ion $^{88}\text{Sr}^+$.

Traitement des données

Chaque histogramme acquis est transféré sur un ordinateur qui ensuite analyse les données. Pour chaque cycle de mesure, je fais la somme du nombre de photons acquis durant les 250 ms d'acquisition. La figure 7.6 représente l'histogramme du nombre de photons comptés par cycle. On distingue trois zones :

zone 1 (bleue) : en dessous de 145 coups par seconde (ce qui correspond à la mesure moyenne du fond plus sa variance), les expériences sont interprétées comme sans ions, ces mesures servent pour mesurer la fluorescence de fond de la mesure (361 cycles de mesure, 29%) ;

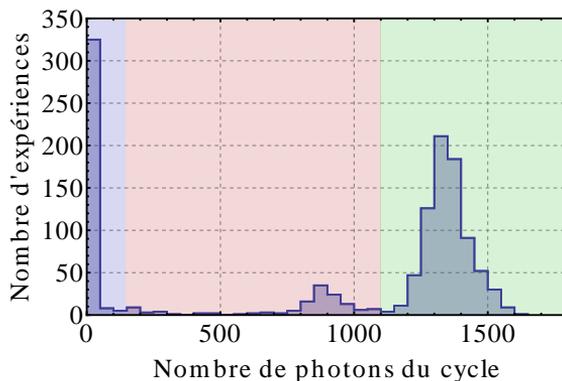
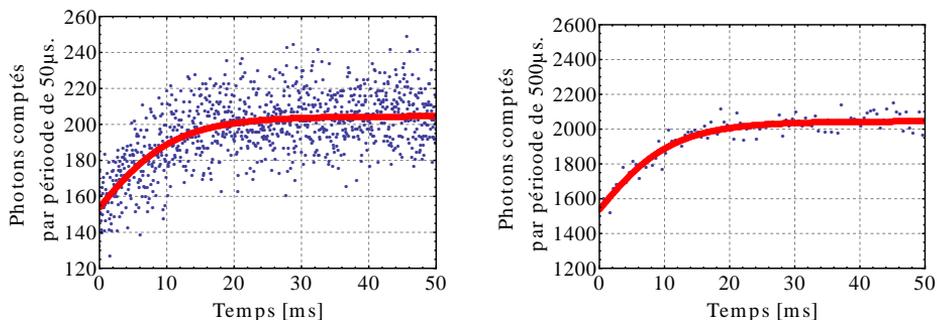


FIGURE 7.6 – Histogramme du nombre de photons comptés par cycle de mesure. On distingue 3 zones commentées dans le corps du texte.



- (a) Signal de fluorescence brut (fond soustrait), résolution temporelle : $50 \mu\text{s}$.
 (b) Signal de fluorescence moyenné (fond soustrait), résolution temporelle : $500 \mu\text{s}$: les points ont été regroupés par 10.

FIGURE 7.7 – Somme de tous les cycles de mesure soustraits du fond permettant de déterminer le taux de chauffage. L'ajustement en rouge obtenu grâce à la méthode du *système à deux niveaux effectif* donne environ 31330 quanta de vibration gagnés par seconde. La figure (b) est donnée pour montrer l'accord de la méthode à l'expérience.

zone 2 (rouge) : entre 145 et 1100 coups par seconde, les données sont interprétées comme des mesures où l'ion a subi une collision (112 cycles de mesure, 9%). Les données sont exclues du traitement. Le pic dans l'histogramme provient vraisemblablement d'une énergie caractéristique de collision avec un type de molécule du gaz résiduel de l'enceinte ultra-vide durant la période sans refroidissement. La proportion de ces cycles additionnés aux expériences où l'ion a été éjecté du piège est compatible avec un taux de collision inférieur à 0.05 Hz ;

zone 3 (verte) : au dessus de 1100 coups par seconde, se trouvent les mesures utilisées pour la mesure du taux de chauffage (767 cycles de mesure, 62%).

Une fois cette sélection des points effectués on somme les expériences sélectionnées, et on leur soustrait le fond. On obtient la courbe de la figure 7.7. La forte dispersion des points provient de la grande résolution temporelle de l'échantillonnage qui induit un petit nombre d'évènements par intervalle. En utilisant une méthode des moindres carrés, la courbe théorique présentée dans la section 2.2.2 page 42 est ajustée à l'expérience. Le seul paramètre libre du système est l'énergie moyenne initiale de l'ion, les paramètres fixes ont été donnés ci-dessus.

Résultats

Compte tenu de la fréquence axiale de l'ion ($\omega_z = 2\pi \times 175$ kHz), le taux de chauffage est de $\dot{n} = 31330 \pm 400$ quanta de vibration par seconde. Bien que la notion de température d'une particule unique soit un abus de langage, on décrit souvent ce phénomène en terme d'augmentation de la température en supposant un état final à l'équilibre thermodynamique avec $T = \bar{n} \frac{\hbar\omega}{k_b}$ (vrai pour $k_b T \gg \hbar\omega$). Donc le taux de chauffage peut s'exprimer comme un gain de température de 260 ± 3 mK/s. On peut calculer la densité spectrale de bruit [8] :

$$\dot{n} = \frac{e^2}{4m\hbar\omega_z} S_E(\omega_z) \quad (7.1)$$

On normalise le résultat obtenu à une fréquence de vibration de 1MHz pour pouvoir comparer notre expérience aux réalisations d'autres groupes : $\omega S_E = 5.2 \times 10^{-4}$ V/m². On se situe donc légèrement au dessus de la droite $1/d^4$ pour les pièges à température ambiante sur le graphique 1.4 de

la page 19 donnant un résumé des expériences menées dans le monde. Ce graphique est reproduit figure 7.8, avec notre mesure.

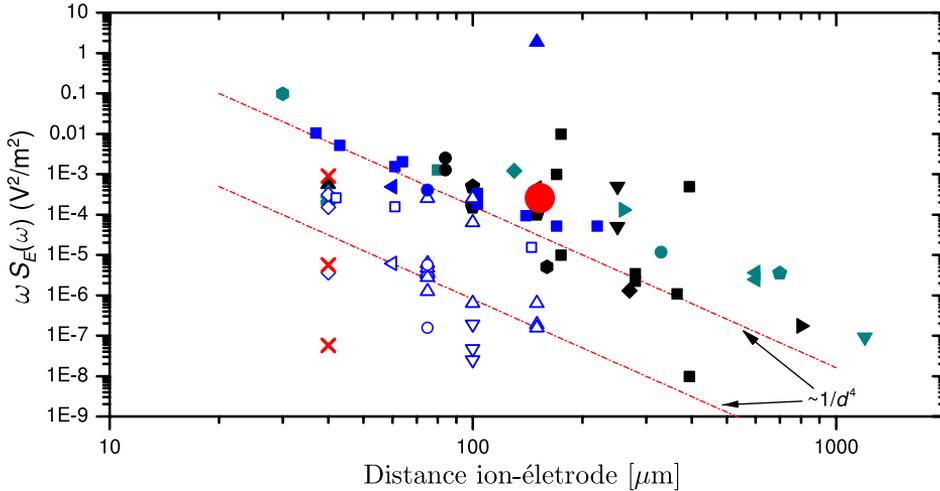


FIGURE 7.8 – Graphique présenté figure 1.4 page 19, représentant les mesures de densité spectrale de bruit estimées par une mesure de taux de chauffage, dans différentes expériences, en fonction de la distance ion-surface. Le point rond plein rouge représente notre mesure.

Cette valeur doit cependant être prise avec précaution pour deux raisons. La première est que le système ne répond pas exactement au modèle théorique, de futures expériences doivent permettre d’estimer le degré d’approximation introduit par notre méthode de “lorentzienne effective”. La deuxième est que la compensation suivant l’axe vertical n’a pas été obtenue de façon satisfaisante. Cependant, par cette stratégie nous avons extrait le taux de chauffage des données expérimentales et obtenus un excellent ajustement.

7.2.5 Expériences préliminaires de nettoyage des surfaces

Dans le chapitre d’introduction, j’ai présenté les hypothèses proposant comme origine du taux de chauffage une contamination de la surface par des molécules adsorbées, ainsi que les expériences qui valident cette hypothèse en liant un nettoyage des surfaces de piégeage à une variation significative du taux de chauffage mesuré.

Dans cette section je présente une expérience préliminaire de caractérisation de la pollution de la surface d’un échantillon ainsi que nos premiers

essais de nettoyage de la surface par bombardement ionique. Ces mesures ont été effectuées sur un des échantillons en or dont la fabrication a été décrite dans le chapitre précédent et utilisent une technique précédemment introduite par [11].

Nettoyage préliminaire de l'échantillon

Avant d'être introduit dans l'enceinte ultra-vide pour les expériences de piégeage, un piège subit un nettoyage *standard*. Avant d'être monté sur son support, l'échantillon est nettoyé à l'acétone pour le débarrasser des impuretés organiques (chaines carbonées) pouvant le contaminer : elles peuvent être issues par exemple du processus de fabrication. L'acétone est rincé à l'isopropanol, à l'eau, puis de nouveau à l'isopropanol pour retirer toute trace d'eau. Un plasma d'oxygène est ensuite réalisé pour retirer les parties carbonées qui auraient pu résister à l'acétone (résine trop sèche par exemple). Le piège est ensuite monté sur son support (le travail est effectué sur une paillasse propre, avec gants et masques). Il est une dernière fois rincé à l'éthanol absolu avant d'être inséré dans l'enceinte ultra-vide.

Malgré ce type de procédure, des taux de chauffage plus importants que ceux prédits en tenant compte uniquement du bruit thermique sont mesurés. Nous avons préparé un échantillon suivant la procédure décrite ci-dessus, et nous avons effectué une analyse des atomes présents en surface à l'aide d'un spectromètre Auger.

Principe de la spectroscopie d'électrons Auger

La spectroscopie Auger consiste à envoyer un faisceau d'électrons ayant une énergie de quelques milliers d'électron-volt sur la surface à analyser. Un électron incident arrache un électron de cœur d'un atome présent en surface, laissant une vacance dans la structure électronique. Un processus de relaxation possible, est qu'un électron périphérique de l'atome vienne combler cette vacance en fournissant la différence d'énergie à un troisième électron qui est alors éjecté de la surface. C'est ce troisième électron qui est détecté, et son énergie cinétique qui est mesurée. Cette énergie est indépendante de celle d'excitation. Les positions des pics d'énergie détectés sont donc uniquement une signature des atomes présents sur la surface. Cette technique peut être sensible à quelques dizaine d'atomes (mais ne détecte pas l'hydrogène et l'hélium). Elle permet d'analyser les toutes premières couches atomiques de la surface.

Spectroscopie Auger de la surface d'un échantillon

Procédure L'échantillon est nettoyé et est déposé sur un porte échantillon, connecté électriquement à toutes les électrodes du piège. L'échantillon est introduit dans l'enceinte par l'intermédiaire d'un sas permettant de retrouver rapidement un vide poussé. L'échantillon est recuit à 120° pendant 15 minutes pour désorber les molécules d'eau. La pression ultra-vide est comprise entre 10^{-9} mbar et 10^{-10} mbar. Le spectroscope Auger utilisé est un LIED Auger 4 grilles.

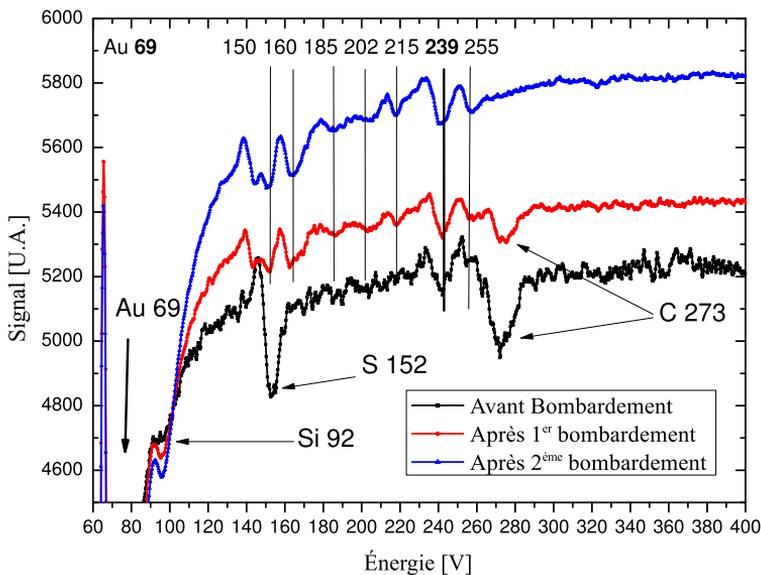


FIGURE 7.9 – Spectroscopie Auger réalisée sur un piège surfacique avant et après une procédure de nettoyage par bombardement ionique.

Nettoyage de l'échantillon : *sputtering*

L'échantillon a ensuite été nettoyé par bombardement d'ions argon pendant une dizaine de minutes. Une différence de tension de 900 volts est appliquée entre l'échantillon et le canon pour accélérer les ions. Le courant collecté sur l'échantillon est de quelques milli-ampères. Ce nettoyage est fait à température ambiante.

Résultats

L'analyse spectroscopique a été réalisée trois fois (et en différents points de l'échantillon pour s'assurer de la reproductibilité spatiale). La première fois avant nettoyage par bombardement ionique, la seconde après un premier bombardement, et la dernière après un second bombardement. Les résultats sont présentés sur la figure 7.9.

Lors de la première analyse on observe un pic Auger correspondant à l'or des électrodes, un pic plus faible pour le silicium du substrat, un signal correspondant au soufre ainsi qu'un signal correspondant au carbone. Le premier nettoyage par bombardement ionique a permis d'éliminer le soufre de la surface de l'échantillon ainsi qu'une bonne partie du carbone. Il faut cependant noter que les électrons bombardant la surface lors de l'analyse Auger peuvent produire un dépôt de carbone sur la surface. Ces électrons peuvent casser les liaisons C-O du gaz carbonique résiduel dans l'enceinte permettant au carbone de se fixer à la surface. Après le second bombardement il ne reste plus que les signaux de l'or et du silicium.

Le soufre est un contaminant naturel de l'or, sa présence est donc compréhensible. Sa disparition après bombardement est surprenante car il s'agit d'un contaminant volumique. Les composés organiques sont des polluants courants des surfaces et sont pour partie responsables du chauffage anormal [11]. L'hypothèse est que des chaînes carbonées restent adsorbées en surface malgré les nettoyages standards, celles-ci oscillent grâce à l'énergie thermique. Leur dipôle en mouvement crée une fluctuation du champ électrique dans la gamme de la fréquence de vibration de l'ion, lui faisant ainsi gagner de l'énergie [54, 60].

Il nous reste à corréliser cette expérience à une mesure du taux de chauffage avant et après nettoyage par bombardement ionique pour confirmer une mesure n'ayant été observée qu'une seule fois [11], et pour ensuite explorer les autres contributions au chauffage anormal qui n'ont pas encore été identifiées (en menant par exemple des études du taux de chauffage sur des matériaux de nature différente).

7.3 Conclusion

Dans ce chapitre j'ai montré que nous avons fait fonctionner avec succès un micro-piège à ions fabriqué par des techniques de micro-fabrication. Les mesures effectuées pour caractériser le taux de chauffage ont été réalisées sur

ce piège avec toutefois un bémol : la compensation n'a pas pu être effectuée de façon satisfaisante selon tous les axes propres vraisemblablement à cause d'un refroidissement inefficace suivant l'axe vertical (ce qui devrait être résolu avec la prochaine série de pièges en or). Nous avons cependant obtenu un excellent ajustement pour les données expérimentales du taux de chauffage, grâce à notre méthode du pseudo-système à deux niveaux.

A très court terme, il reste à reproduire cette expérience, et à effectuer différentes mesures en fonction de la fréquence longitudinale ω_z . Puis, à moyen terme, de faire ces mesures dans les conditions d'un pseudo-système à deux niveaux présenté figure 2.9 page 48 (lasers en cours d'acquisition), et de comparer ces résultats à ceux précédemment acquis. La mesure de nettoyage par bombardement ionique sera aussi à corrélérer aux mesures de taux de chauffage.

Conclusion et perspectives

La réalisation des tâches nécessaires pour réaliser un ordinateur quantique basé sur des ions piégés et refroidis est aujourd'hui démontrée. Le défi majeur actuel est de réunir toutes les briques élémentaires déjà démontrées par différents groupes, sur un seul et même dispositif avec des dimensions caractéristiques de taille micrométrique. Cette taille réduite donne beaucoup d'avantages en termes d'intégrations et d'adressage (micro-ondes en champ proche), mais nous oblige à surmonter le problème du chauffage *anormal*.

L'objectif de cette thèse était justement d'étudier ces phénomènes sur des pièges planaires micro-fabriqués, en faisant évoluer le savoir-faire de l'équipe. La maîtrise du processus de fabrication est primordiale car elle permet de faire varier les paramètres pertinents (distance ion-surface, matériaux des électrodes...) et de tester leurs effets sur une mesure directe du taux de chauffage.

À mon arrivée en thèse, un système expérimental fonctionnel permettait de piéger des ions dans un piège macroscopique. Ce système ne permettait pas de mesurer le taux de chauffage des ions dans un piège.

Au cours de ma thèse, j'ai développé un ensemble d'outils permettant d'atteindre cet objectif. Par exemple j'ai exploité le signal de corrélation

7.3. CONCLUSION

de photons pour la minimisation du micro-mouvement ; j'ai développé un compteur de photons piloté par un micro-contrôleur capable d'acquérir des transitoires de fluorescence pour la mesure du taux de chauffage.

Un premier résultat marquant atteint lors des premiers mois de ma thèse, fut la démonstration du piégeage sur un piège planaire sub-millimétrique. Ce dispositif, très versatile, a permis d'obtenir un résultat original avec la démonstration du piégeage des plus grands cristaux bi-dimensionnels jamais obtenus dans un piège à ions radiofréquence.

Le piégeage sur un piège micro-fabriqués a ensuite été démontré et le taux de chauffage des ions dans ce piège a pu être mesuré. Une nouvelle génération de pièges basés sur la technologie Au/SiO₂ a entièrement été développée. Cette série d'échantillons, déjà installée sur leur support en céramique a été conçue pour permettre l'étude du taux de chauffage en fonction de la distance de l'ion à la surface. L'analyse des polluants de surface sur ces échantillons a aussi été effectuée mettant en évidence la présence de composés organiques. Un nettoyage par bombardement ionique a permis d'éliminer ces polluants, ouvrant ainsi la voie à l'étude du taux de chauffage *intrinsèque* sur des pièges propres.

Ces analyses ont été effectuées dans une enceinte indépendante en collaboration avec une équipe du laboratoire spécialiste des surfaces (STM). La première perspective à ce travail consiste donc à rassembler dans une même enceinte ultra-vide les outils de nettoyage et de caractérisation des surfaces et la mesure du taux de chauffage. Une fois cet outil mis en place, il sera possible de comparer les différents matériaux vis à vis du taux de chauffage *intrinsèque* qu'ils induisent sur l'ion. Enfin, grâce à la miniaturisation de nos dispositifs, il sera également possible d'exploiter les possibilités offertes par les micro-ondes pour réaliser les opérations de logique quantique.

Bibliographie

- [1] Carlos A. Pérez-Delgado and Pieter Kok. Quantum computers: Definition and implementations. *Phys. Rev. A*, 83:012303, Jan 2011. [Cité page 1.]
- [2] Charles H. Bennett, Gilles Brassard, Claude Crépeau, Richard Jozsa, Asher Peres, and William K. Wootters. Teleporting an unknown quantum state via dual classical and einstein-podolsky-rosen channels. *Phys. Rev. Lett.*, 70:1895–1899, Mar 1993. [Cité page 1.]
- [3] R. Ursin, F. Tiefenbacher, T. Schmitt-Manderbach, H. Weier, T. Scheidl, M. Lindenthal, B. Blauensteiner, T. Jennewein, J. Perdigues, P. Trojek, B. Ömer, M. Fürst, M. Meyenburg, J. Rarity, Z. Sodnik, C. Barbieri, H. Weinfurter, and A. Zeilinger. Entanglement-based quantum communication over 144 km. *Nature Physics*, 3:481–486, 2007. [Cité page 1.]
- [4] C. H. Bennett and G. Brassard. Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing. *Proceedings of the IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing*, pages 175–179, 1984. [Cité page 1.]
- [5] Peter W. Shor. Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer. *SIAM J. Comput.*, 26:1484–1509, 1997. [Cité pages 1 et 7.]
- [6] Lov K. Grover. Quantum mechanics helps in searching for a needle in a haystack. *Phys. Rev. Lett.*, 79:325–328, Jul 1997. [Cité page 1.]

- [7] H. Häffner, C.F. Roos, and R. Blatt. Quantum computing with trapped ions. *Phys. Rep.*, 469(4):155 – 203, 2008. [Cité pages 1, 8, 9, 10, 12, 13, et 16.]
- [8] Q. A. Turchette, D. 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. *Phys. Rev. A*, 61:063418, May 2000. [Cité pages 2, 17, 18, 19, 42, et 156.]
- [9] C. Ospelkaus, C. E. Langer, J. M. Amini, K. R. Brown, D. Leibfried, and D. J. Wineland. Trapped-ion quantum logic gates based on oscillating magnetic fields. *Phys. Rev. Lett.*, 101(9):090502, Aug 2008. [Cité pages 2 et 10.]
- [10] D. Allcock, T. Harty, H. Janacek, N. Linke, C. Ballance, A. Steane, D. Lucas, R. Jarecki, S. Habermehl, M. Blain, D. Stick, and D. Moehring. Heating rate and electrode charging measurements in a scalable, microfabricated, surface-electrode ion trap. *Appl. Phys. B*, 107:1–7, 2012. 10.1007/s00340-011-4788-5. [Cité pages 2, 3, 36, 48, et 98.]
- [11] 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. *Phys. Rev. Lett.*, 109:103001, Sep 2012. [Cité pages 2, 3, 19, 20, 158, et 160.]
- [12] R. Dubessy. *Réalisation, étude et exploitation d'ensembles d'ions refroidis par laser stockés dans des pièges micro-fabriqués pour l'information quantique*. PhD thesis, Université Paris Diderot - Paris 7, 2010. [Cité pages 2, 29, 51, 56, 57, 98, 99, et 145.]
- [13] David P. Di Vincenzo. The physical implementation of quantum computation. *Fortschr. Phys.*, 48(9-11):771–783, 2000. [Cité pages 8 et 9.]
- [14] John Preskill. Reliable quantum computers. *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, 454:385, 1998. [Cité page 8.]
- [15] A.M. Steane. Space, time, parallelism and noise requirements for reliable quantum computing. *Fort. Phys.*, 46:443–457, 1998. [Cité page 8.]
- [16] E. Knill. Quantum computing with realistically noisy devices. *Nature*, 434:39–44, 2005. [Cité page 8.]

-
- [17] T. D. Ladd, F. Jelezko, R. Laflamme, Y. Nakamura, C. Monroe, and J. L. O'Brien. Quantum computers. *Nature*, 464:45, 2010. [Cité pages 8, 23, 24, et 25.]
- [18] D. J. Wineland and H. Dehmelt. Proposed 10^{-14} $\delta\nu/\nu$ laser fluorescence spectroscopy Ti^+ mono-ion oscillator iii (side band cooling). *Bull. Am. Phys. Soc.*, 20:637, 1975. [Cité pages 9 et 38.]
- [19] T. W. Hänsch and A. L. Schawlow. Cooling of gases by laser radiation. *Optics Communications*, 13:68, 1975. [Cité pages 9 et 38.]
- [20] David J. Wineland. Nobel lecture: Superposition, entanglement, and raising schrödinger's cat. *Rev. Mod. Phys.*, 85:1103–1114, Jul 2013. [Cité page 9.]
- [21] J. I. Cirac and P. Zoller. Quantum computations with cold trapped ions. *Phys. Rev. Lett.*, 74:4091–4094, May 1995. [Cité pages 9, 15, et 42.]
- [22] D. J. Wineland, C. Monroe, W. M. Itano, D. Leibfried, B. E. King, and D. M. Meekhof. Experimental issues in coherent quantum-state manipulation of trapped atomic ions. *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.*, 103:259–328, May-June 1998. [Cité pages 9 et 18.]
- [23] Florian Mintert and Christof Wunderlich. Ion-trap quantum logic using long-wavelength radiation. *Phys. Rev. Lett.*, 87:257904, Nov 2001. [Cité page 10.]
- [24] Ch. Piltz, B. Scharfenberger, A. Khromova, A. F. Varón, and Ch. Wunderlich. Protecting conditional quantum gates by robust dynamical decoupling. *Phys. Rev. Lett.*, 110:200501, May 2013. [Cité pages 10 et 13.]
- [25] C. Ospelkaus, U. Warring, Y. Colombe, K. R. Brown, J. M. Amini, D. Leibfried, and D. J. Wineland. Microwave quantum logic gates for trapped ions. *Nature*, 476:181–185, 2011. [Cité pages 10, 13, 16, et 129.]
- [26] C. F. Roos, M. Chwalla, K. Kim, M. Riebe, and R. Blatt. 'designer atoms' for quantum metrology. *Nature*, 443:316–319, 2006. [Cité page 12.]
- [27] A. H. Myerson, D. J. Szwer, S. C. Webster, D. T. C. Allcock, M. J. Curtis, G. Imreh, J. A. Sherman, D. N. Stacey, A. M. Steane, and D. M. Lucas. High-fidelity readout of trapped-ion qubits. *Phys. Rev. Lett.*, 100:200502, May 2008. [Cité pages 12 et 72.]
- [28] A. H. Burrell, D. J. Szwer, S. C. Webster, and D. M. Lucas. Scalable simultaneous multiqubit readout with 99.99% single-shot fidelity. *Phys. Rev. A*, 81:040302, Apr 2010. [Cité page 12.]

- [29] D. B. Hume, T. Rosenband, and D. J. Wineland. High-fidelity adaptive qubit detection through repetitive quantum nondemolition measurements. *Phys. Rev. Lett.*, 99:120502, Sep 2007. [Cité page 12.]
- [30] C. Langer, R. Ozeri, J. D. Jost, J. Chiaverini, B. DeMarco, A. Ben-Kish, R. B. Blakestad, J. Britton, D. B. Hume, W. M. Itano, D. Leibfried, R. Reichle, T. Rosenband, T. Schaetz, P. O. Schmidt, and D. J. Wineland. Long-lived qubit memory using atomic ions. *Phys. Rev. Lett.*, 95:060502, Aug 2005. [Cité page 13.]
- [31] T. Harty et al. communication privée. [Cité page 13.]
- [32] T. Monz, K. Kim, A. S. Villar, P. Schindler, M. Chwalla, M. Riebe, C. F. Roos, H. Häffner, W. Hänsel, M. Hennrich, and R. Blatt. Realization of universal ion-trap quantum computation with decoherence-free qubits. *Phys. Rev. Lett.*, 103:200503, Nov 2009. [Cité page 13.]
- [33] D. M. Lucas, B. C. Keitch, J. P. Home, G. Imreh, M. J. McDonnell, D. N. Stacey, D. J. Szwer, and A. M. Steane. A long-lived memory qubit on a low-decoherence quantum bus. *arXiv:0710.4421*, 2007. [Cité page 13.]
- [34] Jan Benhelm, Gerhard Kirchmair, Christian F. Roos, and Rainer Blatt. Towards fault-tolerant quantum computing with trapped ions. *Nature Physics*, 4:463–466, 2008. [Cité pages 13 et 15.]
- [35] D.J. Wineland and D. Leibfried. Quantum information processing and metrology. *Laser Phys. Lett.*, 8:175–188, 2011. [Cité page 13.]
- [36] Michael A. Nielsen and Isaac L. Chuang. *Quantum computation and quantum information*. Cambridge University Press, 2000. [Cité pages 14 et 15.]
- [37] Anders Sørensen and Klaus Mølmer. Entanglement and quantum computation with ions in thermal motion. *Phys. Rev. A*, 62:022311, Jul 2000. [Cité page 15.]
- [38] E. Knill, D. Leibfried, R. Reichle, J. Britton, R. B. Blakestad, J. D. Jost, C. Langer, R. Ozeri, S. Seidelin, and D. J. Wineland. Randomized benchmarking of quantum gates. *Phys. Rev. A*, 77:012307, Jan 2008. [Cité page 15.]
- [39] J J Bollinger, D J Heinzen, W M Itano, S L Gilbert, and D J Wineland. A 303-mhz frequency standard based on trapped be+ ions. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 40:126–128, 1991. [Cité page 15.]

- [40] G Kirchmair, J Benhelm, F Zähringer, R Gerritsma, C F Roos, and R Blatt. Deterministic entanglement of ions in thermal states of motion. *New J. Phys.*, 11:023002, 2009. [Cité page 15.]
- [41] W. C. Campbell, J. Mizrahi, Q. Quraishi, C. Senko, D. Hayes, D. Hucul, D. N. Matsukevich, P. Maunz, and C. Monroe. Ultrafast gates for single atomic qubits. *Phys. Rev. Lett.*, 105(9):090502, Aug 2010. [Cité page 15.]
- [42] C. D. B. Bentley, A. R. R. Carvalho, D. Kielpinski, and J. J. Hope. Fast gates for ion traps by splitting laser pulses. *New J. Phys.*, 15:043006, 2013. [Cité page 15.]
- [43] D. Hayes, D. N. Matsukevich, P. Maunz, D. Hucul, Q. Quraishi, S. Olmschenk, W. Campbell, J. Mizrahi, C. Senko, and C. Monroe. Entanglement of atomic qubits using an optical frequency comb. *Phys. Rev. Lett.*, 104(14):140501, Apr 2010. [Cité page 15.]
- [44] U G Poschinger, G Huber, F Ziesel, M Deiß, M Hettrich, S A Schulz, K Singer, G Poulsen, M Drewsen, R J Hendricks, and F Schmidt-Kaler. Coherent manipulation of a $^{40}\text{Ca}^+$ spin qubit in a micro ion trap. *Journal of Physics B*, 42:154013, 2009. [Cité page 16.]
- [45] J P Home, M J McDonnell, D M Lucas, G Imreh, B C Keitch, D J Szwer, S C Webster N R Thomas, D N Stacey, and A M Steane. Deterministic entanglement and tomography of ion-spin qubits. *New J. Phys.*, 8:188, 2006. [Cité page 16.]
- [46] K. R. Brown, A. C. Wilson, Y. Colombe, C. Ospelkaus, A. M. Meier, E. Knill, D. Leibfried, and D. J. Wineland. Single-qubit-gate error below 10^{-4} in a trapped ion. *Phys. Rev. A*, 84:030303, Sep 2011. [Cité page 16.]
- [47] D. Kielpinski, C. Monroe, and D. J. Wineland. Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer. *Nature*, 417:709–711, 2002. [Cité pages 16, 21, et 22.]
- [48] C. Monroe and J. Kim. Scaling the ion trap quantum processor. *Science*, 339:1164–1169, 2013. [Cité pages 16 et 17.]
- [49] J M Amini, H Uys, J H Wesenberg, S Seidelin, J Britton, J J Bollinger, D Leibfried, C Ospelkausnd A P VanDevender, and D J Wineland. Toward scalable ion traps for quantum information processing. *New J. Phys.*, 12:033031, 2010. [Cité pages 17 et 22.]

- [50] Jonathan P. Home, David Hanneke, John D. Jost, Jason M. Amini, Dietrich Leibfried, and David J. Wineland. Complete methods set for scalable ion trap quantum information processing. *Science*, 325:5945, 2009. [Cité page 17.]
- [51] C. Monroe, R. Raussendorf, A. Ruthven, K. R. Brown, P. Maunz, L. M. Duan, and J. Kim. Large scale modular quantum computer architecture with atomic memory and photonic interconnects. *arXiv:1208.0391*, Aug 2012. arXiv:1208.0391v1. [Cité page 17.]
- [52] Thomas Monz, Philipp Schindler, Julio T. Barreiro, Michael Chwalla, Daniel Nigg, William A. Coish, Maximilian Harlander, Wolfgang Hänsel, Markus Hennrich, and Rainer Blatt. 14-qubit entanglement: Creation and coherence. *Phys. Rev. Lett.*, 106(13):130506, Mar 2011. [Cité page 17.]
- [53] H. Nyquist. Thermal agitation of electric charge in conductors. *Phys. Rev.*, 32:110–113, Jul 1928. [Cité page 17.]
- [54] N Daniilidis, S Narayanan, S A Möller, R Clark, T E Lee, P J Leek, A Wallraff, St Schulz, F Schmidt-Kaler, and H Häffner. Fabrication and heating rate study of microscopic surface electrode ion traps. *New Journal of Physics*, 13(1):013032, 2011. [Cité pages 18, 19, 20, 22, 46, 57, et 160.]
- [55] L. Deslauriers, P. C. Haljan, P. J. Lee, K-A. Brickman, B. B. Blinov, M. J. Madsen, and C. Monroe. Zero-point cooling and low heating of trapped $^{111}\text{Cd}^+$ ions. *Phys. Rev. A*, 70:043408, Oct 2004. [Cité pages 18, 19, et 42.]
- [56] L. Deslauriers, S. Olmschenk, D. Stick, W. K. Hensinger, J. Sterk, and C. Monroe. Scaling and suppression of anomalous heating in ion traps. *Phys. Rev. Lett.*, 97:103007, Sep 2006. [Cité page 18.]
- [57] R. J. Epstein, S. Seidelin, D. Leibfried, J. H. Wesenberg, J. J. Bollinger, J. M. Amini, R. B. Blakestad, J. Britton, J. P. Home, W. M. Itano, J. D. Jost, E. Knill, C. Langer, R. Ozeri, N. Shiga, and D. J. Wineland. Simplified motional heating rate measurements of trapped ions. *Phys. Rev. A*, 76:033411, Sep 2007. [Cité pages 18 et 46.]
- [58] Jaroslaw Labaziewicz, Yufei Ge, David R. Leibbrandt, Shannon X. Wang, Ruth Shewmon, and Isaac L. Chuang. Temperature dependence of electric field noise above gold surfaces. *Phys. Rev. Lett.*, 101:180602, Oct 2008. [Cité pages 18 et 19.]

-
- [59] Shannon X. Wang, Yufei Ge, Jaroslaw Labaziewicz, Eric Dauler, Karl Berggren, and Isaac L. Chuang. Superconducting microfabricated ion traps. *Appl. Phys. Letter*, 97:244102, 2010. [Cité page 19.]
- [60] A. Safavi-Naini, P. Rabl, P. F. Weck, and H. R. Sadeghpour. Microscopic model of electric-field-noise heating in ion traps. *Phys. Rev. A*, 84:023412, Aug 2011. [Cité pages 20 et 160.]
- [61] R. Dubessy, T. Coudreau, and L. Guidoni. Electric field noise above surfaces: A model for heating-rate scaling law in ion traps. *Phys. Rev. A*, 80:031402, Sep 2009. [Cité page 20.]
- [62] Guang Hao Low, Peter F. Herskind, and Isaac L. Chuang. Finite-geometry models of electric field noise from patch potentials in ion traps. *Phys. Rev. A*, 84:053425, Nov 2011. [Cité page 20.]
- [63] 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 J. Phys.*, 13(12):123023, 2011. [Cité page 20.]
- [64] 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. *Phys. Rev. Lett.*, 96:253003, Jun 2006. [Cité pages 20 et 32.]
- [65] Jaroslaw Labaziewicz, Yufei Ge, Paul Antohi, David Leibbrandt, Kenneth R. Brown, and Isaac L. Chuang. Suppression of heating rates in cryogenic surface-electrode ion traps. *Phys. Rev. Lett.*, 100:013001, Jan 2008. [Cité pages 21, 37, et 100.]
- [66] D L Moehring, C Highstrete, D Stick, K M Fortier, R Haltli, C Tigges, and M G Blain. Design, fabrication and experimental demonstration of junction surface ion traps. *New J. Phys.*, 13:075018, 2011. [Cité page 21.]
- [67] Kenneth Wright, Jason M Amini, Daniel L Faircloth, Curtis Volin, S Charles Doret, Harley Hayden, C-S Pai, David W Landgren, Douglas Denison, Tyler Killian, Richart E Slusher, and Alexa W Harter. Reliable transport through a microfabricated x-junction surface-electrode ion trap. *New J. Phys.*, 15:033004, 2013. [Cité page 21.]

- [68] R. C. Sterling, H. Rattanasonti, S. Weidt, K. Lake, P. Srinivasan, S. C. Webster, M. Kraft, and W. K. Hensinger. Two-dimensional ion trap lattice on a microchip. *Arxiv*, 2013. [Cité page 22.]
- [69] Robert J. Clark, Tongyan Lin, Kenneth R. Brown, and Isaac L. Chuang. A two-dimensional lattice ion trap for quantum simulation. *Journal of Applied Physics*, 105:013114, 2009. [Cité pages 22 et 122.]
- [70] Roman Schmied, Janus H. Wesenberg, and Dietrich Leibfried. Optimal surface-electrode trap lattices for quantum simulation with trapped ions. *Phys. Rev. Lett.*, 102:233002, Jun 2009. [Cité pages 22 et 122.]
- [71] Igor Lesanovsky Markus Müller, Linmei Liang and Peter Zoller. Trapped rydberg ions: from spin chains to fast quantum gates. *New J. Phys.*, 10:093009, 2008. [Cité page 22.]
- [72] Amira M. Eltony, Shannon X. Wang, Gleb M. Akselrod, Peter F. Herskind, and Isaac L. Chuang. Transparent ion trap with integrated photodetector. *Appl. Phys. Letter*, 103:054106, 2013. [Cité page 22.]
- [73] Erik Lucero, R. Barends, Y. Chen, J. Kelly, M. Mariantoni, A. Megrant, P. O’Malley, D. Sank, A. Vainsencher, J. Wenner, T. White, Y. Yin, A. N. Cleland, and John M. Martinis. Computing prime factors with a josephson phase qubit quantum processor. *Nature Physics*, 8:719–7235, 2012. [Cité page 23.]
- [74] Hanhee Paik, D. I. Schuster, Lev S. Bishop, G. Kirchmair, G. Catelani, A. P. Sears, B. R. Johnson, M. J. Reagor, L. Frunzio, L. I. Glazman, S. M. Girvin, M. H. Devoret, and R. J. Schoelkopf. Observation of high coherence in josephson junction qubits measured in a three-dimensional circuit qed architecture. *Phys. Rev. Lett.*, 107:240501, 2011. [Cité page 23.]
- [75] M. H. Devoret and R. J. Schoelkopf. Superconducting circuits for quantum information: An outlook. *Science*, 339:1169–1174, 2013. [Cité pages 23 et 24.]
- [76] Sergio Boixo, Troels F. Rønnow, Sergei V. Isakov, Zihui Wang, David Wecker, Daniel A. Lidar, John M. Martinis, and Matthias Troyer. Quantum annealing with more than one hundred qubits. *arXiv:1208.0391*, 2013. [Cité page 24.]
- [77] Lieven M. K. Vandersypen, Matthias Steffen, Gregory Breyta, Costantino S. Yannoni, Mark H. Sherwood, and Isaac L. Chuang. Ex-

- perimental realization of shor's quantum factoring algorithm using nuclear magnetic resonance. *Nature*, 414:883–887, 2001. [Cité page 24.]
- [78] E. Knill, R. Laflamme, and G. J. Milburn. A scheme for efficient quantum computation with linear optics. *Nature*, 409:46–52, 2001. [Cité page 24.]
- [79] Jeremy L. O'Brien. Optical quantum computing. *Science*, 318:1567–1570, 2007. [Cité pages 24 et 25.]
- [80] Jeremy L. O'Brien, Akira Furusawa, and Jelena Vuckovic. Photonic quantum technologies. *Nature Photonics*, 3:687 – 695, 2009. [Cité page 25.]
- [81] Sébastien Tanzilli, Anthony Martin, Florian Kaiser, Marc P. De Micheli, Olivier Alibart, and Daniel B. Ostrowsky. On the genesis and evolution of integrated quantum optics. *Laser & Photonics Reviews*, 6:115–143, 2012. [Cité page 25.]
- [82] M. Gilowski, T. Wendrich, T. Müller, Ch. Jentsch, W. Ertmer, E. M. Rasel, and W. P. Schleich. Gauss sum factorization with cold atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 100:030201, 2008. [Cité page 25.]
- [83] S Olmschenk, R Chicireanu, K D Nelson, and J V Porto. Randomized benchmarking of atomic qubits in an optical lattice. *New J. Phys.*, 12:113007, 2010. [Cité page 25.]
- [84] Alpha Gaëtan, Yevhen Miroshnychenko, Tatjana Wilk, Amodsen Chotia, Matthieu Viteau, Daniel Comparat, Pierre Pillet, Antoine Browaeys, and Philippe Grangier. Observation of collective excitation of two individual atoms in the rydberg blockade regime. *Nature Physics*, 5:115 – 118, 2009. [Cité page 25.]
- [85] E. Urban, T. A. Johnson, T. Henage, L. Isenhower, D. D. Yavuz, T. G. Walker, and M. Saffman. Observation of rydberg blockade between two atoms. *Nature Physics*, 5:110 – 114, 2009. [Cité page 25.]
- [86] T. D. Ladd, D. Maryenko, Y. Yamamoto, E. Abe, and K. M. Itoh. Coherence time of decoupled nuclear spins in silicon. *Phys. Rev. B*, 71:014401, Jan 2005. [Cité page 25.]
- [87] Iulia Buluta and Franco Nori. Quantum simulators. *Science*, 326:108–111, 2009. [Cité page 25.]
- [88] R. Feynman. Simulating physics with computers. *Int. J. Theor. Phys.*, 21:467–488, 1982. [Cité page 25.]

- [89] Michael Johanning, Andrés F Varòn, and Christof Wunderlich. Quantum simulations with cold trapped ions. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 42(15):154009, 2009. [Cité page 25.]
- [90] D. Porras and J. I. Cirac. Effective quantum spin systems with trapped ions. *Phys. Rev. Lett.*, 92(20):207901, May 2004. [Cité pages 26 et 121.]
- [91] K. Kim, M.-S. Chang, S. Korenblit, R. Islam, E. E. Edwards, J. K. Freericks, G.-D. Lin, L.-M. Duan, and C. Monroe. Quantum simulation of frustrated ising spins with trapped ions. *Nature*, 465:590–593, 2010. [Cité page 26.]
- [92] Joseph W. Britton, Brian C. Sawyer, Adam C. Keith, C.-C. Joseph Wang, James K. Freericks, Hermann Uys, Michael J. Biercuk, and John J. Bollinger. Engineered two-dimensional ising interactions in a trapped-ion quantum simulator with hundreds of spins. *Nature*, 484:489–492, 2012. [Cité pages 26 et 121.]
- [93] Ch Schneider, Diego Porras, and Tobias Schaetz. Experimental quantum simulations of many-body physics with trapped ions. *Reports on Progress in Physics*, 75:024401, 2012. [Cité page 26.]
- [94] Wolfgang Paul. Electromagnetic traps for charged and neutral particles. *Nobel Lectures : Physics 1981-1990*, 1990. [Cité pages 29 et 30.]
- [95] John Chiaverini, R. Brad Blakestad, Joe Britton, John D. Jost, Christopher Langer, David Leibfried, Roee Ozeri, and David J. Wineland. Surface-electrode architecture for ion-trap quantum information processing. *Quantum Information and Computation*, 5:419–439, 2005. [Cité pages 29, 32, 35, 36, 37, et 96.]
- [96] Stig Stenholm. The semiclassical theory of laser cooling. *Rev. Mod. Phys.*, 58:699–739, Jul 1986. [Cité pages 29, 38, et 41.]
- [97] S. Rémoville. *Vers une mémoire quantique dans des ions piégés*. PhD thesis, Université Paris Diderot - Paris 7, 2009. [Cité pages 29 et 57.]
- [98] B. Dubost. *Interaction lumière matière avec des ensembles atomiques*. PhD thesis, Université Paris Diderot - Paris 7, Universitat Politècnica de Catalunya, 2012. [Cité pages 29, 57, et 65.]
- [99] P. K. Ghosh. *Ion traps*. Oxford University Press, 1995. [Cité pages 29, 33, et 35.]
- [100] W. Paul, O. Osberghaus, and E. Fischer. Ein ionenkäfig. *Forschungsbericht des Wirtschafts und Verkehrs Ministeriums Nordrhein-Westfalen*, 1958. [Cité page 29.]

-
- [101] H. Dehmelt. Radiofrequency spectroscopy and stored ions. *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*, 3:53, 1967. [Cité pages 30, 34, et 35.]
- [102] J. D. Prestage, G. J. Dick, and L. Maleki. New ion trap for frequency standard applications. *J. Appl. Phys.*, 66(3):1013–1017, 1989. [Cité page 30.]
- [103] M. Drewsen and A. Broner. Harmonic linear paul trap: Stability diagram and effective potentials. *Phys. Rev. A*, 62(4):045401, Sep 2000. [Cité page 33.]
- [104] M. G. House. Analytic model for electrostatic fields in surface-electrode ion traps. *Phys. Rev. A*, 78:033402, Sep 2008. [Cité pages 34, 80, 88, 89, et 98.]
- [105] M Harlander, M Brownutt, W Hänsel, and R Blatt. Trapped-ion probing of light-induced charging effects on dielectrics. *New J. Phys.*, 12(9):093035, 2010. [Cité page 36.]
- [106] Shannon X. Wang, Guang Hao Low, Nathan S. Lachenmyer, Yufei Ge, Peter F. Herskind, and Isaac L. Chuang. Laser-induced charging of microfabricated ion traps. *J. Appl. Phys.*, 110:104901, July 2011. arXiv:1108.0092v1. [Cité page 36.]
- [107] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. Toschek, and H. Dehmelt. Optical-sideband cooling of visible atom cloud confined in parabolic well. *Phys. Rev. Lett.*, 41:233–236, Jul 1978. [Cité pages 36 et 41.]
- [108] Wayne M. Itano and D. J. Wineland. Laser cooling of ions stored in harmonic and penning traps. *Phys. Rev. A*, 25:35–54, Jan 1982. [Cité pages 36 et 41.]
- [109] D. T. C. Allcock, J. A. Sherman, D. N. Stacey, A. H. Burrell, M. J. Curtis, G. Imreh, N. M. Linke, D. J. Szwer, S. C. Webster, A. M. Steane, and D. M. Lucas. Implementation of a symmetric surface-electrode ion trap with field compensation using a modulated raman effect. *New J. Phys.*, 12(5):053026, 2010. [Cité pages 37, 82, 89, et 150.]
- [110] 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*, 83(10):5025–5033, 1998. [Cité pages 37 et 80.]
- [111] Jürgen Eschner, Giovanna Morigi, Ferdinand Schmidt-Kaler, and Rainer Blatt. Laser cooling of trapped ions. *J. Opt. Soc. Am. B*, 20(5):1003–1015, May 2003. [Cité page 38.]

- [112] C. Cohen-Tannoudji. Atomic motion in laser light. *Fundamental Systems in Quantum Optics, Les Houches, Session LIII*, pages 1–164, 1990. [Cité page 38.]
- [113] Claude Cohen-Tannoudji, Jacques Dupont-Roc, and Gilbert Grynberg. *Processus d'interaction entre photons et atomes*. EDP Sciences, 1996. [Cité page 38.]
- [114] D. J. Wineland and W. M. Itano. Laser cooling of atoms. *Phys. Rev. A*, 20:1521–1540, 1979. [Cité page 41.]
- [115] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, and C. I. Westbrook. Optical molasses. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11):2048–2107, 1989. [Cité page 41.]
- [116] Gerhard C. Hegerfeldt and Andreas W. Vogt. Laser cooling in ion traps: Noncooling of a transverse component. *Phys. Rev. A*, 41:2610–2613, Mar 1990. [Cité page 41.]
- [117] TM O'Neil and DHE Dubin. Thermal equilibria and thermodynamics of trapped plasmas with a single sign of charge. *Physics of Plasmas*, 5:2163–2193, 1998. [Cité page 41.]
- [118] R. Blümel, J. M. Chen, E. Peik, W. Quint, W. Schleich, Y. R. Shen, and H. Walther. Phase transitions of stored laser-cooled ions. *Nature*, 334:309, 1988. [Cité page 42.]
- [119] J. H. Wesenberg, R. J. Epstein, D. Leibfried, R. B. Blakestad, J. Britton, J. P. Home, W. M. Itano, J. D. Jost, E. Knill, C. Langer, R. Ozeri, S. Seidelin, and D. J. Wineland. Fluorescence during doppler cooling of a single trapped atom. *Phys. Rev. A*, 76(5):053416, Nov 2007. [Cité pages 42, 43, 46, 47, et 49.]
- [120] D. J. Berkeland and M. G. Boshier. Destabilization of dark states and optical spectroscopy in zeeman-degenerate atomic systems. *Phys. Rev. A*, 65(3):033413, Feb 2002. [Cité pages 46 et 67.]
- [121] C. Rouki, L. Westerberg, and the CHICSi Development Group. Ultra-high vacuum compatibility measurements of materials for the chicsi detector system. *Physica Scripta*, T104:107–108, 2003. [Cité pages 54 et 110.]
- [122] A. Murari and A. Barzon. Ultra high vacuum properties of some engineering polymers. *Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, 11:613 – 619, 2004. [Cité page 55.]

- [123] M.A. Baiga, M. Yaseena, Raheel Alia, Ali Nadeema, and S.A. Bhattib. Near-threshold photoionization spectra of strontium. *Chemical Physics Letters*, 296:403–407, 1998. [Cité pages 55, 58, et 59.]
- [124] A.A. Madej, L. Marmet, and J.E. Bernard. Rb atomic absorption line reference for single sr⁺ laser cooling systems. *Appl. Phys. B*, 67:229–234, 1998. 10.1007/s003400050498. [Cité pages 55 et 60.]
- [125] A.D. Shiner, A.A. Madej, P. Dubé, and Bernard J.E. Absolute optical frequency measurement of saturated absorption lines in rb near 422 nm. *Applied Physics B*, 89:595–601, 2007. [Cité pages 55 et 60.]
- [126] S. Removille, R. Dubessy, Q. Glorieux, S. Guibal, T. Coudreau, L. Guidoni, and J.-P. Likforman. Photoionisation loading of large sr⁺ ion clouds with ultrafast pulses. *Appl. Phys. B*, 97:47–52, 2009. 10.1007/s00340-009-3686-6. [Cité page 58.]
- [127] D. T. C. Allcock, T. P. Harty, C. J. Ballance, B. C. Keitch, N. M. Linke, D. N. Stacey, and D. M. Lucas. A microfabricated ion trap with integrated microwave circuitry. *Appl. Phys. Letter*, 102:044103, 2013. [Cité page 107.]
- [128] Kenneth R. Brown, Robert J. Clark, Jaroslaw Labaziewicz, Philip Richerme, David R. Leibbrandt, and Isaac L. Chuang. Loading and characterization of a printed-circuit-board atomic ion trap. *Phys. Rev. A*, 75:015401, 2007. [Cité page 110.]
- [129] Tony Hyun Kim, Peter F. Herskind, Taehyun Kim, Jungsang Kim, and Isaac L. Chuang. Surface-electrode point paul trap. *Phys. Rev. A*, 82:043412, Oct 2010. [Cité page 110.]
- [130] M. Drewsen, C. Brodersen, L. Hornekær, J. S. Hangst, and J. P. Schiffer. Large ion crystals in a linear paul trap. *Phys. Rev. Lett.*, 81:2878–2881, Oct 1998. [Cité page 114.]
- [131] Peter F. Herskind, Aurélien Dantan, Joan P. Marler, Magnus Albert, and Michael Drewsen. Realization of collective strong coupling with ion coulomb crystals in an optical cavity. *Nature Physics*, 5:494 – 498, 2009. [Cité page 114.]
- [132] P. Bowe, L. Hornekær, C. Brodersen, M. Drewsen, J. S. Hangst, and J. P. Schiffer. Sympathetic crystallization of trapped ions. *Phys. Rev. Lett.*, 82(10):2071–2074, Mar 1999. [Cité page 116.]

- [133] J. C. Bergquist, Randall G. Hulet, Wayne M. Itano, and D. J. Wineland. Observation of quantum jumps in a single atom. *Phys. Rev. Lett.*, 57:1699–1702, Oct 1986. [Cité page 119.]
- [134] D T C Allcock. *Surface-Electrode Ions Traps for Scalable Quantum Computing*. PhD thesis, University of Oxford, 2011. [Cité pages 121 et 129.]
- [135] I. M. Buluta, M. Kitaoka, S. Georgescu, and S. Hasegawa. Investigation of planar coulomb crystals for quantum simulation and computation. *Phys. Rev. A*, 77:062320, Jun 2008. [Cité page 121.]
- [136] Efrat Shimshoni, Giovanna Morigi, and Shmuel Fishman. Quantum zigzag transition in ion chains. *Phys. Rev. Lett.*, 106:010401, Jan 2011. [Cité page 121.]
- [137] A. Bermudez, J. Almeida, F. Schmidt-Kaler, A. Retzker, and M. B. Plenio. Frustrated quantum spin models with cold coulomb crystals. *Phys. Rev. Lett.*, 107:207209, Nov 2011. [Cité page 121.]
- [138] T. B. Mitchell, J. J. Bollinger, D. H. E. Dubin, X.-P. Huang, W. M. Itano, and R. H. Baughman. Direct observations of structural phase transitions in planar crystallized ion plasmas. *Science*, 282:1290–1293, 1998. [Cité page 121.]
- [139] Michael J. Biercuk, Hermann Uys, Aaron P. VanDevender, Nobuyasu Shiga, Wayne M. Itano, and John J. Bollinger. High-fidelity quantum control using ion crystals in a penning trap. *Quantum Info. and Comp.*, 9:920–949, 2009. [Cité page 121.]
- [140] Robert J. Clark, Ziliang Lin, Kenan S. Diab, and Isaac L. Chuang. A cryogenic surface-electrode elliptical ion trap for quantum simulation. *Journal of Applied Physics*, 109:076103, 2011. [Cité page 122.]
- [141] B. Szymanski, R. Dubessy, B. Dubost, S. Guibal, J.-P. Likforman, and L. Guidoni. Large two dimensional coulomb crystals in a radio frequency surface ion trap. *Appl. Phys. Letter*, 100:171110, 2012. [Cité page 124.]
- [142] C. Lisowski, M. Knoop, C. Champenois, G. Hagel, M. Vedel, and F. Vedel. Dark resonances as a probe for the motional state of a single ion. *Applied Physics B*, 81:5–12, 2005. [Cité page 150.]

