



**HAL**  
open science

# VERS UNE MEMOIRE QUANTIQUE AVEC DES IONS PIEGES

Sébastien Removille

► **To cite this version:**

Sébastien Removille. VERS UNE MEMOIRE QUANTIQUE AVEC DES IONS PIEGES. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2009. Français. NNT: . tel-00430795

**HAL Id: tel-00430795**

**<https://theses.hal.science/tel-00430795>**

Submitted on 9 Nov 2009

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

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

**LABORATOIRE MATERIAUX  
ET PHENOMENES QUANTIQUES**

CNRS UMR 7162

**UNIVERSITE PARIS.DIDEROT (Paris 7)**

**THESE**

pour obtenir le diplôme de  
docteur en Sciences  
de l'Université PARIS.DIDEROT

par

**SEBASTIEN REMOVILLE**

Sujet :

**VERS UNE MEMOIRE QUANTIQUE  
DANS DES IONS PIEGES**

Soutenue, le 17 septembre 2009 devant la commission d'examen :

Mme	Sara DUCCI	Présidente du Jury
Mme	Martina KNOOP	Rapporteur
M.	Julien LAURAT	Examineur
M.	David LUCAS	Rapporteur
M.	Thomas COUDREAU	Directeur de thèse
M.	Luca GUIDONI	Directeur de thèse

**Résumé :**

Le domaine de l'information quantique tire partie des lois de la mécanique quantique pour élaborer des protocoles de traitement de l'information originaux. Des réseaux qui transportent ce type d'information ont déjà été démontrés mais leur portée est cependant limitée à une centaine de kilomètres à cause des pertes en ligne. Pour franchir cette limite l'élément clef à développer est une mémoire quantique, c'est à dire un milieu atomique capable de stocker un état quantique et dont les performances reposent conjointement sur un excellent couplage avec la lumière (pour les phases d'écriture ou de lecture) et un temps de cohérence important (pour la phase de stockage). Les ions piégés constituent un candidat intéressant pour l'implémentation d'une mémoire quantique, notamment car ils peuvent présenter d'excellentes propriétés d'isolation par rapport à leur environnement. La difficulté à réaliser une mémoire quantique avec des ions piégés tient en particulier à l'obtention d'un couplage important entre l'ensemble d'ions et la lumière, c'est à dire l'obtention d'un nuage atomique le plus dense et froid possible. Durant le travail de thèse, nous avons développé un ensemble expérimental capable de confiner, refroidir et observer plusieurs millions d'ions. Une méthode originale de chargement du piège fondée sur l'absorption simultanée de deux photons a été développée, nous permettant de limiter l'énergie initiale d'un ion et la pollution de l'environnement d'un tel nuage. Un piège de Paul linéaire de dimensions centimétriques a été dessiné et fabriqué au laboratoire pour confiner les ions et faciliter le régime de très faible température. En utilisant une technique de refroidissement laser, nous avons atteint ce régime dans lequel les ions adoptent une structure spatiale périodique, le cristal de Wigner. Cette structure a été observée dans des chaînes contenant quelques ions et dans des nuages dont la population dépasse le million. Les paramètres pertinents qui gouvernent la densité et la stabilité de ces cristaux ont été identifiés. Ces travaux sont une étape très encourageante pour l'obtention d'un couplage important entre les ions et la lumière, et la mise en oeuvre d'un protocole de mémoire quantique.

**Mots Clefs :**

atomes froids, chaîne d'ions, cristal de Wigner, cristal d'ions, ions froids, ions piégés, mémoire quantique, photoionisation, piège de Paul linéaire, refroidissement laser.

# Remerciements

*C'est un moment très agréable de remercier tous les gens qui m'ont accompagné durant ces trois années. J'espère qu'ils prendront autant de plaisir à lire les lignes suivantes que j'en ai eu à les écrire.*

*Tout d'abord j'adresse un grand merci à mes directeurs de thèse Luca Guidoni et Thomas Coudreau ainsi qu'à Samuel Guibal pour m'avoir fait initialement confiance et m'avoir chaleureusement embarqué dans l'équipe IPIQ. En plus de toutes les qualités scientifiques qu'un thésitif peut attendre de son directeur, j'ai trouvé chez eux une disponibilité, une bonne humeur et un entrain permanents. Grâce à eux, j'ai le sentiment aujourd'hui d'avoir pu faire non seulement du bon travail mais en plus dans une atmosphère sereine et très souvent le sourire aux lèvres. C'est aussi un plaisir de remercier les autres membres IPIQ dont l'arrivée a rapidement succédé la mienne. Des "adultes" aux "enfants", je remercie d'abord Jean-Pierre Likforman dont j'ai apprécié les qualités humaines et la grande expérience scientifique, en particulier ses compétences en laser à impulsions ultra-brèves qui furent décisives pour publier le premier article expérimental de l'équipe (et accessoirement mon premier article). Je remercie mes compagnons d'armes et de cordée Romain Dubessy et Quentin Glorieux pour leurs nombreux apports à la manip "macro", nos discussions scientifiques et politiques, toutes les autres qui ne rentrent pas dans les deux catégories précédentes, la grande qualité de la musique diffusée sur Radio-Manip, les canelés, le gâteau à la betterave et la création du fameux Quantum Physics Union Club ; bon vent pour votre troisième année ! J'adresse un remerciement spécial à Brice Dubost dont le stage a beaucoup amélioré l'informatique et l'électronique utilisés au quotidien, j'espère avoir récupéré un peu de ses connaissances dans ces domaines et je lui souhaite une très bonne fin de thèse. Dans le cercle des chercheurs avec qui j'ai eu à travailler au quotidien je remercie également Nicolas Sangouard pour ses conseils et ses remarques constructives. Je remercie David Lucas qui, lors de son passage au laboratoire a grandement contribué au développement de l'expérience. Merci à Haikel Jelassi, et merci aux stagiaires estivaux pour leur travail sur l'expérience Marie Piraud, Olivier Do Cao, Pu Jian, Fosca Al Roumi et Quentin Gaimard. Je n'ai pas eu la plaisir de travailler avec Pérola Milman, membre IPIQ de coeur, mais j'ai toujours apprécié sa bonne humeur lors des ses (bien)venues au laboratoire, je lui souhaite de préserver son sourire.*

*Je ne serais jamais venu à bout du développement du piège à ions sans le temps, l'énergie et surtout l'inébranlable patience de Patrick Lepert dont j'ai hanté l'atelier presque quotidiennement durant six mois. Je le remercie vraiment sincèrement de tout son travail. J'adresse mes remerciements à Marc Apfel pour le développement électronique accompli et les conseils lumineux qu'il a bien voulu me donner concernant Kicad. Je remercie les équipes TELEM, STM et QUAD pour tous les prêts de matériel qui nous ont permis d'avancer plus vite. Merci à Françoise Beaud, Véronique Glorieux, Anne Servouze et Lynda Silva. pour leur bonne hu-*

meur et leur stoïcisme face à mes questions. Je remercie la direction du laboratoire Vincent Berger, Sylvie Rousset et Carlo Sirtori de m'y avoir accueilli.

J'exprime mes vifs remerciements à Martina Knoop et David Lucas pour avoir accepté de rapporter ce manuscrit, à Sara Ducci et Julien Laurat pour avoir accepté de participer au jury et évaluer mon travail.

J'adresse un merci collectif à tous les enseignants de la préparation à l'agrégation de Montrouge où j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler durant trois années, merci à François Gallet pour ses conseils pédagogiques, merci à André Salou, Eric Guineveu et Nasser Hamadi pour leur accueil.

Je remercie particulièrement Aurore Mangin, proche thésitiste depuis les couloirs de Jussieu et consœur de rédaction avec qui nous surveillions fébrilement la lente progression des pages, pour sa patience lors des réunions IPIQ improvisées devant son bureau, pour sa motivation à faire toujours plus de gâteaux et sa générosité au quotidien. Je remercie également Wilfried Maineut, fidèle compagnon des crous-party, pour avoir alimenté avantageusement les discussions politico-culturelles, nos remarques un rien cyniques sur le monde, ses inégalables tartes au citron et l'inépuisable thème de l'inscription en troisième année de thèse. J'adresse des remerciements à tous les autres compagnons de rédaction, Xavier Caillet dont j'ai eu le plaisir de partager le bureau, Erwan Guillotel et Elsa Benveniste que je suis souvent allé déranger dans leur thésarium, Carole Chambon et Hong Lin que je serais allé déranger davantage si leur thésarium n'avait pas été si loin. Je garderai un excellent souvenir de la très bonne ambiance qui régnait entre doctorants au laboratoire, des discussions sympathiques improvisées sur la terrasse ou dans un bureau, j'adresse un merci collectif pour leur amitié et leurs encouragements aux doctorants des lignes précédentes, à Simone De Liberato, Thomas Antoni ainsi qu'aux anciens et actuels deuxième année Sébastien Blanc, Ludivine Chauvière, Shruti Mehendale, Nicolas Moreau, Simon Pigeon, Pauline Rovillain, Alberto Taormina et Jean Teissier.

J'adresse un merci aux partenaires quotidiens des pauses méridionales dans les crous parisiens, restaurants RFF, Buffon et autres sandwich-pétanques pour leur heureuse compagnie, Anne Anthore, Edouard Boulat, Cyril Chacon, Cristiano Ciuti, Maria Luisa Della Roca, Lu Ding, Pascal Filloux, Filippo Ghiglieno, Philippe Lafarge, Vincent Repain et Angela Vasanelli. Je remercie Arthur d'avoir supporté mes humeurs de doctorant en fin de thèse, ma famille et mes amis qui m'ont encouragé durant ces trois années, un merci particulier à ma mère, ma tante et mon oncle pour leur efficacité logistique durant le pot de thèse. Enfin j'ai une pensée pour mon père qui nous a quittés au cours de ces trois années, emporté avant l'heure et ma soutenance à laquelle il aurait été très fier d'assister.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>9</b>
<b>I Mémoire Quantique et Ions Piégés : Panorama Général</b>	<b>13</b>
<b>1 Mémoire quantique</b>	<b>15</b>
1.1 Information et mémoire quantique	15
1.1.1 Information quantique	15
1.1.2 Communication quantique	18
1.1.3 Répéteur quantique	20
1.1.4 Mémoire quantique	23
1.2 Description lumière-matière	24
1.2.1 Opérateurs adaptés aux variables continues	25
1.2.2 Opérateurs "lumière"	26
1.2.3 Opérateurs "matière"	27
1.3 Protocoles	30
1.3.1 Protocole en X	31
1.3.2 Protocole de rephasage	33
1.3.3 Protocole en $\Lambda$	35
<b>2 Piéger et Refroidir des Ions</b>	<b>37</b>
2.1 Principe du piège de Paul linéaire	37
2.1.1 Première approche	37
2.1.2 Confinement d'un ion	39
2.1.3 Ensemble d'ions piégés : description statistique	43
2.1.4 Température, densité, volume et nombre d'ions	47
2.2 Refroidissement d'ion alcalino-terreux	49
2.2.1 Atome à deux niveaux	49
2.2.2 Refroidissement Doppler d'ions piégés	52
<b>3 Techniques Expérimentales</b>	<b>59</b>
3.1 Piège de Paul linéaire	59
3.2 Ionisation	65
3.2.1 Création d'une vapeur neutre	66
3.2.2 Techniques d'ionisation	66
3.3 Techniques de refroidissement avancées	70
3.3.1 Refroidissement par bandes latérales	71

3.3.2	Refroidissement Raman par bandes latérales . . . . .	72
3.3.3	Autres techniques . . . . .	72
3.4	Techniques de détection pour les ions piégés . . . . .	74
3.4.1	Dispositifs de comptage et spectre de masse . . . . .	75
3.4.2	Diagnostics électriques du nombre d'ions . . . . .	77
<b>II</b>	<b>Résultats Expérimentaux</b>	<b>79</b>
<b>4</b>	<b>Ensemble du dispositif expérimental</b>	<b>81</b>
4.1	Cahier des charges expérimentales . . . . .	81
4.2	Le logiciel Simion® . . . . .	82
4.3	Piège IPIQ Version 1.0 . . . . .	84
4.3.1	Caractéristiques . . . . .	84
4.3.2	Possibilités-Limites . . . . .	87
4.4	Piège IPIQ Version 2.0 . . . . .	89
4.4.1	Caractéristiques . . . . .	89
4.4.2	Possibilités . . . . .	92
4.5	Architecture des tensions électriques . . . . .	92
4.5.1	Tensions oscillantes . . . . .	92
4.5.2	Tensions commutées . . . . .	93
4.5.3	Tensions DC . . . . .	94
4.5.4	Architecture de contrôle . . . . .	95
4.6	Techniques d'ionisation . . . . .	97
4.6.1	Vapeur de Strontium . . . . .	97
4.6.2	Bombardement électronique . . . . .	98
4.6.3	Photoionisation . . . . .	99
4.7	Refroidissement . . . . .	101
4.7.1	L'ion $\text{Sr}^+$ . . . . .	101
4.7.2	Diode laser bleue . . . . .	103
4.7.3	Laser à fibre infrarouge : réglage et asservissement . . . . .	107
4.7.4	Déstabilisation des états noirs D . . . . .	111
4.8	Fluorescence et Imagerie . . . . .	111
<b>5</b>	<b>Chargement du Piège</b>	<b>117</b>
5.1	Reproduction de l'article . . . . .	118
5.2	Renvois et commentaires . . . . .	124
5.2.1	Sélectivité spatiale . . . . .	124
5.2.2	Estimation de l'efficacité d'ionisation . . . . .	126
5.2.3	Calcul du volume de piégeage d'un ion . . . . .	127
5.2.4	Spectre de masse et isotopes . . . . .	129
<b>6</b>	<b>Refroidissement du nuage</b>	<b>133</b>
6.1	Temps de vie . . . . .	133
6.2	Evolution chimique des nuages . . . . .	135
6.3	Spectres bleus . . . . .	137
6.3.1	Régime de haute température . . . . .	138
6.3.2	Régime intermédiaire . . . . .	139

---

6.3.3	Régime de basse température . . . . .	140
6.4	Imagerie . . . . .	145
6.4.1	Régime de haute température . . . . .	145
6.4.2	Régime de basse température . . . . .	147
<b>7</b>	<b>Absorption</b> . . . . .	<b>161</b>
7.1	Calcul préliminaire . . . . .	161
7.2	Expérience . . . . .	162
7.2.1	Cristal et faisceau sonde . . . . .	163
7.2.2	Mesures d'absorption . . . . .	164
7.2.3	Spectre d'Absorption . . . . .	166
7.2.4	Vers une absorption plus importante . . . . .	166
	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>169</b>
	<b>Annexe</b> . . . . .	<b>171</b>



# Introduction

**Contexte général** Au cours des années 1980, est apparu un nouveau domaine de la physique qui tire partie des lois de la mécanique quantique pour élaborer des protocoles de communication et de traitement de l'information complètement originaux. Si les spécificités d'un système quantique sont difficiles à simuler par un ordinateur classique, à l'inverse, l'exploitation de ces spécificités permet de proposer des protocoles de distribution de clef secrète ou de calcul quantique qui sont tout simplement impossibles à mettre en œuvre si l'on ne considère que les lois de la physique classique [1] [2].

Le domaine de l'information quantique est actuellement un champ de recherche expérimental très actif et en particulier la communication quantique a atteint une certaine maturité technologique [3]. La sécurité de nombreux protocoles de communication a été démontrée et des solutions commerciales de cryptographie quantique sont d'ores et déjà disponibles. Cependant les pertes en ligne limitent la portée de ces protocoles à une centaine de kilomètres. Pour franchir cette limite, il a été proposé de nouveaux réseaux [4] dont la ligne principale est découpée en sous-tronçons élémentaires. En réalisant des opérations locales comme l'émission, le stockage et la mesure de photons, on parvient ainsi à assurer un temps de communication qui croît suffisamment lentement avec la distance totale de communication.

L'élément clef pour assurer la bonne performance de ces répéteurs quantiques est la mémoire quantique. Il peut s'agir d'un milieu atomique, comme une vapeur atomique ou un nuage d'ions piégés, qui doit présenter conjointement un excellent couplage avec la lumière pour les phases d'écriture ou de lecture, et un temps de cohérence important pour la phase de stockage. Il existe différentes propositions de protocoles de transfert de l'état quantique, de même qu'il existe divers supports physiques possibles pour la mémoire quantique en elle-même. Des expériences de mémoires quantiques ont déjà été réalisées [5], [6], [7], [8] [9] et [10], dans lesquelles le temps de stockage se situe entre quelques  $\mu\text{s}$  et quelques ms, les supports physiques étant des vapeurs atomiques ou bien des ions contenus dans une maille cristalline solide.

Parmi les supports physiques possibles, les ions piégés constituent une possibilité intéressante : dans les expériences d'information quantique avec des ions adressés individuellement, les temps de cohérence peuvent être très importants [11]. Cette propriété est particulièrement avantageuse pour réaliser une mémoire quantique, l'utilisation de grands ensembles d'ions piégés alliant potentiellement un bon couplage avec la lumière et de longs temps de cohérence [12].

**Contexte au sein de l'équipe** Cette thèse s'intègre dans un projet de recherche expérimental dont l'objectif est la réalisation d'une mémoire quantique basée sur un grand nuage d'ions piégés. Elle a été réalisée au sein de l'équipe Ions Piégés et Information Quantique dont l'axe de recherche tant théorique qu'expérimental est l'utilisation de ce milieu atomique

particulier pour réaliser des expériences d'optique quantique et d'information quantique. Deux autres projets expérimentaux sont actuellement en cours : le développement de pièges à ions de dimensions sub-millimétriques et la production d'impulsions lumineuses corrélées quantiquement.

Le projet mémoire a débuté fin 2004 avec la construction d'un piège à ions de dimensions centimétriques dans lequel le confinement des atomes a été démontré et les techniques de refroidissement mises en place. Le début de ma thèse en septembre 2006 a coïncidé avec les premières démonstrations de refroidissement d'ions  $\text{Sr}^+$ . La première partie de mon travail de thèse a donc consisté à optimiser les techniques de refroidissement Doppler pour produire un nuage d'ions aussi froid et dense que possible. Il s'est avéré que dans la version initiale du piège à ions, le régime cristallin attendu à très basse température ne pouvait pas être atteint et il a été décidé d'élaborer une nouvelle version du piège, marquant ainsi le début de la deuxième partie en février 2007. Des simulations numériques ont permis de valider une architecture d'électrodes qui a ensuite été dessinée puis fabriquée à partir de janvier 2008 dans l'atelier mécanique du laboratoire. Parallèlement à ces travaux, deux modifications importantes ont été apportées à l'expérience. Il a été ajouté tout d'abord un système d'imagerie qui a permis de "photographier" le nuage d'ions, et d'autre part une nouvelle technique optique de chargement du piège a été mise au point. Cette méthode originale de photo-ionisation basée sur l'absorption de deux photons de même énergie a permis de piéger une population d'ions  $\text{Sr}^+$  plus importante et a fait l'objet d'une publication. Enfin la nouvelle version du piège a été mise en place dans la chambre à vide en octobre 2008, elle a permis d'atteindre le régime cristallin et de réaliser les premières mesures d'absorption. Ces résultats laissent espérer l'obtention prochaine de profondeurs optiques de l'ordre de 50%, et la réalisation prochaine du protocole de mémoire.

**Organisation du manuscrit** Dans le premier chapitre on présente une introduction au domaine de l'information quantique et à la problématique des mémoires quantiques. Les motivations de la thématique de recherche comme la portée limitée des réseaux de communication quantique et la première proposition de répéteur quantique dans [4] sont abordées. Cela permet de préciser quelles sont les caractéristiques pertinentes d'une mémoire qui déterminent sa performance. On décrit ensuite les variables quantiques que l'on manipule dans les phases d'écriture et de lecture du protocole de mémoire, avant de détailler trois protocoles de mémoire et leurs implémentations récentes.

Le second chapitre est une introduction aux concepts fondamentaux à la base du confinement et du refroidissement d'ions. On introduit le principe du piège de Paul et on traite le cas d'un ion unique présent dans un tel dispositif. Ce traitement donne des résultats utiles pour effectuer ensuite une description statistique d'un ensemble d'ions piégés. Les grandeurs physiques qui gouvernent l'état d'un ensemble sont identifiées et les différents régimes thermodynamiques du nuage sont présentés. Dans une seconde partie, on s'intéresse à la théorie des techniques de refroidissement Laser appliquées aux ions piégés. Après avoir donné les principaux résultats du refroidissement pour des atomes à deux niveaux, on détaille les spécificités du refroidissement d'ions piégés et les conditions pour mettre en œuvre efficacement la technique.

Dans le troisième chapitre on donne un certain panorama des techniques mises en œuvre dans les expériences d'ions piégés. On détaille notamment les caractéristiques des pièges de Paul couramment utilisés, les différentes techniques pour générer des ions, les méthodes de

refroidissement autres que le refroidissement Doppler et enfin diverses techniques de mesure physique utilisées pour caractériser un ensemble d'ions.

Le quatrième chapitre est la description générale de l'expérience développée au cours de cette thèse, et est écrit en miroir du troisième chapitre : on donne les caractéristiques des deux pièges de Paul utilisés dans l'équipe, celles des deux techniques d'ionisation, les deux lasers qui assurent le refroidissement Doppler sont détaillés avant de présenter finalement les techniques de mesure de la fluorescence des ions.

Dans le cinquième chapitre on développe les principaux résultats obtenus concernant le chargement du piège. On reproduit l'article publié où deux méthodes d'ionisation sont comparées. Une série de commentaires apporte ensuite un certain nombre de précisions ou de résultats qui n'ont pas été inclus dans l'article par manque de place.

Le sixième chapitre contient l'essentiel des résultats de la mise en œuvre du refroidissement Doppler. Dans les expériences présentées, on cherche à identifier les régimes thermodynamiques, en évaluant lorsque cela est possible la température, la population, la distance entre deux ions ou encore le taux de fluorescence. Cette partie fait largement appel aux résultats établis au deuxième chapitre.

Enfin le septième chapitre est consacré aux mesures de profondeur optique des échantillons atomiques qu'il a été possible de générer. Ces résultats qui constituent un signe très encourageant ont permis d'évaluer le travail qu'il reste à accomplir avant de mettre en œuvre le protocole de mémoire.



## Première partie

# Mémoire Quantique et Ions Piégés : Panorama Général



# Chapitre 1

## Mémoire quantique

L'objectif à long terme des activités expérimentales dans lesquelles s'inscrit ce travail de thèse est la réalisation d'une mémoire quantique, un dispositif clef pour augmenter la portée des réseaux de communication quantique. Le principe est la conservation sans dégradation et la plus longue possible dans un milieu atomique bien contrôlé d'un état quantique apporté sous forme lumineuse. Ce premier chapitre introduit le domaine de l'information quantique et détaille les motivations de la mise en place de ce type de mémoire. La description quantique des parties lumineuse et atomique est donnée dans un second temps, avant d'aborder quelques protocoles de mémoire qui ont été proposés et développés.

### 1.1 Information et mémoire quantique

#### 1.1.1 Information quantique

En dépit de l'étrangeté de ses prévisions et des vives controverses qu'elle a fait naître, la mécanique quantique a fini par être communément admise dans la communauté physicienne au cours du  $XX^{\text{ème}}$  siècle. Les années 1980 ont ainsi vu conjointement la dernière grande démonstration attendue de la pleine nature quantique du monde [13] et l'émergence de nouveaux domaines d'application.

Parmi eux, l'information quantique, c'est à dire le traitement de l'information par des entités dont le comportement est quantique tire partie des lois de cette théorie pour élaborer des protocoles de traitement de l'information et de communication originaux. Son avènement peut être retracé à l'aune de trois communications datant respectivement de 1982 [14], 1984 [1] et 1997 [2] que l'on se propose d'examiner maintenant.

C'est sans doute Richard Feynman [14] qui le premier considère un système quantique sous l'angle de l'information qu'il contient, en se demandant dans quelle mesure il est possible de le simuler numériquement. Il constate qu'un ordinateur classique est incapable de calculer de manière satisfaisante<sup>1</sup> les probabilités d'évolution d'un système quantique arbitrairement grand. Il envisage la simulation de ce système par un autre système physique dont l'évolution est probabiliste. Peut-on alors imaginer un simulateur de nature classique dont

---

<sup>1</sup>On peut séparer les problèmes algorithmiques d'après une estimation théorique des besoins en mémoire informatique et des temps de calcul en différentes classes de niveaux : logarithmiques (le plus simple), polynomial et exponentiel (le plus complexe). Une complexité polynomiale correspond à des temps de calcul raisonnablement courts, ce que Feynman définit comme satisfaisant

les lois d'évolution puissent être mises en correspondance avec celles du système quantique simulé? Il se trouve qu'un système classique même probabiliste est nécessairement local (dans le sens où l'évolution d'une sous-partie de  $A$  ce système ne dépend que de l'état de  $A$  et celui de son voisinage) et à ce titre ne pourra jamais simuler le phénomène d'intrication.

Il n'y a donc pas de correspondance informatique possible entre les systèmes quantiques et classiques. Plus encore : soulignant que le système quantique contient des spécificités impossibles à formuler en termes d'informations classiques, Feynman laisse à penser qu'un calculateur comportant des éléments quantiques — on parle de calcul quantique — pourrait être plus puissant qu'un ordinateur classique et qu'un traitement quantique des données ouvrirait de nouvelles voies prometteuses.

Une brèche s'ouvre effectivement en 1984 dans le domaine de la cryptographie : en exploitant une spécificité quantique, le principe d'incertitude de Heisenberg, Bennett et Brassard [1] proposent un protocole de protection des données en transmission (et un second assurant l'honnêteté de deux joueurs lors d'une partie de pile ou face à distance). Ils suggèrent l'utilisation de photons uniques comme support physique d'information binaire. Plus précisément dans ce codage quantique, la valeur à transmettre est représentée par l'état de polarisation du photon<sup>2</sup>. Les lois quantiques sont telles que l'information que l'on peut extraire d'un photon reçu n'a de sens que si elle est associée à la mesure réalisée, en particulier dans ce protocole il n'existe qu'une façon correcte de mesurer le photon reçu, c'est à dire de choisir sa base de projection des polarisations, toutes les autres donnant nécessairement des résultats entachés d'incertitude. Si seul l'expéditeur connaît la base, le destinataire (ou un espion en ligne) fait statistiquement une fois sur deux le mauvais choix de base, sans pouvoir différencier les cas. Une fois la transmission achevée, l'expéditeur et le destinataire publient leur série de bases utilisées et déterminent ainsi la série de valeurs qu'ils sont sûrs de partager. La confidentialité de ce message est assurée au sens où une écoute indiscreète introduit des erreurs statistiques facilement détectables, et ce quelle que soit la puissance de calcul détenue par un espion en ligne. De plus, ces erreurs peuvent être corrigées en utilisant des algorithmes classiques [16] ou quantiques [17], appelés procédures d'amplification de confidentialité.

D'autres protocoles assurant la confidentialité des transmissions ont été proposés [18], [19], [20] et la première mise en oeuvre expérimentale, qui utilise des impulsions lumineuses atténuées, date de 1992 [21]. Depuis les performances des implémentations ont été améliorées (pour un large panorama de la cryptographie, voir [22]) et elles ont été suffisamment intéressantes en terme de sécurité, débit et portée de la communication pour que des appareils commerciaux soient mis sur le marché<sup>3</sup>. Dans ces technologies, le débit quantique est typiquement de 1 koctet/sec. pour une portée d'environ 100 km, ce qui a convaincu la confédération helvétique d'utiliser cette solution pour transférer le résultat des élections fédérales en 1997.

En 1997 précisément une nouvelle avancée, cette fois dans le domaine du calcul quantique, est accomplie par Shor [2]. Il publie le premier algorithme quantique capable de résoudre de manière satisfaisante deux problèmes difficilement accessibles par les meilleurs algorithmes

---

<sup>2</sup>Il ne s'agit pas là de la première proposition de codage quantique : Wiesner suggère dès 1970 (dans un article publié 13 ans plus tard [15]) de protéger les billets de banque de la falsification grâce à des spins intégrés au papier et dont la combinaison était seule connue de l'émetteur monétaire. Ces spins sont eux aussi placés dans des états mesurés correctement dans une seule base (ce qu'il appelle les bases conjuguées), de sorte qu'il est très probable qu'un faux-monnayeur se trompe en la mesurant.

<sup>3</sup>idQuantique, MagiQ, SmartQuantum, SeQureNet

classiques : la factorisation des grands nombres et la recherche de logarithmes discrets<sup>4</sup>.

Pour n'aborder que le premier point, la grande difficulté à décomposer un nombre  $N$  réside dans la détermination de couples  $(a, r)$  vérifiant  $a^r = 1 \pmod N$ <sup>5</sup>. C'est pour cette partie du calcul —la recherche de période— que Shor fait appel à un ordinateur quantique qu'il définit comme :

- un ensemble de  $2q$  systèmes quantiques à 2 niveaux ( $q > \log_2(N)$  dans le cas général) ;
- un ensemble universel de portes logiques avec lequel tout opérateur unitaire agissant sur l'ensemble peut être construit ;

Il introduit notamment les opérateurs d'élévation au carré et de transformée de Fourier discrète qui sont de complexité polynomiale. S'étant donné un nombre  $a$  arbitraire, il génère l'état superposé

$$\sum_{p=1}^N |p\rangle |f(p)\rangle \text{ avec } f(p) = a^p \pmod N.$$

Comme  $p$  et  $f(p)$  sont inférieurs à  $N$ , ils s'écrivent en binaire avec au plus  $\log_2(N)$  chiffres.  $q$  systèmes quantiques suffisent donc pour écrire ces deux nombres. De même pour  $f(p) < N$ . On calcule la transformée de Fourier de cet état que l'on projette ensuite. Le résultat trouvé donne le nombre  $r$  avec une probabilité d'autant plus forte que  $q \gg r$ .

La complexité de l'algorithme est polynomiale, le rendant bien plus performant que tout équivalent classique. La spécificité quantique à l'origine de cette performance est la possibilité de mettre chacun des systèmes élémentaires dans une superposition de ses deux états. On appelle cette unité d'information bit quantique ou qubit par analogie au bit classique.

Cet algorithme a été mis en oeuvre expérimentalement [23] pour factoriser  $N = 15$ . Cela correspond à un paramètre  $q > 4$  et donc l'emploi de 8 qubits pour porter le calcul. Dans la pratique 6 sont suffisants car les valeurs possibles du paramètre  $r$  étant ici soit 2 soit 4, les termes  $f(p) = a^p \pmod N$  peuvent se coder sur 2 qubits seulement (finalement on recense 4 qubits pour coder  $|p\rangle$  et 2 pour  $|f(p)\rangle$ ). Dans l'expérience 7 qubits ont été utilisés, il s'agit des spins nucléaires de 7 atomes (5 atomes de fluor et 2 atomes de carbone) d'une grande molécule organique, dont les états sont individuellement contrôlables par des impulsions micro-onde par résonance magnétique nucléaire. La cohérence de l'ensemble a été maintenue pendant 720 ms, un temps suffisamment long pour déterminer les couples  $(a, r)$  : (11,2) et (7,4)<sup>6</sup>. Il s'agit du premier ordinateur quantique à 7 qubits.

D'autres supports physiques ont été proposés pour réaliser ce nouveau type de calculateur parmi lesquels ions piégés [24], atomes en cavité [25] [26], boîtes quantiques [27], jonctions

<sup>4</sup>La recherche de logarithmes discrets, consiste, étant donnés  $x$  et  $b$  à trouver le plus petit entier  $n$  vérifiant  $x = b^n$  (et en notation abusive  $n = \log_b(x)$ ). Si la détermination de  $n$  peut être de complexité exponentielle pour certains  $b$ , l'opération inverse —calculer  $b^n$ — est simplissime. C'est aussi le cas pour la factorisation des nombres premiers et ces asymétries sont mises à profit en cryptographie pour l'exemple des logarithmes, l'échange de clef de Diffie-Hellman, et pour l'exemple des nombres premiers, le protocole RSA

<sup>5</sup>Si l'on détermine un tel couple dont le facteur  $r$  est pair, on peut écrire  $a^r = 1 \pmod N$  sous la forme  $(a^{r/2} - 1)(a^{r/2} + 1) = pN$  où  $p$  est un entier. Si  $p$  est différent de zéro, alors les termes  $(a^{r/2} + 1)$  et  $(a^{r/2} - 1)$  ont un diviseur commun avec  $N$  strictement supérieur à 1, et la factorisation est presque trouvée.

<sup>6</sup> $N = 15$ . Pour le couple (11,2), on obtient :  $11^2 = 121 = 15 \times 8 + 1$ , ce qui s'écrit encore  $12 \times 10 = 15 \times 8$ , et on a  $\text{PGCD}(12, 15) = 3$  et  $\text{PGCD}(10, 15) = 5$ , on trouve ainsi que  $15 = 3 \times 5$ . Pour le couple (7,4)  $7^4 = 2401 = 160 \times 15 + 1$  soit encore  $48 \times 50 = 160 \times 15$  et on a  $\text{PGCD}(48, 15) = 3$  et  $\text{PGCD}(50, 15) = 5$ , aboutissant à nouveau à  $15 = 3 \times 5$ .

josephson [28], photons [29]... La proposition la plus aboutie est sans doute les ions piégés, 8 ions pouvant être manipulés individuellement et maintenus dans une superposition cohérente [30] [31]. Les principales qualités recherchées dans le support sont une bonne précision lors des opérations logiques, et une bonne résistance au phénomène de décohérence, dû aux interactions extérieures et qui détruit les superpositions cohérentes. Ces deux caractéristiques sont d'autant plus difficiles à obtenir que le nombre de qubits est grand, de sorte que le régime où le calcul quantique domine le calcul classique est encore loin d'être atteint.

Après une trentaine d'années d'existence, l'information quantique est passé d'une vague projection théorique à un champ de recherche expérimental très actif. De nombreuses réalisations ont déjà été accomplies grâce à un contrôle toujours plus fin des entités quantiques et de leur environnement. L'exemple de la communication quantique qui concerne toute la transmission de données quantiques a atteint une certaine maturité technologique qui la place en tête du domaine. Essentiellement cela provient du fait que la lumière, support des transmissions, peut être très bien contrôlée et mesurée et qu'elle est relativement épargnée par la décohérence : les pertes en ligne de fibre limitent la portée mais pas l'originalité des protocoles de cryptographie ou de téléportation.

### 1.1.2 Communication quantique

On présente dans ce paragraphe les effets de l'absorption dans les canaux de communication et pourquoi les réseaux de communication quantique sont limités à quelques centaines de kilomètres. Traditionnellement dans les schémas de communication quantique on nomme Alice l'émetteur, Bob le récepteur et Eve l'éventuelle espionne. Typiquement les pertes en ligne dans une fibre optique s'élèvent à 0.25 dB/km, ce qui signifie qu'une impulsion lumineuse perd la moitié de son énergie après 20 km de transport. Ces pertes agissent notamment sur le débit de la communication et on peut estimer l'effet dans le cas de photons uniques qui participent à un protocole de cryptographie comme celui que nous avons mentionné [1]. Il s'agit de savoir combien de photons uniques l'émetteur doit envoyer pour que le récepteur, à une distance  $L$  en obtienne un. On peut considérer qu'Alice utilise une source de photons dont le débit est constant, et se demander alors quel est le temps  $T_{moy}(L)$  qu'attend Bob entre la réception de deux photons.

On note  $p(L)$  la probabilité que le photon parvienne à franchir le trajet.

$$p(L) = \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{L}{2 \cdot 10^4}\right)$$

En prenant  $T_r = 10^7$  Hz, comme taux de répétition de la source [32], on peut estimer un  $T_{moy}(L)$

$$T_{moy} = \frac{1}{p(L) \times T_r}$$

Les résultats sont résumés sur la figure 1.1 On observe que  $T_{moy}$  dépasse la seconde pour une distance de quelques centaines de kilomètres, correspondant à un débit aussi bas que 1 bit/s. En supposant qu'un débit inférieur à 0.1 bit/s ne présente aucun intérêt on estime que le problème d'absorption dans les fibres devient vraiment gênant au delà de quelques centaines de kilomètres. Il s'agit ici d'un simple ordre de grandeur de la portée maximale, qui varie en fonction des applications visées.

Un exemple de réseau quantique est celui du projet SECOQC, démontré en octobre 2008 à Vienne [3]. Il est formé de 6 noeuds et de 200 kilomètres de fibre, répartis sur 8 liens de 6 à

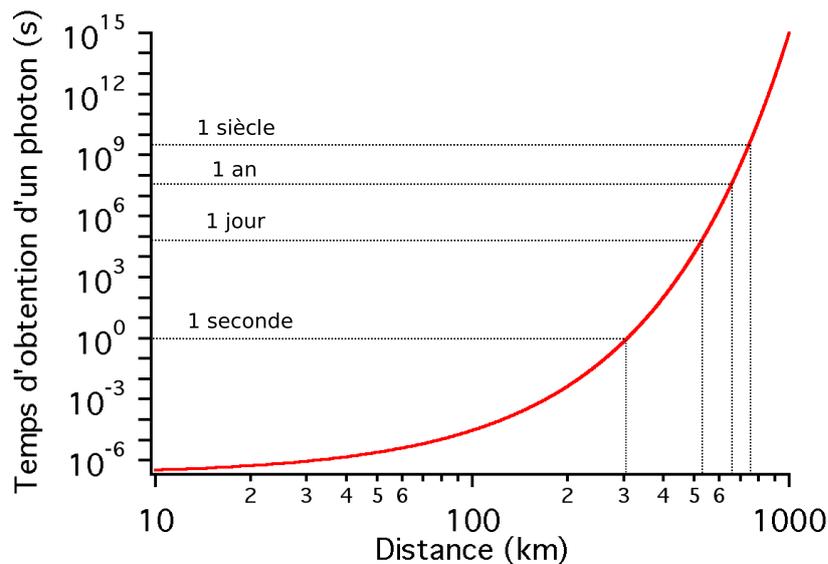


FIG. 1.1 – Estimation du temps moyen d’arrivée d’un photon en fonction de la distance de transmission

80 kilomètres — on retrouve ici l’ordre de grandeur que nous venons de calculer—.

Différents protocoles de communication quantique y ont été essayés comme des protocoles cryptographiques ou des protocoles de téléportation. La question de la portée des transmissions a évidemment été soulevée en amont du projet, et on peut reprendre les résultats de [32] pour introduire des valeurs caractéristiques plus précises. L’expérience consiste à transmettre des photons intriqués entre deux sites reliés par 100 kilomètres de fibre. La source de paires intriquées est un cristal non linéaire pompé par un faisceau laser continu de 16 mW à 532 nm. Les photons intriqués ont les longueurs d’onde  $\lambda_2 = 810$  nm et  $\lambda_1 = 1550$  nm, le premier photon est immédiatement mesuré (Alice) et le second est envoyé à travers la fibre (Bob). Le choix de ces longueurs d’onde est motivé par l’existence de détecteurs très performants autour de 800 nm (les photodiodes à avalanche en silicium) et d’un minimum d’absorption dans les fibres à 1550 nm (longueur d’onde télécom). Préalablement, on mesure le taux de génération de paires intriquées. A la plus forte puissance de pompe, Alice détecte un taux de photons égal à 1.6 MHz et le taux de coïncidences avec les photons détectés par Bob s’élève à 20000, un taux dont la faiblesse s’explique principalement par un temps mort du détecteur à 1550 nm de 10  $\mu$ s. Les efficacités de détection s’élèvent à 10% pour  $\lambda_1 = 1550$  nm (détecteur en InGaAs) et 50% pour  $\lambda_2 = 810$  nm.

Une fois cette première caractérisation effectuée, on envoie à travers la fibre les photons de longueur d’onde  $\lambda_1 = 1550$  nm et on effectue à nouveau ces mesures de coïncidences. Le taux maximal est de 100 Hz, ce qui donne un majorant pour le débit sécurisé. Les photons étant soumis à un effet dépolarisant dans la fibre, le niveau d’intrication est inférieur à la valeur maximale et il faut apporter des corrections. Le débit utile est estimé à 35 bit/s. Les auteurs soulignent en conclusion que pour 200 kilomètres ce même taux n’excède pas 0.01 bit/s.

Cet exemple montre que les performances actuelles des fibres et des détecteurs ne permettent pas d’envisager une portée supérieure à quelques centaines de kilomètres. Pour franchir cette limite, il serait nécessaire soit de diminuer les pertes en fibre, ce qui est peu vraisemblable car cette technologie est très aboutie, soit d’introduire une nouvelle architecture de réseau.

### 1.1.3 Répéteur quantique

Dans ce paragraphe, on présente une architecture de réseau longue portée appelée répéteur quantique et décrite dans l'article de Briegel *et al.* [4]. Dans un premier temps, on s'intéresse à deux processus importants utilisés dans le protocole, la purification d'intrication et l'échange d'intrication, avant de s'attarder dans un second temps sur le fonctionnement du protocole lui-même. En physique quantique, une communication d'information peut passer par une *téléportation d'information*<sup>7</sup> [18] [33], et dans ce cas Alice et Bob ne cherchent pas à transmettre directement l'information à travers la fibre. Il s'agit pour eux de générer des paires de photons intriqués dont ils récupèrent chacun un élément. Essentiellement la qualité de l'échange sera donné par le *degré d'intrication*<sup>8</sup> des couples utilisés. Schématiquement il s'agit dans le protocole de répéteur quantique de découper la ligne de transmission en tronçons sur lesquels on est capable de générer des paires de photons intriqués avec un temps acceptable. A chaque noeud, on réalise une *mesure de Bell*<sup>9</sup> pour connecter deux paires de photons et obtenir deux photons intriqués éloignés de deux tronçons : c'est l'échange d'intrication [4]. En répétant ce processus, on produit des paires de photons intriqués de plus en plus éloignés, mais le degré d'intrication diminue à chaque étape. Pour assurer un niveau d'intrication plus grand, on génère de manière identique plusieurs paires éloignées faiblement intriquées et à partir d'elles on peut produire une seule paire de photons d'intrication plus grande, c'est la purification d'intrication [17] [34]. On parvient ainsi à générer des paires de photons intriqués séparés d'une longue distance en un temps raisonnable, au prix d'une part d'un certain nombre de photons générés puis mesurés et d'autre part d'un certain nombre d'opérations logiques effectuées aux noeuds. Le protocole a un intérêt car le nombre d'opérations total et le nombre de photons nécessaires n'augmentent que polynomialement avec la distance totale.

**Purification et échange d'intrication** La purification d'intrication est un protocole d'amplification du degré d'intrication de paires de photons, fonctionnant avec des opérations nécessitant un ou deux qubits. Supposons qu'Alice et Bob partagent des paires intriquées imparfaites, ils peuvent en mesurant un certain nombre de paires augmenter le degré d'intrication des paires restantes. Concrètement Alice et Bob font une estimation statistique du degré d'intrication initial, ils sont alors en mesure de juger si le protocole d'amplification peut être appliqué et si oui combien d'itérations seront nécessaires. Il existe un seuil d'intrication minimum pour appliquer le protocole, que l'on appellera  $d_{min}$ .

L'échange d'intrication sur une ligne de transmission composée de deux tronçons consiste

<sup>7</sup>Alice et Bob partagent une paire de photons intriqués dont ils connaissent l'état total. Alice possède de plus un autre photon dont elle souhaite téléporter l'état à Bob. Elle effectue une mesure de Bell en utilisant les deux photons à sa disposition, ce qui a pour effet de projeter le photon de Bob dans un certain état. Alice communique le résultat de la mesure et Bob peut alors effectuer une opération qui place son photon dans l'état qu'Alice souhaitait transmettre.

<sup>8</sup>Deux photons sont intriqués si l'état du système qu'ils forment n'est pas séparable. C'est le cas si la fonction d'onde du système se met sous la forme  $|\Phi\rangle = |0\rangle_1|0\rangle_2 + |1\rangle_1|1\rangle_2$  où les indices 1 et 2 se rapportent aux deux photons. On ne peut alors pas réécrire l'état du système sous la forme  $|\Phi\rangle = |A\rangle_1|B\rangle_2$ —qui est un état séparable—. On définit le degré d'intrication d'un état comme sa "distance" minimale à un état séparable.

<sup>9</sup>Une mesure de Bell consiste à mesurer les états de Bell, qui sont les états intriqués  $|\Phi^\pm\rangle = |0\rangle_1|0\rangle_2 \pm |1\rangle_1|1\rangle_2$  et  $|\Psi^\pm\rangle = |0\rangle_1|1\rangle_2 \pm |1\rangle_1|0\rangle_2$ .

à générer sur chaque tronçon une paire intriquée dont on achemine chaque élément à une extrémité. On obtient un photon à chaque extrémité de la ligne et deux photons au noeud central. L'idée est de faire une mesure de Bell au centre pour intriquer les deux photons aux extrémités. Le degré d'intrication obtenu dépend de la longueur des tronçons et de la précision des opérations locales. Il faut également communiquer le résultats des mesures de Bell par voie classique.

Notons qu'aucun des deux processus ne permet de résoudre à lui seul le problème des pertes en ligne. D'une part on ne peut pas appliquer la purification à des paires de photons propagés sur de longues distances car leur degré d'intrication diminue exponentiellement avec la distance et doit en même temps rester supérieur à  $d_{min}$ . D'autre part si on cherche à découper la ligne de transmission en de nombreux tronçons pour effectuer l'échange d'intrication, c'est la transmission sur les tronçons et la précision des opérations locales qui limiteront in fine le degré d'intrication. Néanmoins, il est possible en combinant les deux procédés de générer des paires intriquées éloignées et de haut degré d'intrication.

**Un exemple de répéteur quantique** On considère une ligne de transmission de longueur totale  $D$ , que l'on divise en tronçons de longueur  $L_0$ .  $L_0$  est choisie très petite devant la longueur caractéristique des pertes en ligne, qui est de l'ordre de la dizaine de kilomètres. On note  $d_0$  le degré d'intrication des paires de photons que l'on y génère. On introduit aussi  $N$ , un nombre défini à partir du processus d'échange d'intrication : c'est le nombre de paires connectées pour lequel le degré d'intrication de la paire survivante est égale à  $d_{min}$ . On suppose qu'il existe un entier  $p$  tel que  $D = (N)^p L_0$  et on définit enfin  $M$ , le nombre de paires intriquées de degré  $d_{min}$  nécessaires dans le protocole de purification pour générer une paire intriquée de degré  $d_0$ .

Le protocole se fait en  $p$  étapes constituées d'abord d'une phase d'échange d'intrication (où le degré d'intrication passe de  $d_0$  à  $d_{min}$ ) et d'une phase de purification d'intrication (où le degré d'intrication passe de  $d_{min}$  à  $d_0$ ).

#### Etape 1

La ligne de transmission de longueur  $D$  divisée en tronçons de longueur  $L_0$  fait apparaître les noeuds

$$\{A, C_{L_0}, C_{2L_0} \dots C_{N^p L_0} = B\}$$

On génère sur chaque tronçon une paire de degré  $d_0$  et on connecte toutes ces paires sauf aux noeuds

$$\{A, C_{NL_0}, C_{2NL_0} \dots C_{N^p L_0} = B\}$$

On obtient des paires de degré  $d_{min}$  sur des longueurs  $NL_0$ . On effectue alors la purification de ces paires, et pour cela on génère  $M$  fois des paires similaires. On obtient ensuite des paires de degré  $d_0$  sur des longueurs  $NL_0$ , que l'on peut appeler paires de niveau 1, leur nombre s'élève à  $(N)^{p-1}$ .

#### Etape 2

On connecte toutes les paires de niveau 1 sauf aux noeuds

$$\{A, C_{N^2 L_0}, C_{2N^2 L_0} \dots C_{N^p} = B\}$$

On obtient des paires de fidélité  $d_{min}$  sur des longueurs  $N^2 L_0$ . A nouveau, on purifie ces paires, et pour cela on effectue  $M$  fois la génération des paires de niveau 1. On obtient alors des paires de degré  $d_0$  sur des longueurs  $N^2 L_0$ , que l'on appelle paires de niveau 2, leur

nombre est  $(N)^{p-2}$ .

Etape  $k$

On connecte toutes les paires de niveau  $k - 1$  sauf aux noeuds

$$\{A, C_{N^k L_0}, C_{2N^k L_0} \dots C_N = B\}$$

On obtient des paires de degré  $d_{min}$  sur des longueurs  $N^k L_0$ . On effectue alors la purification de ces paires, et pour cela on génère  $M$  fois des paires de niveau  $k - 1$ . On obtient finalement des paires de degré  $d_0$ , il y en a  $(N)^{p-k}$ , ce sont les paires de niveau  $k$

Etape  $p$

Lorsque  $p = k$ , il reste 1 paire de longueur  $N^p L_0 = D$  et le protocole est achevé.

La figure 1.2 schématise le protocole dans le cas où  $D = 27L_0 = 3^3 L_0$ , réalisé en 3 étapes. on peut recenser le nombre de paires nécessaires à chaque étape.

- Etape 1 : on passe de 27 tronçons élémentaires à 9 liens. On a besoin de  $M$  paires par tronçons, soit un total  $27M$  paires intriquées ;
- Etape 2 : on passe de 9 à 3 liens. On a besoin de  $3M^2$  paires par tronçons, soit un total  $27M^2$  paires intriquées ;
- Etape 3 : on passe de 3 à 1 liens. On a besoin de  $9M^3$  paires par tronçons, soit un total  $27M^3$  paires intriquées ;

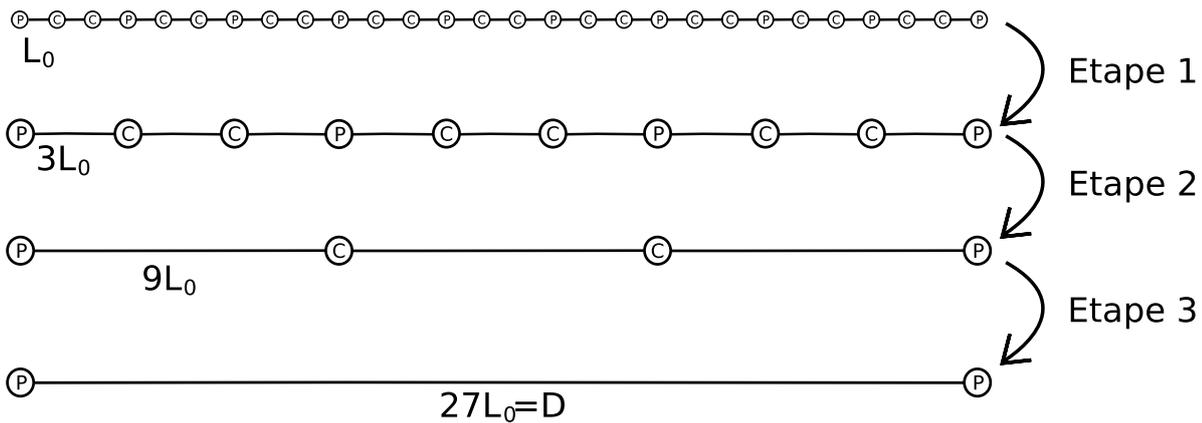


FIG. 1.2 – Schématisation du protocole de répéteur quantique. On effectue aux noeuds C les connections de liens adjacents et aux noeuds P la purification. Pour le nombre de paires nécessaires à franchir une étape suivante : voir texte

Pour évaluer les performances de cette architecture, on peut calculer le nombre total de paires intriquées à générer, et les ressources locales, c'est à dire le nombre de particules qui participent à une opération locale, nombre que l'on note  $R$ .

On crée une paire intriquée sur chaque tronçon  $L_0$  et cela  $M$  fois par étape, comme il y a  $p$  étapes et  $\frac{D}{L_0}$  tronçons élémentaires, le nombre total de paires est

$$\frac{1}{L_0} D \times M^p \propto \frac{D}{L_0}^{1+\log_N(M)}$$

Le nombre de paires intriquées nécessaires varie donc polynomialement avec la distance.

On note  $R_p$  les ressources que l'on a besoin de contrôler à un noeud pendant la phase de

purification de  $M$  paires. A un noeud, on effectue au plus  $p$  fois ce protocole de purification et on en déduit un majorant de  $R$

$$R < R_{max} = p \times R_p = R_p \times \log_N\left(\frac{D}{L_0}\right)$$

Les ressources locales à manipuler varient logarithmiquement avec la distance. Le facteur  $M$  dépend de la précision des opérations locales. Ce facteur est estimé à cinq lorsque la précision des opérations locales atteint 99%.

Cette structure s'appelle un répéteur quantique par analogie avec les réseaux classiques. Rappelons que dans ces derniers, un répéteur est un dispositif placé sur la ligne de transmission sensé amplifier le signal incident atténué par la transmission en amont. Ici, la situation est différente car il n'y a aucune transmission directe de l'information et on ne peut donc pas "répéter" le signal. Cependant, on retrouve une architecture de ligne divisée en tronçons élémentaires aux noeuds desquels se trouvent un dispositif relais.

### 1.1.4 Mémoire quantique

**Un élément indispensable au répéteur** La réalisation d'un répéteur quantique suppose certaines caractéristiques dans le réseau physique. On analyse d'abord les caractéristiques des sources de photons intriqués et les conséquences que cela occasionne dans le répéteur, avant d'envisager comment on peut assurer la phase de purification

Chaque tronçon élémentaire est doté d'une source de paires intriquées. Physiquement ces sources sont souvent probabilistes et n'émettent pas nécessairement une paire lorsqu'elles sont sollicitées. Cela induit dans le protocole un ralentissement des connexions. Au niveau d'un noeud on ne peut effectuer une mesure de Bell que si une paire a été émise au niveau de chaque partie adjacente et pour faire la connection de plusieurs tronçons, il faudra générer autant de paires intriquées que de tronçons, et cela de manière simultanée. La probabilité d'émettre tous les photons nécessaires décroît exponentiellement avec le nombre de tronçons, car il faut que toutes les sources aient émis une paire au même moment. On peut estimer le temps moyen d'attente de cet évènement à partir des valeurs de [32]. Rappelons que dans cette expérience le taux de photons détectés par Alice est de 1.6 MHz (à la plus forte puissance de pompe), et le taux de coïncidences de 20 kHz. Compte tenu des efficacités de détection, on peut considérer que les sources ont un taux de génération de paires intriquées de 3 MHz. Généralement, on fait travailler les sources de paires intriquées avec une efficacité de conversion de 10% [22], c'est à dire que le taux auquel la source est pompée est de 30 MHz. Avec ces données, le temps moyen pour connecter  $n$  tronçons sera donné par  $T(n) = \frac{10^{-7}}{3(0.1)^n}$ . Ce terme sera voisin de la seconde pour 6 tronçons. On voit ici que la phase de connection, en plus de dégrader le degré d'intrication, influe négativement sur la durée de la communication si on veut connecter simultanément un grand nombre de tronçons. Ce problème peut être levé si on peut mettre en attente une paire de photons intriqués.

Concernant la phase de purification, il est nécessaire de générer au moins deux paires de photons et d'effectuer sur les quatre photons une itération du processus. Mais on a supposé que l'on gardait les deux premiers photons en attendant les deux suivants : on doit donc là encore disposer d'une cellule d'attente capable de stocker un photon ou tout du moins l'information qu'il porte. Ce dispositif doit être capable de restituer ensuite ce photon au moment voulu.

**Mémoire quantique** Une mémoire quantique est un tel dispositif, capable de stocker un état quantique et de le restituer à la demande. Cette opération est délicate car les lois de la physique quantique sont très contraignantes. D’abord on ne peut mesurer un état sans l’altérer voire le détruire<sup>10</sup>, ensuite le théorème de non-clonage [36] assure qu’il n’existe pas de copieur universel d’états quantiques. Par conséquent, les données que représente l’état quantique à stocker ne peuvent pas être connues ni copiées lors de la mise en mémoire. On ne peut que les déplacer ou les mettre en attente. En outre, la mise en attente d’un photon par des méthodes classiques est très peu performante et inenvisageable pour un temps de l’ordre de la seconde<sup>11</sup>. On se retrouve contraint d’utiliser un système matériel fixe, un milieu atomique pour mettre l’état en attente.

Un protocole de mémoire quantique inclut une étape de transfert durant laquelle l’état du photon passe au système fixe, une étape d’attente dont on doit pouvoir fixer la durée, et enfin une étape de transfert inverse. Le choix du milieu atomique sera motivé d’une part par sa bonne résistance à la décohérence, c’est à dire son isolement vis à vis de l’environnement et d’autre part par son bon couplage avec la lumière.

**Protocole DLCZ** Une proposition de réalisation du répéteur quantique est le protocole élaboré par Duan, Lukin, Cirac et Zoller dans [37], et qui fait appel à des photons uniques et des ensembles atomiques manipulés par laser. L’information est transportée par les photons uniques et elle est conservée dans les ensembles atomiques. Chaque tronçon élémentaire comporte deux ensembles atomiques à ses extrémités qu’il est possible de placer dans un état intriqué en utilisant des photons uniques et une transition Raman. Il n’est donc pas nécessaire de générer des paires de photons intriqués, et de plus les ensembles atomiques jouent eux même le rôle de mémoire. Il s’agit ensuite d’échanger cette intrication aux tronçons adjacents, et pour cela le même type de manipulation (transition Raman et mesure de photons uniques). Le débit de la communication sera principalement limité par la stabilité des longueurs de tronçons que parcourent les photons uniques —qui influent sur la mesure des photons uniques et la qualité de l’intrication produite— et la bonne qualité des sources de photons uniques. Dans [38] le débit d’un réseau qui utilise le protocole DLCZ est estimé à 1bit/heure pour une distance d’environ 1000 km et des améliorations au protocole sont proposées augmentant le débit de communication sur la même distance de deux deux ordres de grandeur. Une intense activité expérimentale est menée vers la réalisation d’un répéteur [39] [40] [41] [42] [43].

## 1.2 Description lumière-matière

**Variables discrètes et variables continues** Tous les protocoles que l’on a présentés jusqu’ici n’utilisent que des photons uniques, mais il est tout à fait possible de réaliser des protocoles d’information quantique avec des impulsions lumineuses. En effet un ensemble de photons est un système respectant la mécanique quantique et il est possible de définir dans ce

<sup>10</sup>même les mesures dites Quantiques Non Destructives (QND) entraînent une modification de l’état quantique [35]

<sup>11</sup>la solution d’une boucle d’attente en fibre optique introduit des pertes bien trop grandes pour un stockage d’une seconde, et ce sont d’ailleurs ces mêmes pertes qui ont conduit à l’élaboration des répéteurs

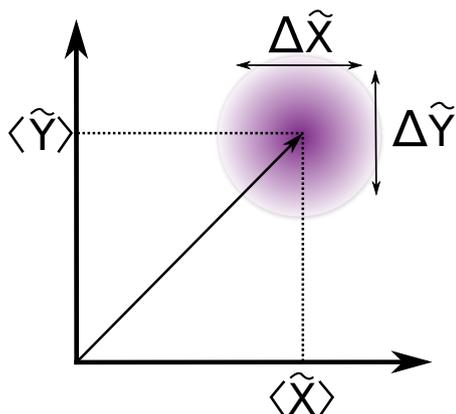


FIG. 1.3 – Représentation d'un état cohérent

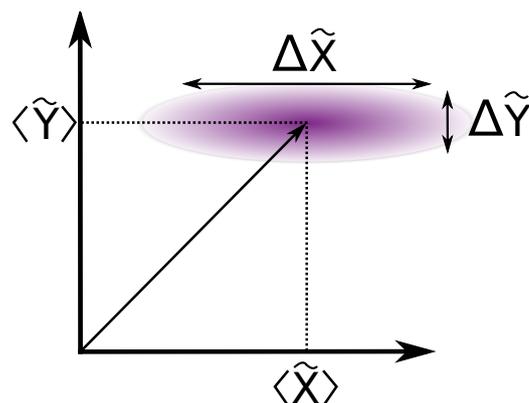


FIG. 1.4 – Représentation d'un état comprimé

régime des protocoles d'information quantique. On exploitera alors la statistique d'opérateurs définis sur l'ensemble des photons pour coder et transmettre de l'information. On peut donner des exemples pour la communication [44] [45], la cryptographie [46] [47] [48] la téléportation [49] [50] [51] [52] et le calcul quantique [53].

D'une manière générale en physique quantique, on peut décrire les systèmes quantiques selon deux formalismes différents. Le régime de variable discrète est bien adapté lorsque l'on travaille avec des photons ou des atomes uniques, et le régime de variables continues plus adéquat pour décrire une impulsion lumineuse, un faisceau, ou un grand ensemble atomique. Dans le premier cas, la lumière est mesurée grâce à des récepteurs capables de détecter un photon et les phénomènes quantiques se manifestent dans les corrélations de mesure entre plusieurs détecteurs. Dans le second régime, les flux lumineux sont mesurés par des photodiodes et les phénomènes quantiques se situent dans les fluctuations du champ électromagnétiques.

Dans le paragraphe suivant on précise comment l'on peut coder l'information en utilisant des impulsions lumineuses et des ensembles atomiques.

### 1.2.1 Opérateurs adaptés aux variables continues

Dans le régime de variables continues la description du système comme une impulsion lumineuse passe par la définition d'un couple d'opérateurs  $(\tilde{X}, \tilde{P})$ , dont la valeur moyenne et la variance caractérisent entièrement l'état du système dans le régime où les fluctuations sont petites devant la valeur moyenne. Ils respectent une relation de commutation similaire à celle des opérateurs position et impulsion.

$$[\tilde{X}, \tilde{P}] = 2i$$

et vérifient donc une relation d'incertitude de type Heisenberg.

$$\Delta\tilde{X} \times \Delta\tilde{P} \geq 1$$

On note  $\Delta\tilde{X} = \sqrt{\langle \tilde{X}^2 \rangle - \langle \tilde{X} \rangle^2}$ . On représente l'état du système dans un repère  $\tilde{X}, \tilde{P}$  par un vecteur et une surface (voir figures 1.31.4). Le vecteur pointe la valeur moyenne, entourée d'une surface qui représente la variance. La relation d'incertitude implique que cette surface

est plus grande qu'une surface minimum, mais elle ne contraint pas la forme de la surface. Lorsque  $\Delta\tilde{X} = \Delta\tilde{P}$ , on parle d'un état minimal. C'est le cas des états cohérents pour lesquels la surface de fluctuation est un disque. Il est possible de déformer cette surface par exemple en la comprimant dans une direction et la dilatant dans l'autre, on parle alors d'états comprimés.

### 1.2.2 Opérateurs "lumière"

On cherche à définir pour une impulsion lumineuse un couple d'opérateurs  $(\tilde{X}_{ph}, \tilde{P}_{ph})$  vérifiant les propriétés précédentes, on suit l'approche présentée dans [44]. En optique quantique, on décrit formellement un mode du champ électromagnétique comme un oscillateur harmonique, ce qui conduit à introduire les opérateurs de création et d'annihilation  $\tilde{a}_{mode}$  et  $\tilde{a}_{mode}^\dagger$ . Dans l'impulsion lumineuse, on considère les photons de même mode spatial, de même mode fréquentiel mais de modes de polarisation différents. On introduit les opérateurs  $\tilde{a}_H$  et  $\tilde{a}_V$  relatifs aux polarisations linéaires horizontales et verticales. Les opérateurs suivants :

$$\begin{cases} \tilde{N} = \tilde{a}_H^\dagger \tilde{a}_H + \tilde{a}_V^\dagger \tilde{a}_V \\ \tilde{S}_1 = \tilde{a}_H^\dagger \tilde{a}_H - \tilde{a}_V^\dagger \tilde{a}_V \\ \tilde{S}_2 = \tilde{a}_H^\dagger \tilde{a}_V + \tilde{a}_V^\dagger \tilde{a}_H \\ \tilde{S}_3 = i(\tilde{a}_V^\dagger \tilde{a}_H - \tilde{a}_H^\dagger \tilde{a}_V) \end{cases} \quad (1.1)$$

sont les analogues des paramètres de Stokes. Ils représentent respectivement le nombre total de photons contenus dans l'impulsion, le taux de polarisation dans la base horizontal/vertical, le taux de polarisation dans la base  $+45^\circ / -45^\circ$  et enfin le taux de polarisation dans la base circulaire gauche/circulaire droite. Ces opérateurs obéissent aux lois de commutation suivantes, similaires à celles des moments cinétiques :

$$\begin{cases} [\tilde{S}_1, \tilde{S}_2] = i\tilde{S}_3 \\ [\tilde{S}_2, \tilde{S}_3] = i\tilde{S}_1 \\ [\tilde{S}_3, \tilde{S}_1] = i\tilde{S}_2 \end{cases}$$

On note  $N_{ph}$ , le nombre de photons contenus dans l'impulsion et, si on suppose que l'impulsion est polarisée dans la direction horizontale, on en déduit la valeur moyenne des opérateurs, ainsi que des conditions sur les fluctuations :

$$\langle \tilde{N} \rangle = N_{ph} \quad \langle \tilde{S}_1 \rangle = N_{ph} \quad \langle \tilde{S}_2 \rangle = \langle \tilde{S}_3 \rangle = 0$$

$$\Delta\tilde{S}_1 = 0 \quad \Delta\tilde{S}_2 \Delta\tilde{S}_3 \geq \frac{N_{ph}}{2}$$

On peut donner une représentation de cette situation (voir figure 1.5) sur la sphère de Poincaré où les trois axes correspondent aux valeurs moyennes des opérateurs  $(\tilde{S}_1, \tilde{S}_2, \tilde{S}_3)$ . On a choisi de représenter l'état cohérent  $\Delta\tilde{S}_2 = \Delta\tilde{S}_3$ . En définissant  $\tilde{X}_{ph} = \sqrt{\frac{2}{N_{ph}}}\tilde{S}_2$  et  $\tilde{P}_{ph} = \sqrt{\frac{2}{N_{ph}}}\tilde{S}_3$  on obtient en faisant l'approximation que l'opérateur  $\tilde{S}_1$  peut être remplacé par sa valeur moyenne, ce qui est valable lorsque  $N_{ph} \gg 1$  :

$$[\tilde{X}_{ph}, \tilde{P}_{ph}] = 2i \frac{\tilde{S}_1}{N_{ph}} \simeq 2i$$

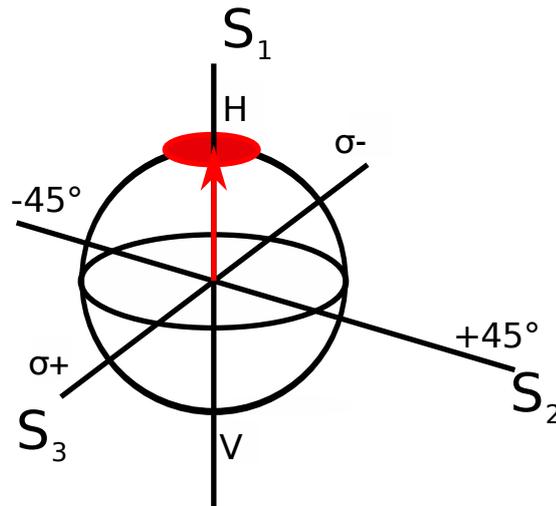


FIG. 1.5 – Représentation d’une impulsion polarisée linéairement dans la direction horizontale, la surface représente le disque de fluctuations des opérateurs  $\tilde{S}_2$  et  $\tilde{S}_3$

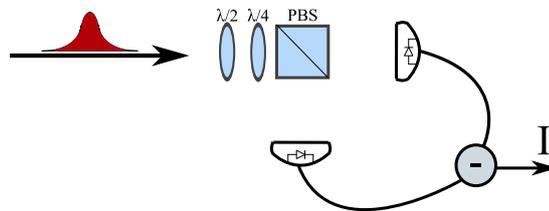


FIG. 1.6 – Montage expérimental pour mesurer les opérateurs ( $\tilde{S}_1, \tilde{S}_2, \tilde{S}_3$ )

On a fait apparaître ainsi le couple d’opérateurs qui décrit l’impulsion polarisée. Le couple d’opérateurs ( $\tilde{X}_{ph}, \tilde{P}_{ph}$ ) représente les fluctuations de polarisation dans l’impulsion.

On peut mesurer les différents opérateurs que l’on a introduit avec le montage de la figure 1.6. L’impulsion traverse deux lames à retard dont les angles permettent de choisir les directions de polarisation analysées. Le cube sépare les polarisations de l’impulsion et la différence  $I$  des photocourants est représentée sur la figure 1.7. On a représenté le signal  $I$  autour du maximum de signal. Pour l’analyse horizontale/verticale, c’est à dire la mesure de  $\tilde{S}_1$  on obtient un signal important dont le bruit relatif en  $\frac{1}{\sqrt{N_{ph}}}$  est très faible. Pour les autres opérateurs, leur valeur moyenne est nulle et leurs fluctuations dépendent de la nature de l’état. Pour un état cohérent (gauche), les fluctuations sont de même importance pour les opérateurs  $\tilde{S}_2$  et  $\tilde{S}_3$  alors que dans le cas d’un état comprimé (droite), les fluctuations ont été comprimées pour l’opérateur  $\tilde{S}_2$  et dilatées pour l’opérateur  $\tilde{S}_3$ .

### 1.2.3 Opérateurs ”matière”

Pour la partie atomique, on définit également un couple ( $\tilde{X}_{at}, \tilde{P}_{at}$ ), à partir cette fois du spin collectif. L’ensemble atomique contient un grand nombre  $N$  d’atomes de spin  $\frac{1}{2}$ , et on introduit l’opérateur correspondant au spin collectif, c’est à dire la somme de tous les spins individuels. Les projections de cet opérateur sur les 3 directions de l’espace  $x, y$  et  $z$  donnent

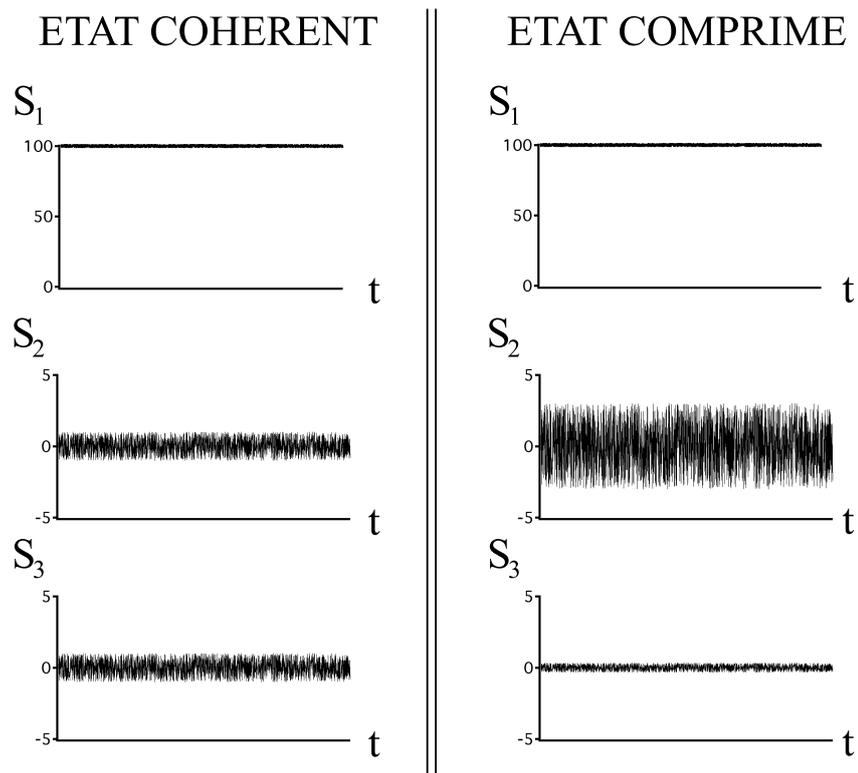


FIG. 1.7 – Signal détecté correspondant aux opérateurs  $(\tilde{S}_1, \tilde{S}_2, \tilde{S}_3)$  dans le cas d'une impulsion polarisée linéairement selon la direction horizontale, état cohérent à gauche, et comprimé à droite

trois opérateurs :  $\tilde{J}_x, \tilde{J}_y, \tilde{J}_z$ . Ces opérateurs respectent des relations de commutation du type

$$[\tilde{J}_x, \tilde{J}_y] = i\tilde{J}_z$$

. Si on polarise l'échantillon selon la direction  $z$ , on trouve la valeur moyenne des opérateurs et des conditions sur leurs fluctuations :

$$\langle \tilde{J}_z \rangle = \frac{1}{2}N_{at} \quad \langle \tilde{J}_x \rangle = \langle \tilde{J}_y \rangle = 0$$

$$\Delta\tilde{J}_z = 0 \quad \Delta\tilde{J}_x\Delta\tilde{J}_y \geq \frac{N_{at}}{4}$$

On peut donner une représentation de cette situation, voir figure 1.8, dans le repère de Bloch où les trois axes représentent les valeurs moyennes des opérateurs ( $\tilde{J}_x, \tilde{J}_y, \tilde{J}_z$ ). En définissant

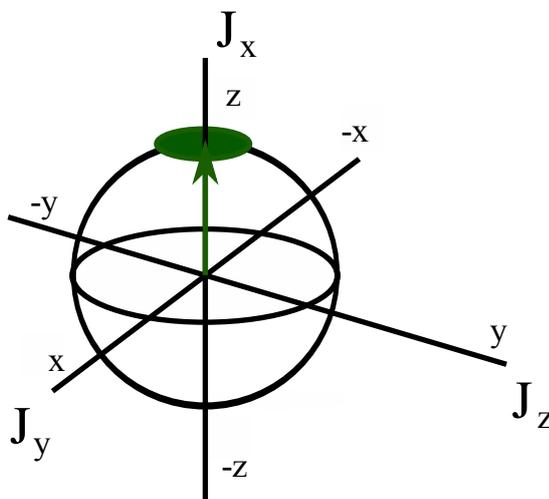


FIG. 1.8 – Représentation d'un ensemble de spins  $\frac{1}{2}$  polarisés dans la direction  $z$ , la surface représente le disque de fluctuations des opérateurs  $\tilde{J}_x$  et  $\tilde{J}_y$

$\tilde{X}_{at} = \sqrt{\frac{4}{N_{at}}}\tilde{J}_x$  et  $\tilde{P}_{at} = \sqrt{\frac{4}{N_{at}}}\tilde{J}_y$  on obtient en faisant l'approximation que l'opérateur  $\tilde{J}_z$  peut être remplacé par sa valeur moyenne :

$$[\tilde{X}_{at}, \tilde{P}_{at}] = 4i\frac{\tilde{J}_z}{N_{at}} \simeq 2i$$

On a fait apparaître ainsi le couple d'opérateurs qui décrit l'ensemble de spins. Le couple d'opérateurs ( $\tilde{X}_{at}, \tilde{P}_{at}$ ) représente les fluctuations de polarisation magnétique de l'ensemble. Il est possible de générer des états comprimés atomiques [54], pour lesquels les fluctuations de  $\tilde{J}_x$  ou  $\tilde{J}_y$  sont strictement inférieures à  $\sqrt{\frac{N_{at}}{4}}$ . Cela s'interprète au niveau des atomes par l'apparition de corrélations. Dans le cas où  $\tilde{J}_x$  possède des fluctuations réduites, il y aura des corrélations entre les spins dans la direction  $y$  et des anticorrélations dans la direction  $x$ .

$$(\Delta\tilde{J}_x)^2 = \langle \tilde{J}_x^2 \rangle - \langle \tilde{J}_x \rangle^2 = \langle \tilde{J}_x^2 \rangle = \sum_a \langle (j_x^a)^2 \rangle + \sum_{(a,b)_{a \neq b}} \langle j_x^a j_x^b \rangle = \frac{N_{at}}{4} + A$$

Dans cette équation pour assurer  $(\Delta\tilde{j}_x)^2 < \frac{N_{at}}{4}$  le terme A doit être négatif. Cela signifie que si l'on choisit d'observer des couples de spins dans la direction  $x$ , on mesurera plus souvent des spins de sens différent. On peut suivre le même raisonnement pour la direction  $y$ , et l'observation de couples de spins dans cette direction donnera plus souvent des spins de même sens.

### 1.3 Protocoles

Le milieu atomique support d'une mémoire idéale doit pouvoir absorber toute l'information contenue dans l'impulsion, la conserver sans la perdre, puis la restituer au moment voulu. L'interaction lumière-milieu implique au moins une transition atomique et la longueur d'onde de l'impulsion doit correspondre plus ou moins à la résonance de cette transition. Pour approcher la problématique du stockage, on considère dans un premier temps le cas résonant. Les photons seront absorbés directement s'il y a suffisamment d'atomes et si la largeur spectrale de l'impulsion est contenue dans la bande d'absorption. Cette deuxième condition implique que la durée de l'impulsion est plus importante que la durée typique de désexcitation. Les premiers atomes dans le niveau supérieur se désexciteront avant que l'impulsion n'ait traversé le milieu, faisant perdre une partie de l'information.

Deux stratégies ont été développées, l'une mettant en jeu un troisième niveau métastable et l'autre où on travaille avec un grand désaccord. La première solution est utilisée dans les *protocoles de rephasage* et les *protocoles en  $\Lambda$* . Les protocoles de rephasage consiste à utiliser un milieu absorbant, dont l'élargissement inhomogène est contrôlé. L'impulsion est absorbée, convertie en excitation atomique de longue durée de vie, puis toutes les étapes d'écriture sont "inversées" pour recréer l'impulsion initiale. Dans le protocole en  $\Lambda$ , le milieu atomique est rendu transparent et fortement dispersif, de sorte que l'impulsion sans être absorbée est ralentie, voire arrêtée. En levant cette forte dispersion, l'impulsion est accélérée puis sort du milieu atomique. La seconde solution est utilisée dans le protocole en X qui fait appel au couplage entre le moment magnétique du milieu et la polarisation lumineuse et qui permet d'ajouter aux fluctuations atomiques les fluctuations de polarisation lumineuse.

La performance d'une mémoire se juge sur la fidélité de l'état quantique restitué à l'état initial en terme d'énergie et de forme, sur la durée maximale de conservation de l'état, et enfin sur la bande passante c'est à dire la largeur spectrale maximale de l'impulsion lumineuse.

Pour une référence sur les protocoles de mémoires en  $\Lambda$  et procédures de rephasage, voir par exemple [55].

Un paramètre important qui pondère l'interaction lumière-matière est l'épaisseur optique  $E_p$ . Il s'agit d'un coefficient qui caractérise l'absorption d'un faisceau lumineux dans le milieu et définie par  $E_p = \ln\left(\frac{I_N}{I_{OUT}}\right)$  où  $I$  est l'intensité lumineuse. Ce terme est égal à  $E_p = \frac{\sigma}{A}N_{at}$ , où  $\sigma$  est la section efficace de collision entre un photon et un atome,  $A$  la section du faisceau,  $N_{at}$  le nombre d'atomes. Lorsqu'on se trouve à résonance, au maximum d'absorption cette expression devient  $E_p = \alpha \frac{\lambda^2}{A}N_{at}$ , avec  $\alpha$  une constante. Dans les protocoles de mémoire, la bonne qualité du transfert et de la restitution dûe l'état quantique est souvent liée à une épaisseur optique forte.

### 1.3.1 Protocole en X

Ce protocole a été proposé dans [56] et peut être utilisé avec un ensemble d'atomes à deux niveaux, composés de deux sous-niveaux Zeeman chacun. Le milieu est polarisé magnétiquement dans la direction  $z$  ( $\langle \tilde{J}_z \rangle = \frac{1}{2}N_{at}$ ), et une impulsion lumineuse polarisée selon  $y$  ( $\langle \tilde{S}_1 \rangle = N_{ph}$ ) traverse ce milieu selon la direction  $x$ , voir figure 1.9. Les fluctuations de polarisation en spin seront contenues dans le plan  $x, y$  et les fluctuations de polarisation lumineuse représentées par les opérateurs  $\tilde{S}_2$  et  $\tilde{S}_3$ . L'influence du milieu sur l'impulsion peut

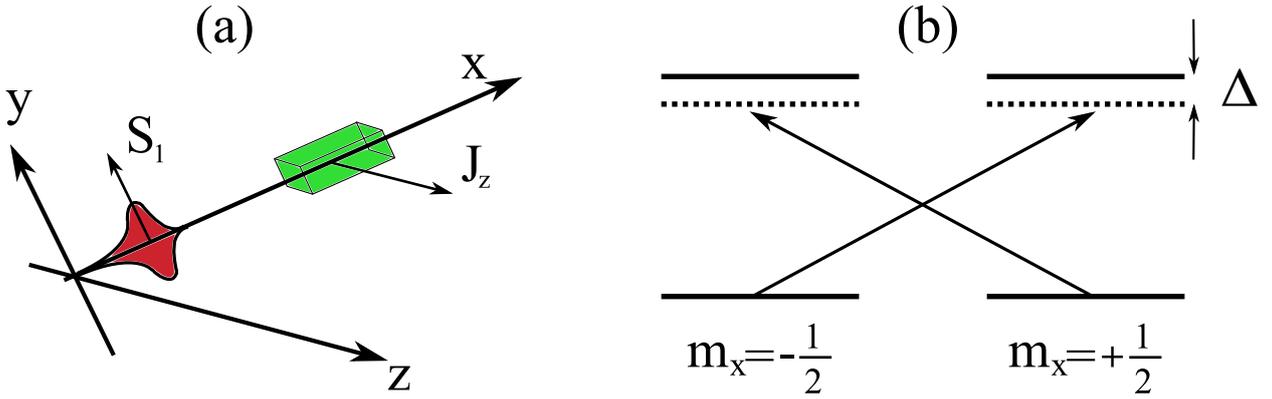


FIG. 1.9 – (a) Schéma du protocole, l'impulsion est polarisée selon  $y$  et le milieu selon  $z$ . (b) Niveaux atomiques avec axe de quantification selon  $x$

être décrite par les relations suivantes [44] [12] (on pourra utilement se reporter aux articles [57] [58] et [59]) :

$$\tilde{S}_2 \rightarrow \tilde{S}_2 + \alpha \tilde{S}_1 \tilde{J}_x \quad \tilde{J}_y \rightarrow \tilde{J}_y + \alpha \tilde{S}_3 \tilde{J}_z$$

La première ligne décrit l'effet Faraday : la polarisation de l'impulsion est modifiée par la polarisation magnétique dans l'axe de propagation) et la seconde ligne montre l'action en retour de la lumière sur les atomes. Les autres opérateurs sont inchangés aux pertes près. En reprenant les variables continues introduites aux pages 26 et 27, les relations entrée sortie s'écrivent :

$$\begin{aligned} \tilde{X}_{ph}^{OUT} &= \sqrt{1 - \epsilon_{ph}} (\tilde{X}_{ph}^{IN} + \kappa \tilde{P}_{at}^{IN}) & \tilde{P}_{ph}^{OUT} &= \sqrt{1 - \epsilon_{ph}} \tilde{P}_{ph}^{IN} \\ \tilde{X}_{at}^{OUT} &= \sqrt{1 - \epsilon_{at}} (\tilde{X}_{at}^{IN} + \kappa \tilde{P}_{ph}^{IN}) & \tilde{P}_{at}^{OUT} &= \sqrt{1 - \epsilon_{at}} \tilde{P}_{at}^{IN} \\ \epsilon_{ph} &\propto \frac{\sigma}{A} N_{at} & \epsilon_{at} &= \epsilon_{ph} \frac{N_{ph}}{N_{at}} & \kappa &= \epsilon_{ph} \frac{\Delta}{\Gamma} \sqrt{\frac{N_{ph}}{N_{at}}} \end{aligned}$$

$^{IN}$  et  $^{OUT}$  décrivent les opérateurs avant et après le passage de l'impulsion,  $\epsilon_{ph}$  les pertes optiques,  $\epsilon_{at}$  les pertes atomiques,  $\kappa$  le terme de couplage,  $\sigma$  est la section efficace d'absorption,  $A$  la section du faisceau,  $\Delta$  le désaccord et  $\Gamma$  la largeur du niveau excité.

Une fois que l'impulsion a traversé le milieu, une quadrature lumineuse a été transférée (relation entrée-sortie reliant  $\tilde{X}_{at}^{OUT}$  et  $\tilde{P}_{ph}^{IN}$ ) mais l'autre non. Il convient de compléter le transfert soit par un second passage soit en mesurant la quadrature non transférée  $\tilde{X}_{ph}$  et en effectuant une contre réaction magnétique.

Le principal désavantage de ce protocole est qu'il ne réalise pas un transfert de fluctuations

mais un ajout de fluctuations lumineuses aux fluctuations atomiques. On cherche évidemment à travailler avec un couplage élevé et des pertes faibles. Pour savoir dans quelles conditions se placer, on introduit  $E_p$  l'épaisseur optique à résonance  $\epsilon_{ph}^{(\Delta=0)} = E_p \propto \frac{\lambda^2 N_{at}}{A}$ , et on remarque que pour un grand désaccord :  $\sigma \propto \lambda^2 \frac{\Gamma^2}{\Delta^2}$ . L'expression des pertes et couplage devient :

$$\epsilon_{ph} = E_p \frac{\Gamma^2}{\Delta^2} \quad \epsilon_{at} = E_p \frac{\Gamma^2}{\Delta^2} \frac{N_{ph}}{N_{at}} \quad \kappa = E_p \frac{\Gamma}{\Delta} \sqrt{\frac{N_{ph}}{N_{at}}}$$

Idéalement [44] les pertes atomiques et optiques doivent être voisines, ce qui est vérifié lorsque  $N_{ph} \simeq N_{at}$ . Pour pouvoir les négliger toutes les deux devant le couplage on choisit un désaccord grand devant  $\Gamma$ , et enfin on travaille avec une épaisseur optique élevée pour que le couplage soit important. Dans la pratique on cherchera donc à travailler avec des impulsions très désaccordées contenant autant de photons qu'il y a d'atomes dans le milieu qui est, lui, dense et froid : d'une part l'épaisseur optique à résonance importante implique que le terme  $\frac{N_{at}}{A}$  soit élevé, c'est à dire que le milieu soit dense et d'autre part pour que les  $N_{at}$  atomes aient tous le même désaccord  $\Delta$ , l'élargissement Doppler doit être négligeable devant la largeur naturelle, c'est à dire que le milieu a une température faible. La bande passante des impulsions est limitée à une fraction de la largeur homogène. Si l'impulsion possède un spectre plus large, des effets de déphasage apparaîtront et comme pour le cas du protocole de rephasage, réduiront le temps mémoire.

Ce protocole a été mis en oeuvre dans l'équipe de Polzik au Danemark [5]. Dans l'expérience (voir figure 1.10) il a été utilisé non pas un mais deux ensembles atomiques. Chaque ensemble

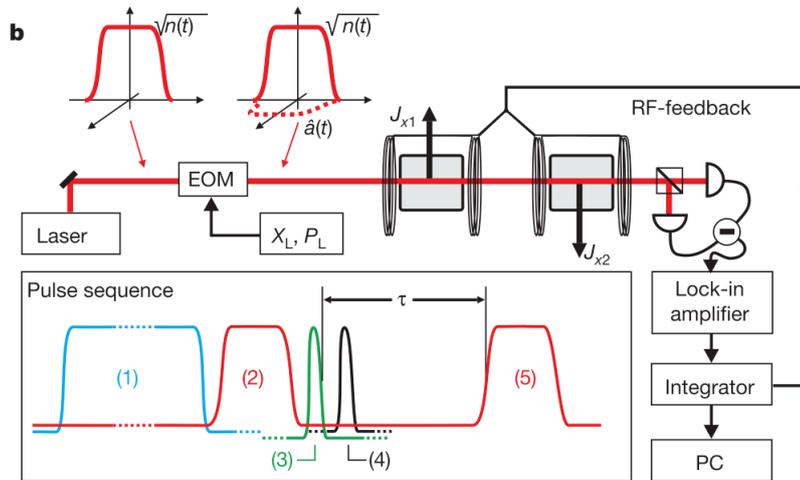


FIG. 1.10 – Schéma de l'expérience, l'impulsion traverse successivement les deux cellules. L'opérateur non transféré est mesuré et une contre réaction magnétique est appliquée aux cellules. Reproduction autorisée extraite de [5] Copyright ©2004, Nature Publishing Group

est soumis à un champ magnétique dans la direction  $x$  de polarisation principale du milieu, de sorte que les moments magnétiques transverses qui portent l'information tournent à une fréquence de Larmor de 320 kHz. On évite de travailler ainsi aux basses fréquences où le bruit technique est très fort, mais il apparaît alors un couplage entre les opérateurs  $\tilde{J}_y$  et  $\tilde{J}_z$ . Avec deux ensembles atomiques dont les précessions Larmor sont opposées, on peut définir des variables non couplées ( $\tilde{J}_{y1} - \tilde{J}_{y2}$ ) et ( $\tilde{J}_{z1} + \tilde{J}_{z2}$ ), qui vérifient toutes les propriétés utiles.

Les paramètres de l'expérience sont les suivants :  $N_{at} = 3.10^{11}$ ,  $\Delta = 700$  MHz,  $\Gamma = 5$  MHz,  $A = 6$  cm<sup>2</sup>,  $\lambda = 852$  nm, le nombre de photons contenus dans une impulsion contenant typiquement  $10^{12}$  photons donnant une épaisseur optique  $E_p = 7$  et une valeur de  $\kappa = 0.2$ . Les fidélités obtenues sont de l'ordre de 70%, fidélité meilleure que dans n'importe quelle stratégie classique. Le principal problème expérimental tient à la décohérence des niveaux atomiques due aux collisions et limite le temps mémoire à quelques millisecondes.

### 1.3.2 Protocole de rephasage

L'idée de ce protocole consiste à absorber l'impulsion dans un milieu, conserver l'état quantique en utilisant des états atomiques de longue durée de vie, et enfin à recréer l'impulsion initiale en inversant toutes les étapes d'écriture. En utilisant les techniques d'écho de photons, on cherche à renverser les oscillations des dipôles atomiques afin de recomposer l'excitation atomique initiale et faire produire au milieu une impulsion lumineuse écho de l'impulsion lumineuse initiale. Tout se passe comme si au milieu de la procédure, le temps était renversé. Il existe plusieurs propositions, la première étant [60] et on détaille ici [61]. Trois étapes peuvent être distinguées (voir figure 1.11) : à la date  $t_1$ , l'impulsion lumineuse à résonance avec la transition atomique pénètre le milieu. L'absorption doit s'accomplir en un temps plus court que la durée de vie du niveau excité pour être cohérente. Le spectre de l'impulsion est donc plus large que la largeur homogène d'un centre absorbant, et pour transférer tout l'état il est nécessaire que le milieu possède un élargissement inhomogène. Le milieu est donc un ensemble de centres absorbants dont les fréquences caractéristiques sont distinctes. Une fois cette absorption cohérente réalisée, on convertit l'excitation atomique à

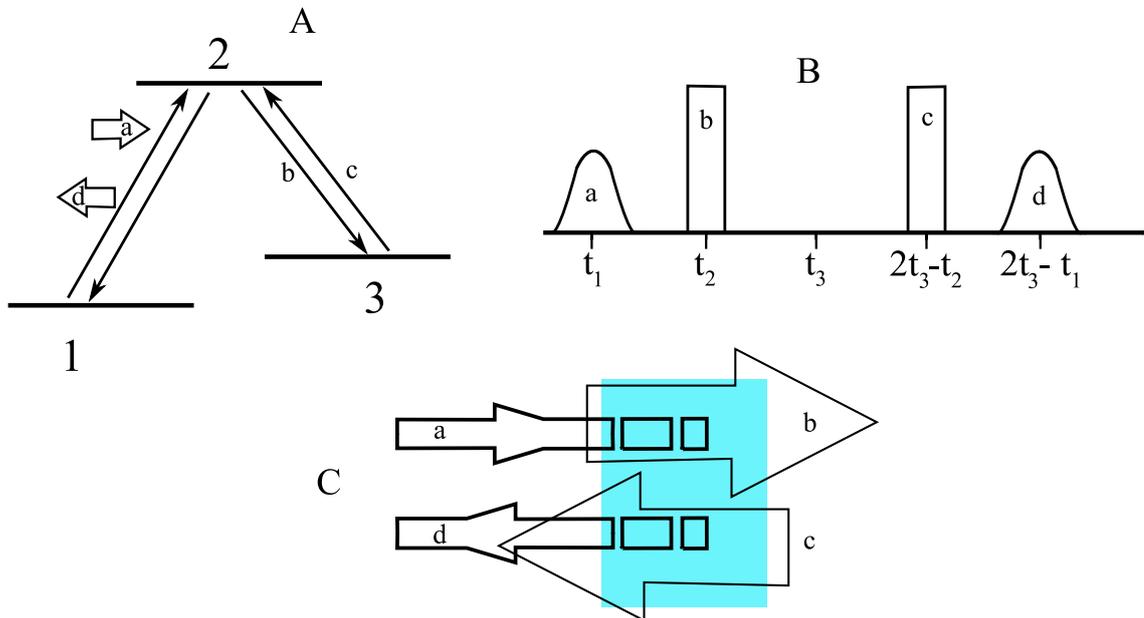


FIG. 1.11 – A : Schéma des niveaux atomiques. a est l'excitation lumineuse incidente, b et c la première et la seconde impulsion de transfert, d correspond à l'impulsion écho. B : Séquence temporelle. C : Schéma avec la direction des faisceaux

la date  $t_2$  entre les niveaux 1 et 2 en excitation atomique entre les niveaux 1 et 3. Ces niveaux

ont une plus grande durée de vie, ce qui permet d'augmenter la durée de la mémoire. Cela se fait par un processus cohérent assuré par une impulsion lumineuse supplémentaire d'énergie bien déterminée (impulsion  $\pi$ ). Les centres absorbants qui gardent l'information peuvent être considérés comme des dipôles oscillant à des fréquences différentes à cause de l'élargissement inhomogène. Ils se déphasent les uns par rapport aux autres, jusqu'à la date  $t_3$  où on décide de renverser les processus. Pour cela, il est nécessaire d'une part de rephaser ces dipôles et d'autre part d'inverser le sens de transport de l'énergie. Si l'élargissement inhomogène est contrôlé par une tension appliquée au milieu, il est simple de transformer le désaccord d'un centre absorbant par rapport à la fréquence centrale en son opposé, ce qui revient à faire tourner les dipôles en sens inverse. Les dipôles se retrouvent synchronisés à la date  $2t_3 - t_2$ . On effectue alors un transfert inverse des excitations des niveaux 1 et 3 en excitation des niveaux 1 et 2, une seconde impulsion  $\pi$  est envoyée mais son sens est opposé à la première impulsion de transfert. On assure ainsi l'inversion du transport d'énergie et à la date  $2t_3 - t_1$  l'impulsion lumineuse echo est produite, contrapropageante à l'impulsion initiale.

Pour réaliser un élargissement inhomogène contrôlé, on considère un milieu qui possède un élargissement inhomogène naturel et un fort effet Stark. Les cristaux dopés aux ions terre rare constituent des exemples de tels milieux. Tout d'abord on sélectionne une classe d'atome, dont la largeur spectrale d'absorption est faible devant celle de l'impulsion lumineuse à stocker, par pompage optique des atomes non désirés dans un état transparent. Dans l'exemple du cristal  $Pr_3^+ : Y_2SiO_5$  [61], les centres absorbants qui sont les ions terre rare praséodyme  $Pr_3^+$  présentent un niveau fondamental séparés en six sous-niveaux hyperfins de longue durée de vie, supérieure à la minute. Par pompage optique il est possible d'isoler dans deux des sous-niveaux une population correspondant à une largeur spectrale de 50 kHz. Ensuite on augmente cette largeur d'absorption par effet Stark dont l'ampleur est ici de l'ordre de 110 kHz/V. En appliquant par exemple +25 V et -25 V à l'échantillon, on obtient une largeur de 5 MHz. On ne peut aller au delà à cause des écarts avec les autres sous-niveaux de l'état fondamental qui sont de cet ordre de grandeur. L'inversion des tensions extérieures permet de transformer l'évolution de la phase.

La durée de la mémoire est gouvernée par la durée de vie des superpositions des états atomiques 1 et 3, ainsi que par la largeur spectrale de la classe d'atomes initialement sélectionnée. Les superpositions ont un temps de vie typique d'environ une milliseconde et la largeur étant de quelques dizaines de kHz, le temps mémoire est limité par ce dernier paramètre à quelques dizaines de microsecondes. On peut souhaiter augmenter ce temps, en diminuant largeur spectrale pompée initialement, mais cela se fait au détriment soit de la fidélité de la mémoire, soit de sa bande passante [62]. Le pompage optique initial isole une classe d'atomes et définit un profil d'absorption. L'élargissement Stark modifie ce profil en le rendant plus large et de moindre amplitude, l'intégrale du profil étant conservé. La fidélité de la mémoire dépend de l'amplitude moyenne du profil et sa bande passante de la largeur [63]. Si on choisit initialement un profil plus étroit, la fidélité et/ou la bande passante seront diminuées. On voit ici tout l'intérêt de disposer d'une épaisseur optique importante.

La démonstration expérimentale en régime classique a été faite en 2005 [6] et en 2006 [7]. Dans la première expérience, la profondeur optique est de 40% sans élargissement et 1% une fois élargie par effet Stark, la largeur sélectionnée initialement vaut 50 kHz puis après élargissement 2 MHz. Il a été possible de stocker des impulsions de 1  $\mu$ s, et la durée de la mémoire vaut environ 5  $\mu$ s. Pour une revue sur la question voir [63].

### 1.3.3 Protocole en $\Lambda$

Dans ce protocole, le milieu support de la mémoire possède des propriétés d'absorption et de dispersion à une longueur d'onde qui peuvent être contrôlées par un champ lumineux de longueur d'onde différente. En particulier il peut être rendu transparent ou fortement dispersif, par l'effet de transparence électromagnétiquement induite [64]. Un tel effet peut être produit par des atomes présentant trois niveaux en  $\Lambda$  comme représenté figure 1.12. Lorsqu'on éclaire la transition 2-3 par un champ puissant, l'analyse de la transition 1-2 montre une absorption modifiée : le graphe supérieur représentant l'absorption d'une sonde balayée en longueur d'onde autour de la résonance, présente une fenêtre de transparence entourée par deux pics d'absorption. Il s'agit du doublet Autler-Townes<sup>12</sup> [65] [66] dont la largeur est donnée par l'intensité lumineuse du champ de contrôle. Le milieu est également modifié en

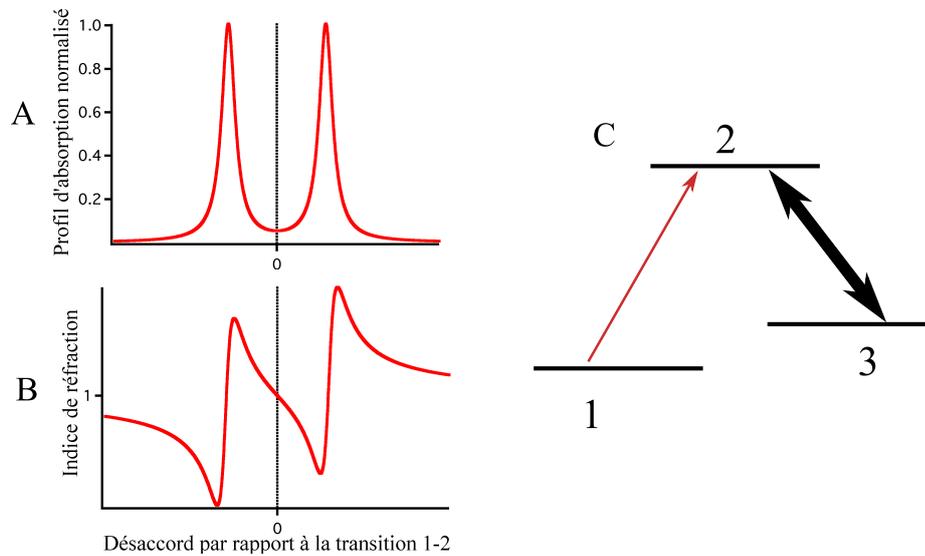


FIG. 1.12 – A : Profil d'absorption d'une sonde balayant la transition 1-2 en présence d'un champ de contrôle puissant résonant avec la transition 3-2. B : Indice de réfraction correspondant. C : Schéma des niveaux atomiques.

terme de dispersion : on observe au voisinage du désaccord nul que l'indice de réfraction présente une variation non nulle et que cette variation sera d'autant plus intense que les pics sont proches. La vitesse de groupe dépend de la variation de l'indice, plus elle est forte et plus la lumière est ralentie. Ainsi, à haute puissance de champ de contrôle le milieu sera transparent, et à faible puissance fortement dispersif.

Le protocole consiste à envoyer l'impulsion dans le milieu à résonance avec la transition

<sup>12</sup>Dans le formalisme de l'atome habillé, on choisit de décrire le système formé de l'atome et du champ électromagnétique. Les états sont décrits par les donnée du niveau atomique et du nombre de photons. Dans le cas de la transition 2-3 éclairée par un champ à résonance les états  $|2, n\rangle$  et  $|3, n+1\rangle$  (où  $n$  représente le nombre de photons) auront la même énergie. Le couplage dipolaire lève cette dégénérescence, faisant apparaître deux états nouveaux "habillés" séparés d'une énergie  $\hbar\Omega$  où  $\Omega$  est la fréquence de Rabi qui excite la transition. Ces états sont des superpositions cohérentes des états initiaux  $|2, n\rangle$  et  $|3, n+1\rangle$ , et contiennent chacun une projection non nulle sur l'état excité 2. En sondant la transition 1-2 avec un faisceau moins intense, cette levée de dégénérescence est conservée et on fait apparaître la structure du doublet présente sur la figure 1.12

atomique 1-2. Le milieu étant rendu transparent grâce au champ de contrôle, il n'y a aucune absorption. Comme les effets dispersifs ralentissent et compriment l'impulsion, il est possible en éteignant le champ lumineux de contrôle, de freiner voire d'arrêter complètement l'impulsion [67] [68]. On réalise ainsi le stockage de l'état quantique et il suffit d'éclairer à nouveau l'échantillon par le champ de contrôle pour accélérer l'impulsion et la restituer. L'information est contenue dans une superposition d'états atomiques 1 et 3.

Concernant les performances d'un protocole de mémoire basé sur l'effet de transparence, l'efficacité dépend directement de l'épaisseur optique du milieu sur la transition 1-2 [69] [70]. La bande passante est reliée à l'écart du doublet que l'on peut réaliser initialement, c'est à dire à l'intensité maximale du champ de contrôle. Enfin, le temps mémoire est donné par le temps de vie des superpositions d'états 1-3.

Ce protocole a été réalisé, dans le cas d'impulsions contenant un photon unique [8] [9] [10] et également dans le cas d'impulsions lumineuses bien décrites dans le formalisme des variables continue par un état de vide comprimé [71] [72]. Concernant la première expérience, le milieu atomique était formé par des nuages de Rubidium 85, dont l'épaisseur optique atteint 8, l'écart du doublet était trois fois la valeur de la largeur homogène du niveau excité. Pour des impulsions d'une durée de 100 ns, le temps mémoire est de l'ordre de 10  $\mu$ s. La nature quantique de l'opération de stockage a été vérifiée par une expérience de Hanbury-Brown et Twiss [73]. Concernant les deux dernières expériences, le milieu atomique est formé également par un nuage d'atomes de Rubidium. Les impulsions ont une durée entre 600 ns et 1  $\mu$ s et présentent une compression des fluctuations supérieures au décibel (jusqu'à 6 dBs pour [72] et pratiquement 2 dBs pour [71]). Après un temps de stockage compris entre 1  $\mu$ s et 3  $\mu$ s, les fluctuations de l'impulsion restituée sont mesurées et on observe une compression d'une fraction de décibel.

# Chapitre 2

## Piéger et Refroidir des Ions

### 2.1 Principe du piège de Paul linéaire

Dans les années 1950, l'équipe de Wolfgang Paul révolutionne la spectrométrie de masse avec un filtre de masse quadrupolaire [74] puis sur le même principe développe un piège à particules chargées, le piège de Paul [75]. L'élément clef est l'utilisation d'un champ électrique radiofréquence pour définir une force de rappel pour la particule. D'autres types de pièges ont été ensuite mis au point comme le piège de Penning [76], fondé sur l'utilisation simultanée d'un champ électrostatique et d'un champ magnétostatique, et les anneaux de stockage [77] qui définissent une trajectoire où les ions circulent et ne confinent que deux degrés de liberté. Ces pièges ont été largement utilisés pour la spectrométrie de masse, l'étude de particules élémentaires (électron, proton, anti-proton), l'étude d'ions uniques en physique atomique, les ions multi-chargés, la métrologie et plus récemment l'information quantique. L'apport scientifique du confinement d'ions a été tel que la moitié du prix Nobel de 1989 fut conjointement attribuée à Wolfgang Paul et Hans Dehmelt, qui a pour sa part apporté des contributions très importantes dans le développement du piège de Penning. A la même date, et quarante ans après le premier filtre de masse quadrupolaire, une équipe américaine met au point le piège de Paul linéaire [78] en vue d'applications métrologiques.

#### 2.1.1 Première approche

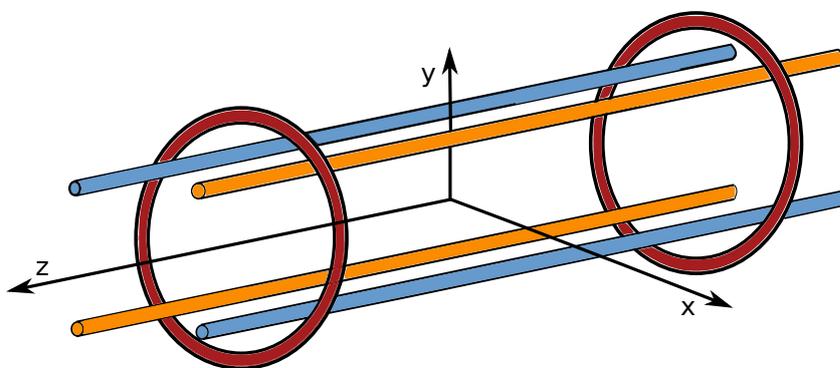


FIG. 2.1 – Schéma d'un piège de Paul linéaire, formé de 3 paires d'électrodes

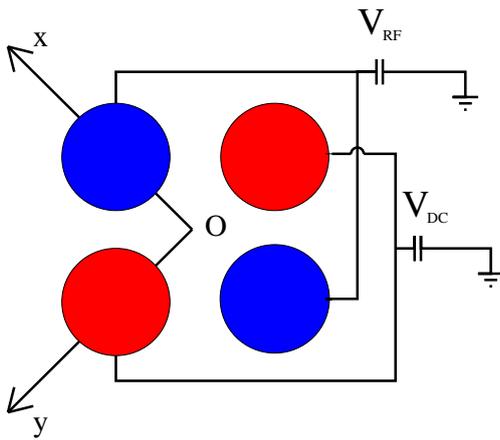


FIG. 2.2 – Alimentation des électrodes cylindriques

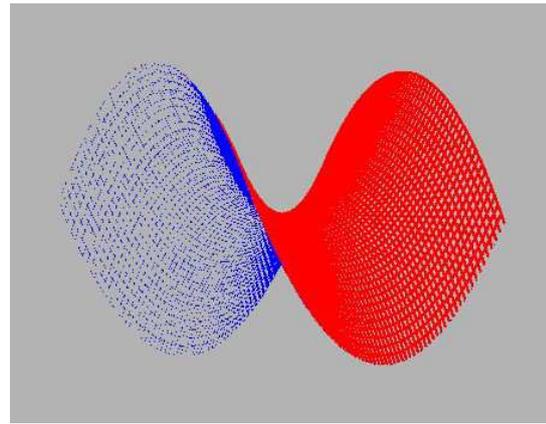


FIG. 2.3 – Potentiel électrique généré

La figure 2.1 schématise un piège de Paul linéaire. Il est composé de six électrodes reliées électriquement deux à deux pour former trois paires. Deux paires d'électrodes cylindriques assurent le confinement du mouvement transverse (plan  $x, y$ ) et une paire d'électrodes ici en anneaux assurent le confinement du mouvement longitudinal (axe  $z$ , on la désignera paire d'électrodes endcaps ou simplement endcaps). Les barres cylindriques sont disposées parallèlement et appariées en diagonale, on les désignera par la paire d'électrodes RF et la paire d'électrodes DC. Si on alimente ce dispositif par des tensions continues, le potentiel électrique généré au centre ne permet pas de confiner une particule chargée : d'après l'équation de Maxwell-Gauss (ici  $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$ ), les lignes de champ électrique qui entrent dans la région centrale doivent nécessairement en ressortir, définissant autant de trajectoires de particules qui traversent le dispositif.

Les figures 2.2 et 2.3 montrent un exemple de cette situation : le potentiel électrique est représenté pour le plan transverse et l'on voit clairement une structure en selle de cheval piégeante dans une direction et anti-piégeante dans l'autre. L'idée du piège de Paul tient à l'utilisation de tensions oscillantes et consiste schématiquement à faire tourner ce potentiel en selle suffisamment rapidement pour être toujours en avance sur le mouvement de l'ion. Dans la pratique pour borner le mouvement d'un cation dans les trois directions de l'espace, on peut :

- alimenter les endcaps par une tension positive que l'on note  $V_{ec}$  et confiner ainsi le mouvement longitudinal ;
- alimenter une première paire d'électrodes cylindriques par une tension sinusoïdale dont on note  $V_{RF}$  et  $\omega_{RF}$  l'amplitude et la fréquence—on désignera par la suite ce couple comme les électrodes RF—
- piloter le dernier couple par une tension continue notée  $V_{DC}$  faible devant l'amplitude de la tension sinusoïdale—on désignera par la suite ce couple comme les électrodes DC—

Le paragraphe suivant donne le détail des conditions de stabilité sur ces tensions, mais on peut déjà approcher les conditions sur la tension sinuoidale par un raisonnement qualitatif. Il s'agit de comparer le temps  $t_1$  mis par un ion de masse  $m$  pour sortir du piège de rayon typique  $R$ , au temps caractéristique  $t_2 = (\omega_{RF})^{-1}$  de variation de la tension sinusoïdale. La

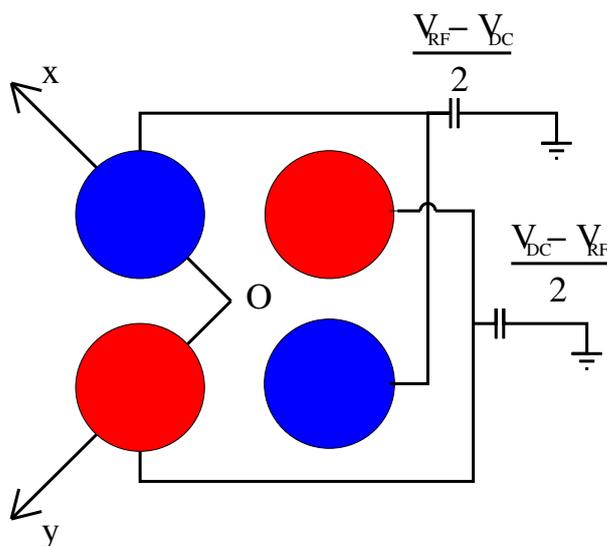


FIG. 2.4 – Alimentation équivalente

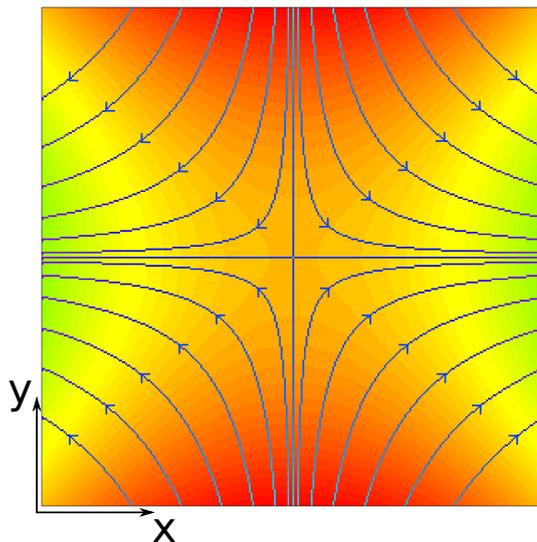


FIG. 2.5 – Lignes de champ générées

trajectoire sera bornée si  $t_1 > t_2$ . Ceci s'écrit encore  $\frac{R}{v\omega_{RF}} < 1$  avec  $v$  la vitesse de l'ion. On peut estimer  $v$  en supposant que l'énergie cinétique de l'ion (de charge  $+Ze$ ) est reliée à la profondeur du potentiel par  $ZeV_{RF} = \frac{1}{2}mv^2$ . La condition de confinement s'écrit alors

$$\frac{ZeV_{RF}}{mR^2\omega_{RF}^2} < 1 \quad (2.1)$$

Elle fait intervenir la géométrie du piège, les caractéristiques de la tension sinusoïdale et celles de l'ion, à savoir sa charge et sa masse. Ce dernier paramètre donne la sélectivité en masse de l'appareil et c'est ce qui est mis à profit dans les spectromètres de masse quadrupolaire.

### 2.1.2 Confinement d'un ion

**Stabilité de la trajectoire** On suivra dans cette partie l'approche de l'ouvrage [79]. On limite d'abord l'étude au mouvement transverse, et on cherche dans un premier temps l'expression du champ électrique généré par les électrodes dans un plan radial. On peut considérer que les tensions appliquées sont équivalentes pour le mouvement de l'ion à celle de la figure 2.4. Compte tenu alors des symétries dans le plan, le potentiel sera proche au centre du piège de l'expression quadratique

$$\Psi(x, y) = \frac{V_{RF}\cos(\omega_{RF}t) - V_{DC}}{2R^2}(x^2 - y^2) \quad (2.2)$$

pour laquelle l'équation de Poisson  $\Delta\Psi = 0$  est bien vérifiée.  $R$  représente la distance entre le centre  $O$  du piège et le point le plus proche des électrodes. Les équipotentielles sont des hyperboles de la forme  $\{x^2 - y^2 = cste\}$  dont le centre coïncide avec le centre géométrique de la structure. Cette approximation sera d'autant meilleure que les équipotentielles  $V = \pm(V_{RF}\cos(\omega_{RF}t) - V_{DC})$  passant par les surfaces d'électrodes ont la même courbure que celle des cylindres. Cette condition qui traduit le raccord des équipotentielles à la forme des conducteurs est respectée si le rayon des électrodes vaut  $R$ , et c'est ce que l'on considère

désormais.

On peut calculer l'expression du champ électrique  $\vec{E}_{RF}$  correspondant à ce potentiel :

$$\vec{E}_{RF} = -\vec{\nabla} \cdot \Psi(x, y) = \frac{V_{RF} \cos(\omega_{RF} t) - V_{DC}}{R^2} \begin{bmatrix} -x \\ +y \end{bmatrix}$$

On cherche maintenant les équations du mouvement de l'ion pilotées par l'équation  $m \vec{a} = e \vec{E}_{RF}$ . En projetant ces équations on trouve le système :

$$\begin{cases} m\ddot{x} = \frac{Ze(V_{RF} \cos(\omega_{RF} t) - V_{DC})}{R^2} x \\ m\ddot{y} = -\frac{Ze(V_{RF} \cos(\omega_{RF} t) - V_{DC})}{R^2} y \end{cases}$$

On introduit les paramètres  $q = \frac{ZeV_{RF}}{mR^2\omega_{RF}^2}$ ,  $a = \frac{ZeV_{DC}}{mR^2\omega_{RF}^2}$  et  $\tau = t\omega_{RF}$  :

$$\begin{cases} \frac{d^2x}{d\tau^2} = (q \cos(\tau) - a)x \\ \frac{d^2y}{d\tau^2} = -(q \cos(\tau) - a)y \end{cases}$$

Les équations prennent la forme canonique des équations de Mathieu [80]. Les solutions de ces équations sont stables (c'est à dire que les trajectoires sont bornées) selon les valeurs des paramètres  $a$  et  $q$ . La Figure 2.6 donne la première zone de stabilité des équations de Mathieu

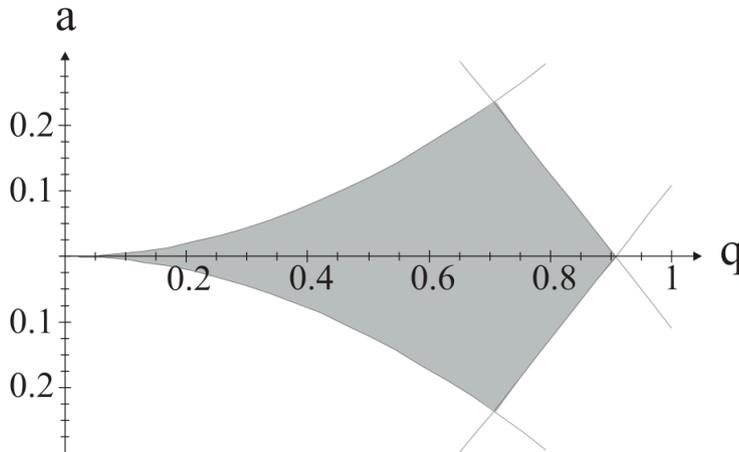


FIG. 2.6 – Diagramme de Stabilité théorique des équations de Mathieu dans le cas 2D. La zone grisée correspond à la première zone de stabilité

dans cette configuration. Les zones de stabilité sont typiquement caractérisées par  $|a| < 0.3$   $|q| < 0.9$ . On retrouve dans la deuxième inégalité le résultat des considérations qualitatives du paragraphe précédent (équation 2.1).

**Résolution analytique** Dans le cas où  $|a| \ll 1$  et  $|q| \ll 1$ , il est possible d'écrire une solution analytique de ces équations, qui passe par une description du mouvement séparant la

dynamique rapide à la fréquence  $\omega_{RF}/2\pi$ , d'une dynamique plus lente. D'après les simulations numériques la variation lente est de grande amplitude et la partie rapide de faible amplitude, on parle de mouvement séculaire de de micromouvement. Pour l'exemple de la variable  $x$ , on écrira :

$$x = X + \epsilon_x$$

où  $X$  est la partie séculaire lente et  $\epsilon_x$  le micro-mouvement rapide. On suppose de plus  $|\frac{d^2\epsilon_x}{d\tau^2}| \gg |\frac{d^2X}{d\tau^2}|$ . Il vient alors :

$$\frac{d^2\epsilon_x}{d\tau^2} = (q\cos(\tau) - a)X$$

Comme on a supposé que  $\epsilon_x$  variait rapidement, et que le terme  $aX$  varie lui lentement, on peut reporter ce dernier dans l'équation d'évolution de  $X$ . L'équation s'intègre et on obtient :

$$\epsilon_x = -q\cos(\tau)X$$

On peut alors écrire le vecteur  $\vec{\epsilon}$  position du micro-mouvement en fonction de  $\vec{E}_{RF}$  :

$$\vec{\epsilon} = -q\cos(\tau) \begin{bmatrix} -X \\ +Y \end{bmatrix} = \frac{e}{m\omega_{RF}^2} \vec{E}_{RF} \quad (2.3)$$

Si l'on réécrit maintenant la première équation :

$$\frac{d^2X}{d\tau^2} = -aX - q^2\cos(\tau)^2\epsilon_x + q\cos(\tau)X$$

On moyenne les termes de cette équation sur une période RF, de sorte que seul le terme central contribue :

$$\frac{d^2X}{d\tau^2} = -(a + \frac{q^2}{2})X$$

On peut alors écrire l'équation du mouvement de la coordonnée  $x$  :

$$x = A_x\cos(\omega_{0x}t + \phi_x)(1 - q\cos(\omega_{RF}t))$$

avec  $\omega_{0x} = \omega_{RF}\sqrt{\frac{q^2}{2} + a}$ .  $A_x$  et  $\phi_x$  dépendent des conditions initiales. En effectuant le même raisonnement pour la variable  $y$ , on trouve :

$$y = A_y\cos(\omega_{0y}t + \phi_y)(1 + q\cos(\omega_{RF}t))$$

avec  $\omega_{0y} = \omega_{RF}\sqrt{\frac{q^2}{2} - a}$ . On vérifie à posteriori l'hypothèse portant sur les accélérations

$$|\frac{d^2\epsilon_x}{d\tau^2}| \simeq q|X|, \quad |\frac{d^2X}{d\tau^2}| \simeq q^2|X| \quad \text{et} \quad |q| \ll 1 \quad \text{donnent} \quad |\frac{d^2\epsilon_x}{d\tau^2}| \gg |\frac{d^2X}{d\tau^2}|$$

Les vibrations rapides de l'ion sont proportionnelles à sa distance au centre et en phase avec le champ  $\vec{E}$  de piégeage local. La figure 2.7 représente pour différentes positions la direction et l'amplitude du micro-mouvement. On peut exprimer la valeur moyenne de l'énergie cinétique associée au micro mouvement :

$$\langle E_C(\epsilon) \rangle = \frac{m}{2} \langle \dot{\epsilon}_x^2 + \dot{\epsilon}_y^2 \rangle = \frac{m}{2} q^2 \omega_{RF}^2 (X^2 + Y^2) \langle \cos(\omega_{RF}t)^2 \rangle = \frac{m}{4} q^2 \omega_{RF}^2 U^2 = \frac{m}{2} (\omega_{0x}^2 + \omega_{0y}^2) U^2$$

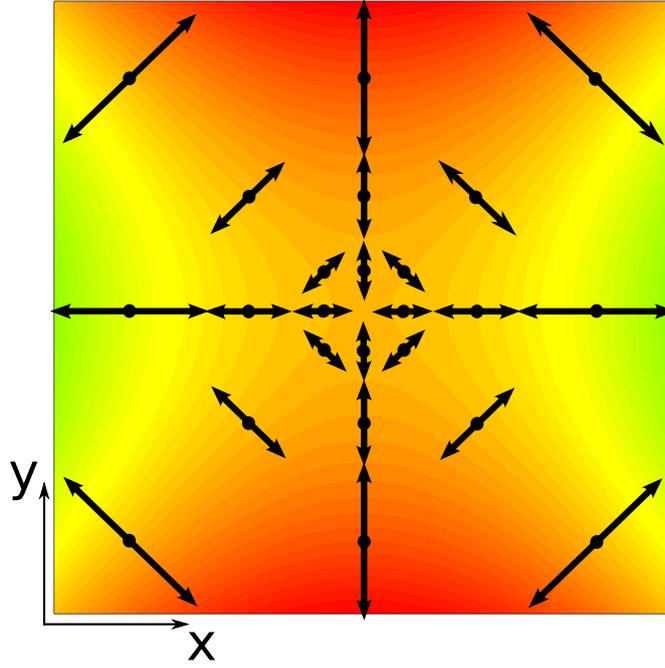


FIG. 2.7 – Direction et Amplitude du micro-mouvement pour différentes positions de l'ion dans le piège

avec  $U^2 = X^2 + Y^2$ .

Comme attendu, l'énergie cinétique du micromouvement est quadratique en fonction de la position séculaire, et on peut l'interpréter comme une énergie potentielle du mouvement séculaire. Pour achever la description dynamique, le mouvement longitudinal sera gouverné par l'effet des endcaps alimentées par une tension  $V_{ec}$ . Le potentiel généré au centre du piège doit lui aussi respecter l'équation de Poisson et si on note  $Z_0$  la distance du centre à une endcap, il est approché au centre du piège par l'expression :

$$\Psi(z) = \frac{\kappa V_{ec}}{Z_0^2} \left( z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) \right) \quad (2.4)$$

Le facteur  $\kappa$  dépend de la géométrie du système, comme introduit dans [81]. Le mouvement longitudinal sera caractérisé par une fréquence  $\omega_z/2\pi$  définie par :

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2e\kappa V_{ec}}{mZ_0^2}}$$

Ce potentiel sera déconfinant pour les composantes radiales  $x$  et  $y$  et les équations du mouvement radiales seront modifiées :

$$\begin{cases} \frac{d^2x}{d\tau^2} = (q\cos(\tau) - a + a_z)x \\ \frac{d^2y}{d\tau^2} = -(q\cos(\tau) - a - a_z)y \end{cases}$$

avec  $a_z = \frac{e\kappa V_{ec}}{mZ_0^2\omega_{RF}^2} = \frac{\omega_z^2}{2\omega_{RF}^2}$ . Ce terme apparaît dans le cas des pièges linéaires de grande longueur comme très faible, de sorte que les conditions de stabilité restent sensiblement

identiques. Une légère modification des fréquences séculaires  $\omega_{0x}/2\pi$  et  $\omega_{0y}/2\pi$  est introduite :

$$\omega_{0x} \rightarrow \omega_x = \omega_{RF} \sqrt{\frac{q^2}{2} + a - a_z} \quad \omega_{0y} \rightarrow \omega_y = \omega_{RF} \sqrt{\frac{q^2}{2} - a - a_z} \quad (2.5)$$

Le signe  $-$  devant  $a_z$  rend compte de l'effet déconfinant des endcaps. Souvent on se place dans le cas où  $a_z \ll q^2$ ,  $a \ll q^2$ , ce qui implique :

$$\omega_x \simeq \omega_y \simeq \frac{q}{\sqrt{2}} \omega_{RF} = \frac{e}{\sqrt{2}m} \frac{V_{RF}}{R^2 \omega_{RF}} \quad (2.6)$$

La partie séculaire sera donc soumise à l'énergie potentielle totale  $E_p$  correspondante à un potentiel électrique de piégeage  $\Psi_{pot}$

$$E_p = \frac{m}{2} (\omega_x^2 X^2 + \omega_y^2 Y^2 + \omega_z^2 z^2) = \frac{1}{e} \Psi_{pot}(X, Y, z) \quad (2.7)$$

On appellera l'approximation du pseudopotentiel ou de potentiel moyen, la description dynamique en terme de mouvement séculaire et d'énergie potentielle de piégeage. Rappelons que cette approximation se justifie pour  $a$  et  $q$  très faibles devant 1.

### 2.1.3 Ensemble d'ions piégés : description statistique

Dans le cas de plusieurs ions confinés, la force d'interaction Coulombienne doit être prise en considération. La dynamique de l'ensemble est alors régie par un système d'équations couplées, dont il n'existe pas de solution analytique générale simple. Il s'agit d'un problème à N corps dont la résolution est d'autant plus complexe que le nombre d'ions présents est grand.

Traditionnellement en physique, on préfère décrire alors le système par des paramètres macroscopiques, comme l'énergie, le volume, la température, la densité, etc... que l'on définit en moyenne sur l'ensemble. Cette approche est d'autant plus justifiée que le nombre de constituants du système est grand, et la thermodynamique donne un certain nombre de résultats pour les systèmes qui contiennent typiquement une mole de matière. Si pour les ions piégés la population du système est bien plus faible, la démarche reste intéressante mais, pour utiliser les résultats de la thermodynamique, il faudra en vérifier la légitimité dans ce cas particulier. On se propose maintenant d'introduire les différentes énergies qui caractérisent le système, les régimes que l'on peut différencier, de discuter la pertinence de la notion de volume et de densité.

**Energies du système** Trois énergies différentes caractérisent ces systèmes : l'énergie cinétique, l'énergie potentielle de piégeage et l'énergie potentielle d'interaction.

On note  $E_c$  l'énergie cinétique du mouvement séculaire. On peut tout de suite remarquer que si on définit une température à partir de cette énergie, le micro-mouvement n'apparaîtra pas dans la température c'est à dire dans la mesure d'agitation de l'ensemble. Cela peut paraître surprenant, mais il se trouve que le micro-mouvement, intrinsèque au piégeage, n'est pas un vrai degré de liberté : il dépend en amplitude de la distance à l'axe et en direction et sens du champ électrique (équation 2.3). Aussi il est naturel de compter sa contribution sous forme d'énergie potentielle, et c'est le terme  $E_p$  que nous avons fait apparaître dans l'équation 2.7. L'énergie d'interaction peut être caractérisée par l'énergie moyenne d'interaction entre deux

voisins qui s'exprime directement en fonction de la distance moyenne entre deux voisins, que l'on appelle le rayon de Wigner-Seitz et noté  $a_{ws}$ , [82] :

$$E_i = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 a_{ws}} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{4\pi n_0}{3} \right)^{\frac{1}{3}}$$

où l'on a introduit la densité moyenne  $n_0$  qui vérifie

$$n_0 \frac{4}{3} \pi a_{ws}^3 = 1$$

**Régimes du système** On peut distinguer différents états de l'ensemble selon la valeur du facteur  $\Gamma = \frac{E_i}{E_c}$ , appelé paramètre de couplage, qui compare les énergies cinétique et d'interaction.

Dans le cas où  $\Gamma \ll 1$ , le mouvement des ions est peu perturbé par les interactions. Le système est similaire à un ensemble d'ions sans interaction, et les trajectoires à un ion décrites dans la section précédente page 39 et suivantes sont peu modifiées. On parle alors du régime de Mathieu ou de régime gazeux[83].

Dans le cas où  $\Gamma \gg 1$ , les ions posséderont très peu d'énergie cinétique, trop peu pour pouvoir se déplacer librement et échanger de place avec un voisin. Si dans chaque direction un ion possède un voisin qu'il ne peut pas croiser, alors l'ensemble se fige dans une structure spatiale régulière, chaque ion occupant un site qu'il ne peut pas quitter. On parle de cristal de Coulomb et de régime cristallin. Entre ces deux régimes limite, on trouve un régime intermédiaire ou liquide où les ions interagissent mais sont libres d'évoluer dans le volume de piégeage.

**Frontières de régime** En thermodynamique, les transitions de phase d'un système sont caractérisées par une discontinuité du potentiel thermodynamique ou de l'une de ses dérivées. On peut s'interroger dans le cas des ions piégés sur l'existence de telles transitions entre les régimes que l'on vient de décrire. Les résultats présentés dans [84] éclairent la question : des simulations numériques montrent que pour un système infini on obtient effectivement une discontinuité de l'énergie interne, mais que pour des systèmes finis cette discontinuité est lissée et ce d'autant plus que le système contient peu de constituants. On peut repérer une frontière dans une grande majorité de cas que l'on caractérise par la valeur de  $\Gamma$  correspondante. La frontière entre les régimes liquide et cristallin s'obtient pour un système infini à  $\Gamma_{lc} = \Gamma_0 = 173$ , et dans le cas des systèmes finis la valeur de  $\Gamma_{lc}$  dépend de la taille du système. Plus précisément la dépendance porte sur la fraction  $F$  d'ions qui se trouvent à la surface de l'ensemble — rappelons que cette fraction est d'autant plus grande que le système est petit— La dépendance calculée est :

$$\Gamma_{lc} = \frac{\Gamma_0}{1 - 0.98F}$$

Typiquement ce modèle prévoit  $\Gamma_{lc} = 500$  pour 100 ions et  $\Gamma_{lc} = 300$  pour 1000 ions. Cette dépendance a été vérifiée expérimentalement [85][86].

En raison de la population finie du système, il n'y a donc pas de transition de phase au sens que nous avons donné, et si l'on peut tout de même distinguer une frontière celle-ci dépend de la population d'ions.

**Longueur de Debye** Un ensemble d'ions piégés constitue un plasma d'un seul type de charges. On introduit usuellement dans la physique des plasmas neutres la longueur de Debye définie par

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{k_B T \epsilon_0}{e^2 n_0}}$$

Elle s'interprète comme la longueur au delà de laquelle une perturbation locale du champ est écrantée par le plasma. On imagine par exemple qu'une charge étrangère s'insère dans un plasma infini de densité électrique  $n_0 e$ . En réponse à cette perturbation, le plasma se réarrange spatialement, sur une longueur qui dépend d'une part de l'énergie disponible pour se déplacer, qui est l'énergie cinétique typique  $k_B T$ , et d'autre part de l'énergie d'interaction répulsive entre les ions du plasma. Plus la température est élevée et plus le réarrangement et donc l'écrantage s'effectue sur une grande distance, et à l'inverse plus la densité est élevée et plus la perturbation est mineure pour le plasma, réduisant la distance de réarrangement. Les effets plasmas sont présents lorsque la taille du système est supérieure à la longueur de Debye. On peut relier  $\lambda_D$  au rayon de Wigner-Seitz et du paramètre de couplage  $\Gamma$  :

$$\frac{a_0}{\lambda_D} = \sqrt{3\Gamma}$$

Aussi, dans un régime cristallin ou fortement couplé, la longueur de Debye est inférieure à la distance moyenne entre deux ions voisins, et le phénomène d'écrantage disparaît. Au contraire, dans le régime gazeux, le phénomène d'écrantage est très présent.

**Effet Collectif : Charge d'espace** L'accumulation des particules chargées dans le piège génère un potentiel électrique déconfinant. Ce phénomène de charge d'espace donne une limite supérieure à la densité d'ions que l'on peut espérer piéger. On note  $\Psi_i$ , le potentiel généré par les ions captifs vérifiant  $\Delta\Psi_i = -\frac{en_0}{\epsilon_0}$ . Pour que les ions restent capturés, il faut assurer  $E_{el} = e\Psi_i + e\Psi_{pot} > 0$ .

A mesure que la densité augmente,  $\Psi_i$  diminue et lorsque l'inégalité précédente n'est plus vérifiée, on atteint la densité maximale. On a alors :

$$\Delta\Psi_i = -\Delta\Psi_{pot} = -\frac{m}{e}(\omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_z^2) = -\frac{en_{max}}{\epsilon_0}$$

et donc

$$n_{max} = \frac{m\epsilon_0}{e^2}(\omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_z^2)$$

Dans la pratique  $\omega_z \ll \omega_x, \omega_y$  et  $\omega_x \simeq \omega_y \simeq \frac{q}{\sqrt{2}}\omega_{RF}$  on aura :

$$n_{max} = \frac{m\epsilon_0}{e^2}q^2\omega_{RF}^2 = \frac{\epsilon_0 V_{RF}^2}{m\omega_{RF}^2 R^4} \quad (2.8)$$

**Effet Collectif : Chauffage RF** Il s'agit d'un transfert d'énergie du champ piégeant vers l'ensemble d'ions. Il ne semble pas exister actuellement d'images physiques simples pour expliquer ce phénomène, mais on peut en donner certaines caractéristiques :

**Le phénomène implique le micro-mouvement.** Dans un modèle de pseudo potentiel, le système est conservatif : il y a échange d'énergie entre la partie cinétique séculaire, les énergies potentielles de piégeage et d'interaction, mais pas de gain d'énergie totale du système. Pour

espérer expliquer le phénomène, il est nécessaire de passer par une description du micro-mouvement et du champ électrique instantané. On peut faire raisonnablement l'hypothèse que plus le micro-mouvement est important et plus le phénomène sera important. Ainsi dans un grand nuage, les zones périphériques seraient plus chauffées que la zone centrale.

**Il s'agit d'un effet à courte portée.** Des simulations [83] montrent que si le potentiel coulombien en  $\frac{1}{r}$  est remplacé par un potentiel de Yukawa en  $\frac{1}{r}e^{-r/a}$  avec  $a = 2 \mu\text{m}$ , les transitions entre les différents régimes sont inchangées et l'ampleur du chauffage RF également. Ce phénomène semble donc émerger des collisions entre très proches voisins. Néanmoins, si on modélise les collisions comme des chocs ponctuels et élastiques, les particules impliquées dans une collision ont les mêmes micro-mouvement au moment du choc et on peut montrer qu'il n'y a aucun gain d'énergie séculaire. Le phénomène de chauffage RF provient des collisions entre proches voisins mais ne peut pas s'expliquer par un modèle de sphères dures.

**L'ampleur du phénomène dépend du régime de l'ensemble et atteint un maximum pour le régime liquide.** Dans le régime de Mathieu où les particules interagissent peu, le chauffage est négligeable : expérimentalement, on peut conserver des nuages avec peu voire aucun refroidissement laser pendant plusieurs heures [83]. Dans ce même article, des simulations portant sur une petite chaîne de cinq ions montrent que pour le régime intermédiaire où les particules interagissent plus fortement, le chauffage devient plus intense. Enfin dans le cas d'un cristal où les trajectoires sont confinées autour de sites fixes, le chauffage RF semble être moins fort que dans le régime liquide : des simulations [87][88] portant sur une centaine de particules montrent que dans un cristal, le chauffage RF augmente avec la température, à mesure que l'on se rapproche du régime liquide. On attend donc un maximum du phénomène

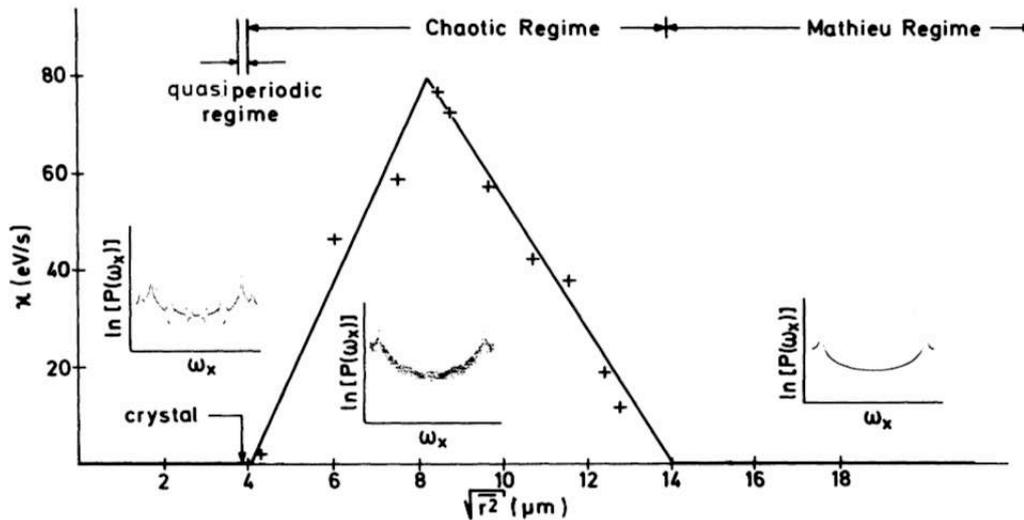


FIG. 2.8 – Amplitude du chauffage RF noté ici  $\chi$  en fonction de la taille du nuage d'ions caractérisée par la racine carrée de la somme des carrés des positions. Les trois courbes insérées dans la figure représentent le spectre de Fourier de la position relative entre deux ions dans trois régimes distincts : le régime quasi-périodique, le régime chaotique et le régime de Mathieu. Figure extraite de [83]

en fonction du facteur  $\Gamma$  qui correspond au régime liquide. Dans [83] les simulations ont montré un tel maximum en fonction de la taille du nuage (voir figure 2.8). Plus précisément, le maximum se situe dans le régime liquide qui est qualifié de chaotique car il n'y a aucune

périodicité dans le mouvement des ions. Plus récemment, dans des calculs numériques [89] sur un ensemble d'ions piégés dans un piège de Paul linéaire, le chauffage RF a été calculé pour différentes températures (de  $0.1mK$  à  $15K$ ) et différentes amplitudes de la tension  $V_{RF}$ . Les résultats montrent un maximum du chauffage RF vers  $2K$  et un comportement croissant du phénomène en fonction de  $V_{RF}$ . Enfin, dans la thèse [90] un modèle analytique est développé pour décrire la dépendance du chauffage RF en fonction de la température. Ce modèle est fondé sur le calcul du taux de collision entre ions et l'hypothèse qu'au cours d'une collision une fraction de  $k_B T$  est transmise du champ piégeant à l'ensemble des ions. Le point clef est l'expression de la section efficace de collision qui dépend explicitement du paramètre de couplage  $\Gamma$  : dans le régime de fort couplage la section est proportionnelle à la température et dans le régime de couplage faible elle décroît plus rapidement que  $\frac{1}{T}$ . On trouve alors un maximum du chauffage en fonction de la température dans le régime intermédiaire.

### 2.1.4 Température, densité, volume et nombre d'ions

Etant donné un piège de profondeur  $E_{pro}$ , on peut définir une surface col, équipotentielle  $E = E_{pro}$  qui contient un volume  $V_p$ . On se demande quel volume effectif peut être occupé par un nuage d'ions à l'équilibre thermodynamique, quelle fraction de  $V_p$  cela représente et ce qui limite le nombre de particules présentes.

Si on atteint un équilibre thermodynamique, on s'attend à ce que la densité dépende de la position dans le piège à travers le facteur de Boltzman. Dans [91], la distribution spatiale des ions dans un piège de Paul très ouvert a été étudiée et obéit effectivement à la loi boltzmanienne. On suppose que le piège est suffisamment peuplé pour que ce facteur statistique ait du sens et la densité en fonction de la position s'écrira :

$$n(\mathbf{r}) = n(\mathbf{0}) \exp\left(-\frac{e}{k_B T} (\Psi_{pot}(\mathbf{r}) - \Psi_{pot}(\mathbf{0}) + \Psi_i(\mathbf{r}) - \Psi_i(\mathbf{0}))\right) = n(\mathbf{0}) \exp\left(-\frac{e\Phi(\mathbf{r})}{k_B T}\right) \quad (2.9)$$

On a introduit la fonction  $\Phi(\mathbf{r})$ , qui est, à une constante près, le potentiel électrique. On peut remarquer que ce terme est borné :

$$0 \leq \Psi_{pot}(\mathbf{r}) + \Psi_i(\mathbf{r}) < \Psi_{pot}(\mathbf{r}) < \Psi_{pot}(\mathbf{r}_{max}) = \frac{1}{e} E_{pro}$$

$$0 \leq \Phi(\mathbf{r}) < \frac{2}{e} E_{pro}$$

l'inégalité de gauche provient du fait que l'effet global doit être confinant, l'autre vient de la taille finie du piège.

Dans la limite du régime de Mathieu, on peut négliger le potentiel généré par les ions, et si on remplace  $\Psi_{pot}$  par son expression :

$$n(\mathbf{r}) = n(\mathbf{0}) e^{-\frac{m}{2k_B T} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2)}$$

Si l'équilibre thermodynamique est atteint, alors le système est fermé et le nuage ne perd pas d'ions. Ceci veut dire qu'aux points cols du potentiel la densité est nulle. Avec les notations introduites, cela s'écrit mathématiquement  $\exp\left(-\frac{E_{pro}}{k_B T}\right) \gg 1$ . Pour être plus quantitatif, on peut introduire un critère pratique selon lequel 99% de la répartition gaussienne présente à l'intérieur de la surface col suffit pour que le nuage soit à l'équilibre. Dans ces conditions il faut assurer :

$$\int_{V_p} n(x, y, z) dV > 0.99 \int_{espace} n(x, y, z) dV$$

Cette inégalité sera vérifiée pour  $\frac{E_{pro}}{k_B T} > 10$ , ce qui donne un majorant de la température  $T_{max} = \frac{E_{pro}}{10k_B}$ . Par exemple pour une profondeur de  $1eV$ , la température maximale sera de  $1100K$ . Dans ce cas, la densité est loin d'être uniforme car 75% des ions occuperont  $\frac{1}{8}$  du volume  $V_p$ .

Expérimentalement, il est possible de prendre des clichés de nuages d'ions. Le niveau de fluorescence donne la répartition spatiale des ions. En particulier dans le régime Boltzmanien on attend une répartition gaussienne. Si on connaît la raideur du potentiel moyen, il est alors possible d'accéder à la température : le fit gaussien donne le facteur  $\frac{m}{2k_B T} \omega_x^2$  dans la direction  $x$  par exemple, et connaissant  $\omega_x$  on détermine  $T$ . Les clichés donnent l'extension spatiale du nuage mais il n'est pas possible d'en déduire le nombre d'ions total, car on ne connaît pas le facteur  $n(\mathbf{0})$  dans l'expression de la densité.

En dehors du régime de Mathieu, on peut extraire des informations de la distribution boltzmanienne, en calculant le laplacien de  $\chi = -\frac{e}{k_B T} \Phi$  :

$$\Delta\chi = -\frac{e}{k_B T} (\Delta\Psi_{pot} + \Delta\Psi_i) = \frac{e^2 n_0}{k_B T \epsilon_0} \left( \exp(\chi) - \frac{\epsilon_0}{e n_0} \Delta\Psi_{pot} \right)$$

En introduisant la longueur de Debye, et  $n_{max}$  :

$$\Delta\chi = \frac{1}{\lambda_D^2} \left( \exp(\chi) - \frac{n_{max}}{n_0} \right) = \frac{3\Gamma}{a^2} \left( \exp(\chi) - \frac{n_{max}}{n_0} \right)$$

Dans la limite de très faible température  $\Gamma \rightarrow +\infty$  et  $\Delta\chi$  diverge si  $\exp(\chi) - \frac{n_{max}}{n_0}$  reste différent de zéro. En ce cas  $\chi$  diverge, et comme  $n(\mathbf{r}) = n(\mathbf{0}) \exp(\chi)$ , la densité diverge aussi. Cela est évidemment impossible et donc  $\exp(\chi) - \frac{n_{max}}{n_0} = 0$ , ce qui donne  $n(\mathbf{r}) = n_{max}$ . On retrouve donc dans ce cas une densité uniforme égale à la densité maximale définie à l'équation 2.8. Cela correspond bien à la structure cristalline de densité constante attendue.

Concernant les bords du cristal, on peut dégager une longueur typique de décroissance. Près des bords, lorsque la densité du cristal commence à diminuer,  $\exp(\chi) - \frac{n_{max}}{n_0} \simeq 1 + \chi - 1 = \chi$ . On obtient alors  $\Delta\chi = \frac{1}{\lambda_D^2} \chi$ . La fonction  $\chi$  décroît sur quelques longueurs de Debye, donnant la longueur caractéristique des bords du cristal. Une intégration numérique de l'équation de  $\Delta\chi$  confirme que à très basse température, la densité est constante autour du centre du piège et décroît sur une échelle de quelques  $\lambda_D$  [82]. Dans le régime cristallin,  $\lambda_D$  est faible devant le rayon de Wigner-Seitz et les flancs apparaîtront comme raides. Cela permet de définir proprement un volume du système dans la limite cristalline. Si on image un tel cristal, les profils vertical et horizontal du signal de fluorescence sont alors des plateaux aux bords nets et on attend dans la zone du plateau une densité égale à la densité maximale. En effet, la condition du plateau est  $\Delta\chi = 0$ , qui conduit à  $\exp(\chi) - \frac{n_{max}}{n_0} = 0$ , c'est à dire  $n(\mathbf{r}) = n_{max}$ . Connaissant la taille du nuage il est alors possible de déterminer directement le nombre d'ions :  $n_{max}$  se déduit des fréquences du mouvement que l'on peut déterminer par ailleurs, le volume s'établit à partir des profils horizontal et vertical.

Connaissant la taille du nuage il n'est pas possible de déterminer directement le nombre d'ions, car la densité n'est pas connue. On en possède néanmoins un majorant ( $n_{max} \times volume$ ) et on sait qu'on est d'autant plus proche de ce majorant que les flancs sont raides.

En résumé, dans la limite du régime de Mathieu, le profil de fluorescence sera gaussien et on peut extraire de sa largeur la température du milieu. Dans la limite du régime cristallin, le profil est un plateau aux flancs raides, on connaît la densité du cristal, et en mesurant le volume on déduit le nombre d'ions. Entre les deux régimes, on s'attend à des profils intermédiaires.

On peut alors se demander, étant donné une certaine géométrie de piège et un certain potentiel de confinement moyen, quelle fraction du volume  $V_p$  peut effectivement être occupée. Rappelons que l'on a défini  $V_p$  comme le volume enfermé par la surface col qui constitue la limite de confinement. Dans les meilleures conditions, on crée les ions avec suffisamment peu d'énergie pour que l'ensemble soit initialement dans le régime cristallin. Mais compte tenu du fait que les nouveaux ions se placent en périphérie et sont soumis à un chauffage RF de plus en plus intense, la puissance moyenne apportée au cristal par ion est donc croissante et le cristal finit par fondre lorsque l'apport total devient supérieur à l'énergie que l'on peut ôter. La taille maximale du cristal dépend in fine de l'ampleur du chauffage RF, des techniques de génération d'ions et de l'efficacité du refroidissement.

## 2.2 Refroidissement d'ion alcalino-terreux

Ce chapitre est consacré aux méthodes de refroidissement d'ensemble d'ions par interaction avec des faisceaux laser. Elles sont couramment utilisées dans les expériences d'ions piégés qui nécessitent le contrôle en température, pour évacuer l'énergie apportée en permanence par le chauffage RF. On détaille ici le refroidissement Doppler utilisé dans quasiment toutes les expériences (d'autres techniques sont présentées aux pages 70 et suivantes), en décrivant d'abord le principe de la méthode appliquée à un atome à deux niveaux, en donnant ensuite les différences lorsqu'elle est appliquée à un atome à trois niveaux puis à un ion piégé à trois niveaux, et finalement proposer quelques indications sur une mise en oeuvre optimale. Le refroidissement Doppler a été historiquement proposé par T. W. Hänsch et A. L. Schawlow en 1975 [92] et indépendamment par H. Dehmelt et D. J. Wineland [93]. Il s'agit d'éclairer un ensemble d'atomes par un laser pratiquement résonant avec une transition atomique. Lorsque le désaccord est négatif, l'effet Doppler porte à résonance les atomes dont la vitesse est opposée au sens de propagation du laser (dans la limite des faibles vitesses, voir plus loin). Ces atomes absorbent alors préférentiellement des photons dont la quantité de mouvement est opposée à leur vecteur vitesse, et sont ralentis. Lorsqu'on éclaire l'ensemble atomique dans trois directions perpendiculaires par trois couples de faisceaux contrapropageants ainsi désaccordés, on définit à l'intersection des faisceaux une force de friction qui freine les atomes, on parle de mélasse optique. On suit dans ce chapitre les cours de C. Cohen-Tannoudji et de W.D. Phillips édités dans [94].

### 2.2.1 Atome à deux niveaux

Dans le cas d'un système atomique à deux niveaux et dans le régime de faible saturation<sup>1</sup>, il est possible de calculer la force de friction et la température minimale accessible, appelée température Doppler  $T_D$ . On considère des atomes à deux niveaux caractérisés par une longueur d'onde de transition  $\lambda$  et une durée de vie  $\tau = \frac{2\pi}{\Gamma}$ , éclairés par une onde plane d'intensité  $I = \frac{4\pi^2 \hbar c \Omega_R^2}{3\lambda^3 \Gamma}$  où  $\Omega_R$  est la fréquence de Rabi. Le vecteur d'onde est noté  $\vec{k}_L = k_L \vec{e}_x$ , et  $\delta$  le désaccord par rapport à la transition (voir figure 2.9). La vitesse de l'atome dans la direction  $x$  est notée  $v_x$ , et par effet Doppler le désaccord ressenti par l'atome est  $\Delta = (\delta - k_L v_x)$ . La

<sup>1</sup>c'est à dire éclairé par une intensité faible devant l'intensité de saturation, ce qui correspond à une faible proportion d'atomes placés dans l'état excité.

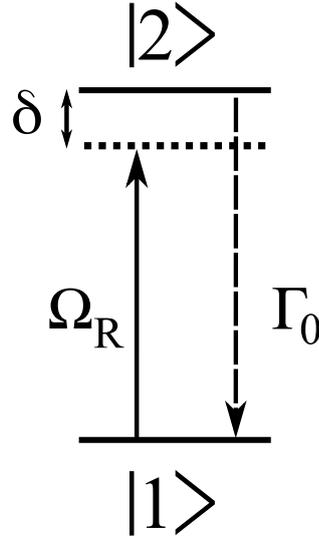


FIG. 2.9 – Schéma atomique à deux niveaux

force  $\vec{f}$  qui s'exerce sur l'atome vaut

$$\vec{f} = \hbar \vec{k}_L \Gamma P_e$$

$P_e$  étant la probabilité d'être dans le niveau excité donnée par les solutions stationnaires des équations de Bloch optique.

$$P_e = \frac{1}{2} \frac{\Omega_R^2/2}{\Omega_R^2/2 + \Delta^2 + \Gamma^2/4} \quad (2.10)$$

En supposant  $v_x$  faible (c'est à dire,  $v_x \ll \frac{(\delta^2 + \Gamma^2/4)(1+s)}{2\delta k_L}$ ) on obtient :

$$\vec{f} = \frac{\hbar \vec{k}_L \Gamma}{2} \frac{\Omega_R^2/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \left( 1 + \frac{\Omega_R^2/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4} - \frac{2\delta k_L v_x}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \right)^{-1} = \frac{\hbar \vec{k}_L \Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \left( 1 + \frac{2\delta k_L v_x}{(\delta^2 + \Gamma^2/4)(1+s)} \right)$$

Avec  $s = \frac{\Omega_R^2/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4}$  le paramètre de saturation. Le régime de faible saturation correspond à  $s \ll 1$

$$\vec{f} = \frac{\hbar \vec{k}_L \Gamma s}{2} \left( 1 + \frac{2k_L}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \delta v_x \right) = \alpha v_x \vec{e}_x + \beta \vec{k}_L$$

avec  $\alpha = \hbar k_L^2 \Gamma \frac{\Omega_R^2}{(\delta^2 + \Gamma^2/4)^2} \delta$ , et  $\beta$  une constante.  $\alpha$  est négatif pour un désaccord négatif. La force se décompose en une force constante dans le sens de propagation, c'est la pression de radiation, et une force qui s'oppose au mouvement dans la direction  $x$ . Si l'on place un deuxième faisceau de mêmes intensité, désaccord et direction que le premier mais dont le sens de propagation est opposé, les termes constants dans la force totale  $\vec{F}$  s'annuleront et seuls resteront les termes de friction

$$\vec{F} = 2\alpha v_x \vec{e}_x = \hbar k_L^2 \frac{I}{I_{sat}} \frac{8\delta/\Gamma}{(1 + 4\delta^2/\Gamma^2)^2} v_x \vec{e}_x$$

en introduisant  $I_{sat} = \frac{2\pi^2 \hbar c \Gamma}{3\lambda^3}$ . Cette force de friction diminue la vitesse de l'atome dans la direction  $x$ . En plaçant d'autres couples de faisceaux contrapropageants dans les autres directions de l'espace, les atomes de vitesse suffisamment faibles subissent une force de friction qui rend la distribution de vitesse plus étroite. Les fluctuations dues à l'émission spontanée entraîne l'atome dans "une marche au hasard" dans l'espace des impulsions, et induisent un élargissement de la distribution de vitesse. L'équilibre de ces deux effets donne la distribution stationnaire. On note  $\tilde{v}$  la largeur de la distribution. L'effet des fluctuations est équivalent à un mouvement brownien dans l'espace des impulsions et peut être décrit par un coefficient de diffusion  $D$  sous la forme

$$\frac{d(m\tilde{v})^2}{dt} = +2\frac{\alpha}{m}(m\tilde{v})^2 + 2D$$

En introduisant la température cinétique  $T_c$  vérifiant  $k_B T_c = m\tilde{v}^2$ , on a à l'équilibre :

$$T_c = -\frac{D}{k_B \alpha}$$

Le coefficient de diffusion  $D$  est le produit du taux de répétition du cycle excitation-désexcitation  $\Gamma \times P_e$  par le carré de l'impulsion du photon absorbé ou émis,  $\hbar^2 k_L^2$ . Il vient :

$$T_c = \frac{\hbar \Gamma}{4k_B} \left( \frac{2|\delta|}{\Gamma} + \frac{\Gamma}{2|\delta|} \right)$$

On obtient la température minimale  $T_{min} = \frac{\hbar \Gamma}{2k_B}$  pour  $\delta = -\frac{\Gamma}{2}$ .

Rappelons que ce traitement n'est valable qu'à faible intensité et pour des faibles vitesses. Pour des intensités plus élevées, la température limite est plus importante. La largeur du niveau excité devient plus importante à cause de l'effet d'élargissement radiatif<sup>2</sup>, augmentant alors  $T_{min}$ . A plus haute intensité des effets plus complexes interviennent au point que l'effet de refroidissement sur les atomes peut devenir un échauffement : c'est pour un désaccord positif qu'il apparaît une force de friction [95].

On peut définir une vitesse de capture  $v_c$  à partir du désaccord choisi :  $v_c = -\frac{\delta}{k_L}$ , les atomes animés d'une vitesse supérieure en module à  $v_c$  ne seront pas pris dans la mélasse. Concrètement, on peut estimer cette vitesse dans le cas de l'ion strontium en prenant  $-\delta = \Gamma = 2\pi \times 20$  MHz et  $\lambda = \frac{2\pi}{k_L} = 422$  nm, aboutissant à  $v_c = 8,4$  m/s. A titre de comparaison la vitesse moyenne dans un ensemble d'ions strontium à température ambiante est supérieure à 100 m/s.

Un autre point qui limite la généralité du traitement tient au fait que l'on a considéré pouvoir séparer les atomes en différentes classes de vitesse, en supposant implicitement que la dynamique des ions était lente devant la durée caractéristique des cycles d'excitation-désexcitation. Pour des atomes neutres, la fréquence de collisions doit être faible devant  $\Gamma/2\pi$ , et pour des ions piégés il faut assurer en plus que la fréquence du mouvement est faible devant  $\Gamma/2\pi$ . Si on cherche à atteindre des températures faibles, on utilise une transition de faible largeur. Néanmoins, plus  $\Gamma$  est faible, et d'une part plus la vitesse de capture est faible et d'autre part plus le terme de friction  $\alpha$  est faible à  $P_e$  constant. Autrement dit, on peut retenir une portion plus faible de l'ensemble atomique et de manière moins efficace. Il existe donc un compromis entre la dynamique du refroidissement et la température finale.

<sup>2</sup>on parle aussi de *power broadening*. Dans l'expression de  $P_e$ , on doit en toute rigueur remplacer  $\Gamma$  par  $\Gamma_{eff} = \sqrt{\Gamma^2 + \Omega_R^2}/2$ . Cela est indispensable quand l'intensité est grande devant  $I_{sat}$ . En sondant la transition on observera alors une largeur proportionnelle à  $\Gamma_{eff} > \Gamma$

### 2.2.2 Refroidissement Doppler d'ions piégés

L'application pratique de la technique du refroidissement Doppler implique en général un niveau supplémentaire. Dans les systèmes les plus simples, trois niveaux sont impliqués dans une configuration en  $\Lambda$  (figure 2.10). La désexcitation depuis le niveau supérieur peut amener l'atome soit dans l'état fondamental, soit dans un état métastable de longue durée de vie. En éclairant seulement la transition 1-2, les atomes sont pompés dans l'état métastable 3, le milieu n'interagit plus avec la lumière et il n'est pas possible de le refroidir. Il est donc nécessaire d'ajouter un second laser sur la transition 2-3, appelé repompeur. Le système atomique à 3 niveaux atomiques éclairés par deux lasers se comporte différemment d'un système à deux niveaux, et de plus le mouvement oscillant des ions piégés introduit des différences avec les atomes neutres. Dans la suite, on appellera la transition 1-2, la transition de refroidissement ou "transition bleue", et on note  $\delta_b$  le désaccord sur cette transition. On appellera la transition 2-3 la "transition rouge", et le désaccord sur cette transition sera noté  $\delta_r$ .

Dans ce paragraphe, on étudie le refroidissement Doppler appliqué aux ions piégés, et notamment la population dans le niveau excité, qui pondère l'intensité de la force de friction, en fonction du désaccord et de l'intensité du repompeur. Dans un premier temps, on analyse deux différences entre les systèmes à deux et trois niveaux, avant de considérer la spectroscopie de la transition 1-2, transition de refroidissement dans le cas des ions piégés.

**Atomes neutres à trois niveaux** La proportion de la population atomique dans le niveau excité pondère la puissance maximale de refroidissement, et est aussi proportionnelle à la fluorescence des atomes dont la détection est un outil très utilisé pour caractériser le milieu. Dans un système à trois niveaux, la proportion maximale excitée est plus faible que dans un système à deux niveaux toutes choses égales par ailleurs. Tout d'abord on peut établir classiquement avec les équations de taux une diminution de la population dans le niveau supérieur à excitation équivalente. De plus lorsque la résonance à deux photons est atteinte ( $\delta_b = \delta_r$ ) il y a une importante chute de cette proportion, due à l'effet quantique de *Piégeage Cohérent de Population* [96] désigné par le sigle CPT (Coherent Population Trapping) par la suite.

Le premier résultat découle des équations d'évolution des populations. On reprend les notations introduites dans la figure 2.10,  $W$  et  $W_2$  sont les coefficients d'Einstein relatif à l'absorption et l'émission stimulée. la paramètre  $a$  correspond à la probabilité relative que la désexcitation depuis le niveau supérieur se produise vers le niveau métastable.  $\Gamma_3$  est la largeur naturelle du niveau métastable  $|3\rangle$ .

$$\dot{N}_2 = W(N_1 - N_2) + W_2(N_3 - N_2) - \Gamma N_2 \quad (2.11)$$

$$\dot{N}_3 = W_2(N_2 - N_3) + a\Gamma N_2 - \Gamma_3 N_3 \quad (2.12)$$

Dans le cas stationnaire on trouve l'expression de la proportion d'atomes dans l'état excité, qui s'écrit dans le cas où  $\Gamma_3 \ll W$  et  $\Gamma_3 \ll W_2$ , bien vérifié car le niveau  $|3\rangle$  est métastable.

$$\left(\frac{N_2}{N_{tot}}\right)_{3niv} = \frac{WW_2}{3WW_2 + a\Gamma W + (1-a)\Gamma W_2} < \frac{W}{3W + (1-a)\Gamma} \quad (2.13)$$

Remarquons que l'inégalité est d'autant plus vraie que le terme  $W_2$  est faible, l'égalité étant atteinte à la limite  $W_2 \rightarrow +\infty$ . L'expression obtenue ici est à comparer à la proportion d'atomes dans l'état excité dans un système à deux niveaux :

$$\left(\frac{N_2}{N_{tot}}\right)_{2niv} = \frac{W}{2W + \Gamma_0} \quad (2.14)$$

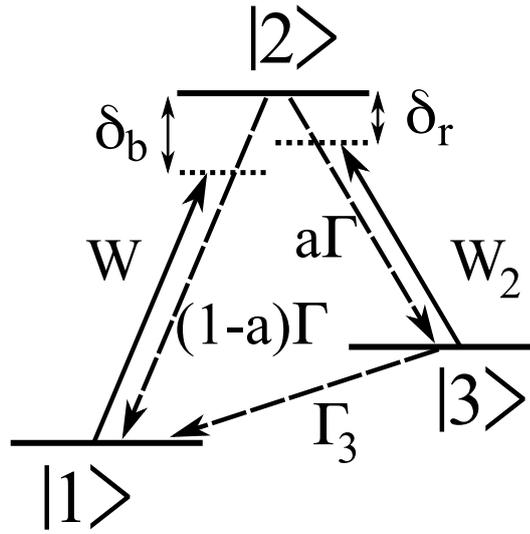


FIG. 2.10 – Schéma atomique à trois niveaux. L'état  $|3\rangle$  est un niveau hyperfin pour les atomes neutres alcalins et le niveau D pour les ions alcalino-terreux sans spin nucléaire.

Si l'on compare les expressions de  $(\frac{N_2}{N_{tot}})_{3niv}$  et  $(\frac{N_2}{N_{tot}})_{2niv}$ ,  $W$  caractérise l'excitation laser sur la transition 1-2, et l'équivalent de  $\Gamma_0$  est  $(1-a)\Gamma$ , correspondant à l'inverse de la durée de séjour dans le niveau  $|2\rangle$  avant une désexcitation vers le niveau  $|1\rangle$ . En considérant  $\Gamma_0 = (1-a)\Gamma$ , la proportion d'atomes dans l'état excité est donc plus faible dans le cas d'un système à trois niveaux, à excitation équivalente. En particulier, on ne peut placer au maximum que le tiers des atomes dans l'état excité, contre la moitié dans un système à deux niveaux.

Le second effet, de piégeage cohérent de population ou "résonance noire" peut être compris lorsque le système à trois niveaux est constitué d'un état excité et d'un niveau fondamental dégénéré en deux sous-niveaux ( $|1\rangle$  et  $|3\rangle$  dégénérés). Un seul champ lumineux est alors nécessaire pour éclairer les deux transitions. Dans ce cas, on introduit  $V$ , l'hamiltonien de couplage atome-lumière, les termes matriciels

$$\langle 1|V|2\rangle = d_1 \quad \langle 3|V|2\rangle = d_2$$

et enfin les états

$$|\Psi_{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{|d_1|^2 + |d_2|^2}} (d_2^*|1\rangle \pm d_1^*|3\rangle)$$

Calculons le couplage de ces deux états à l'état excité  $|2\rangle$  :

$$\langle \Psi_-|V|2\rangle = \frac{1}{\sqrt{|d_1|^2 + |d_2|^2}} (d_2\langle 1|V|2\rangle - d_1\langle 3|V|2\rangle) = 0$$

$$\langle \Psi_+|V|2\rangle = \frac{1}{\sqrt{|d_1|^2 + |d_2|^2}} (d_2\langle 1|V|2\rangle + d_1\langle 3|V|2\rangle) = \frac{2d_1d_2}{\sqrt{|d_1|^2 + |d_2|^2}}$$

L'état  $|\Psi_- \rangle$  n'est pas couplé à l'état excité par le champ lumineux. Cependant il est possible que depuis  $|2\rangle$ , l'atome se désexcite dans  $|\Psi_- \rangle$ . On se retrouve dans le cas du pompage optique et la population se trouve peu à peu piégée dans cet état non fluorescent, que l'on appellera état noir  $S - D$ . Dans le cas où le niveau fondamental n'est pas dégénéré et que le troisième

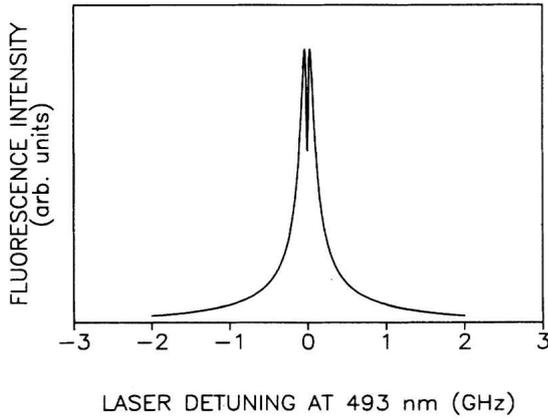


FIG. 2.11 – Simulation de la proportion d’atomes excités. Le modèle sépare l’ensemble atomique en classe de vitesse. On observe une résonance large de 300 MHz, dont le centre est creusé sur 50 MHz par la résonance noire. Figure extraite de [97]

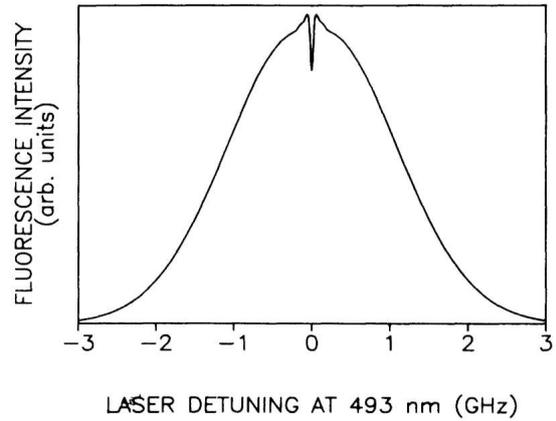


FIG. 2.12 – Simulation de la proportion d’ions piégés excités. Le modèle sépare l’ensemble atomiques selon l’amplitude du mouvement oscillant. On observe cette fois une résonance large d’environ 4 GHz. Figure extraite de [97]

niveau est métastable, il existe également un état noir  $S-D$ , superposition de ces deux états. Les phases accumulées au cours du temps des états  $|1\rangle$  et  $|3\rangle$  étant différentes, l’état noir  $S-D |\Psi_{-}\rangle$  dépend du temps de sorte que la population atomique n’est pas entièrement pompée dans un état non couplé et qu’il reste une proportion non nulle d’atomes brillants.

**Ions piégés à trois niveaux** Un exemple particulièrement intéressant de spectroscopie d’ions piégés est donné dans l’article de Schubert *et al.*[97], mêlant une étude théorique et expérimentale de la largeur du spectre de fluorescence de la transition de refroidissement et du phénomène de CPT. Le système atomique considéré est un ensemble d’ions baryum  $Ba^{+}$  dont les niveaux pertinents sont dans une configuration  $\Lambda$  comme sur la figure 2.10. Les lasers sont superposés et se propagent dans le même sens, le désaccord du repompeur est maintenu dans un premier temps égal à zéro et on s’intéresse à la la population présente dans le niveau supérieur. La résolution des équations de Bloch optique est menée d’abord en séparant les ions selon différentes classes de vitesse, on obtient alors le spectre de la figure 2.11. Deux particularités sont à noter, tout d’abord on observe un double pic séparé par un creux qui est la marque de la résonance noire CPT. Le centre du creux est placé à  $\delta_b = \delta_r = 0$ , et ne descend pas jusqu’à zéro car une proportion non nulle d’atomes restent brillants (*cf.* supra). La largeur du creux est donnée par la condition  $\Delta_r = \delta_r - \vec{k}_r \cdot \vec{v} = \Delta_b = \delta_b - \vec{k}_b \cdot \vec{v}$ . Dans le cas où les faisceaux sont copropageants, la largeur fréquentielle du creux est donnée par  $\frac{1}{2\pi} |k_b - k_r| \tilde{v}$ <sup>3</sup> et vaut environ 50 MHz, soit nettement inférieure à la largeur du spectre de fluorescence qui atteint ici 300 MHz. Cette dernière largeur constitue la seconde particularité au sens où elle est très inférieure à la largeur Doppler sur cette transition estimée à 4 GHz ( $= \frac{1}{2\pi} |k_b| \tilde{v}$ ). La différence tient au fait qu’il s’agit d’une résonance à deux lasers : le désaccord de repompeur

<sup>3</sup>Dans le cas où les lasers sont contrapropageants, la largeur condition devient  $\frac{1}{2\pi} |k_b + k_r| \tilde{v}$ , de sorte que le creux est plus large et moins profond au point qu’on ne peut plus l’observer.

étant fixé, seules quelques classes de vitesse sont résonantes avec cette transition. Or ce sont elles seules qui peuvent être excitées par le second laser, ce qui diminue la largeur de la résonance donnée alors par la largeur naturelle de la transition de refroidissement et par la saturation. Dans la simulation le paramètre de saturation est choisi très grand, car la largeur naturelle est environ de 20 MHz.

La comparaison avec l'expérience ne donne pas un bon accord : la largeur du spectre de fluorescence mesuré atteignant 4 GHz. Le modèle qui consiste à séparer les ions selon des classes de vitesse n'est donc pas approprié dans le cas des ions piégés. Un second modèle est proposé : en prenant en compte le mouvement oscillant des ions et en les considérant séparément selon l'amplitude de leur mouvement, les courbes donnent un meilleur accord : le spectre de la figure 2.12 d'une largeur de 3 GHz est tout à fait comparable aux données expérimentales.

L'influence du désaccord du repompeur sur la forme du spectre de fluorescence est étudiée. Lorsque  $\delta_r$  est différent de zéro, la base de la gaussienne reste inchangée, mais le maximum diminue, dessinant un plateau d'autant plus large que le désaccord est grand. Sur la figure 2.13 qui est une acquisition expérimentale dans le cas de lasers contrapropageants (en bon accord avec les simulations numériques) on observe cet effet pour quatre désaccords différents. Plus celui-ci est important, plus le plateau est grand et plus le maximum est faible. Pour expliquer ce phénomène, on considère les ions dont l'amplitude du mouvement  $V_0$  est inférieure à  $|\delta_r|/k_r$ . Ces ions ne rentrent pas en résonance avec le repompeur et participent peu ou pas aux cycles de fluorescence. Aussi, en sondant la transition de refroidissement, il y a une chute de la proportion d'atomes excités pour les désaccords  $\delta_b$  vérifiant :

$$-|\delta_r|k_b/k_r < \delta_b < +|\delta_r|k_b/k_r$$

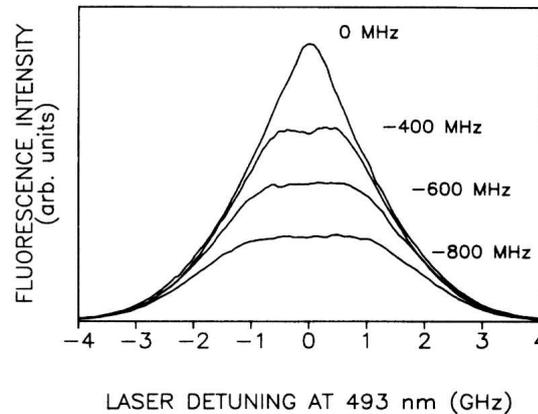


FIG. 2.13 – Proportion d'atomes présents dans le niveau excité, en fonction du désaccord sur la transition 1-2. Les quatre courbes correspondent à quatre désaccords sur la transition 2-3, notés sur la droite des courbes. Figure extraite de [97]

La résonance noire dans le cas copropageant reste présente et se situe toujours à  $\delta_b = \delta_r$ , c'est à dire à une des extrémités du plateau puisque  $k_b > k_r$ . Cela correspond bien aux autres spectres calculés ou mesurés, mentionnés dans l'article.

On peut résumer les différences entre un système d'atomes neutres à deux niveaux, et un système d'ions piégés à trois niveaux. Pour un désaccord du repompeur égal à zéro, le maximum du spectre de fluorescence est plus faible et montre un creux en son centre, dû à l'effet

de piégeage cohérent. La largeur du profil correspond à la largeur Doppler, et le creux a une largeur donnée par  $\frac{1}{2\pi}|k_b - k_r|\tilde{v}$ . Pour un désaccord du repompeur non nul, le profil montre un maximum plus faible et un aplatissement sur une bande proportionnelle à  $|\delta_r|$ ; le creux de l'état noir  $S - D$  demeure : il est situé sur une des pentes du plateau. Les largeurs du spectre et du creux précédentes restent identiques.

**Sous niveaux Zeeman** Jusqu'à présent, on n'a pas considéré dans le système atomique à trois niveaux les éventuels sous niveaux Zeeman et leurs effets dans la technique de refroidissement Doppler. On s'intéresse au cas des ions  $^{88}\text{Sr}^+$  (similaire aux cas des ions  $^{40}\text{Ca}^+$  et  $^{138}\text{Ba}^+$ ) où la structure des niveaux est  $^2S_{1/2} \leftrightarrow ^2P_{1/2} \leftrightarrow ^2D_{3/2}$ , comme indiqué sur la figure 2.14 où les sous-niveaux Zeeman sont représentés. On a choisi de représenter sur la

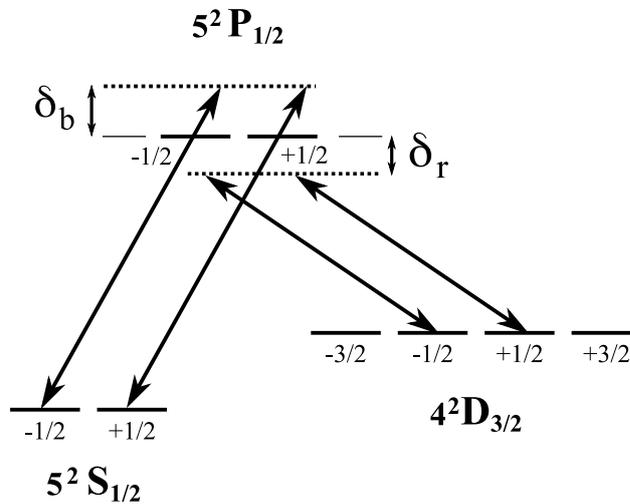


FIG. 2.14 – Diagramme des niveaux utiles de l'ion  $^{88}\text{Sr}^+$ . Les transitions sont éclairées par des champs polarisés  $\pi$

figure le cas où les transitions atomiques sont éclairées par des polarisations  $\pi$ . On constate alors que les sous niveaux  $m_D = \pm\frac{3}{2}$  ne sont pas connectés au niveau excité et que donc la population atomique sera pompée optiquement dans ces sous niveaux. D'une manière plus générale, on peut montrer que, quelle soit la polarisation choisie pour éclairer cette transition, il existe deux combinaisons linéaires différentes de sous-niveaux qui ne sont pas couplées, dans lesquelles la population atomique sera pompée, ce qui arrête évidemment le processus de refroidissement. On précise que ces états non fluorescents (que l'on appellera états noirs  $D$ ) sont distincts des états noirs  $S - D$  introduits précédemment au sens où ils ne sont pas des superpositions de niveaux fondamental et métastable mais de sous niveaux du métastable. Le processus de pompage est alors toujours présent et n'est pas limité à une situation particulière des désaccords sur les deux transitions. Dans l'article [98], les techniques de déstabilisation des états noirs  $D$  sont discutées dans différentes configurations de sous niveaux, et notamment celles du  $^{88}\text{Sr}^+$ . On reprend ci-dessous l'essentiel des résultats ainsi que les notations utiles introduites. Les sous niveaux du métastable  $^2D_{3/2}$  sont notés  $|m_i\rangle$ ,  $i = \pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}$ . Un état noir  $D$  est une superposition de ces niveaux  $|m_i\rangle$  est noté  $|d\rangle$ , dont l'expression générale

est :

$$|d\rangle = \sum_{m_i} c_i |m_i\rangle$$

Les coefficients  $c_i$  dépendent de la polarisation choisie. Déstabiliser  $|d\rangle$  c'est à dire diminuer autant que possible la population qui s'y accumule, s'effectue en le rendant dépendant du temps. Deux stratégies ont été analysées, la première consiste à rajouter un champ magnétique qui lève la dégénérescence des sous niveaux  $|m_i\rangle$  et introduit une phase proportionnelle au temps et au déplacement en énergie  $\epsilon_i$  dans l'expression de  $|d\rangle$ , et la seconde repose sur la modulation de la polarisation du repompeur. L'expression générale de  $|d\rangle$  devient :

$$|d(t)\rangle = \sum_{m_i} c_i(E(t)) |m_i\rangle e^{-\epsilon_i t/\hbar}$$

La fréquence  $F_p$  qui caractérise la perturbation, sera dans le cas du champ magnétique  $|\epsilon_{1/2}|/\hbar$  et dans le cas de la modulation de polarisation la fréquence de modulation. On peut déterminer le meilleur choix de  $F_p$  par rapport aux autres fréquences caractéristiques du système, à savoir les fréquences de Rabi des deux excitations et la largeur naturelle de la transition, en calculant à partir des équations de Bloch optique, la population excitée et la largeur effective de la transition de refroidissement. Les résultats montrent qu'on optimise la déstabilisation pour

$$\Gamma/100 < 2\pi \times F_p < \Gamma/10$$

Si  $F_p$  est en deçà de l'intervalle, la déstabilisation de l'état noir  $D$  n'est pas suffisante et peu d'atomes participent au refroidissement ; si, au contraire,  $F_p$  est au-delà de l'intervalle, le champ lumineux se désaccorde sensiblement de la transition et on sort de la résonance pour certains sous niveaux de  ${}^2D_{3/2}$ .

**Refroidissement** Les ions étant confinés par le piège électrostatique, il n'est pas utile de créer une mélasse optique. L'effet d'un seul faisceau réduit la vitesse des ions dans un sens d'une direction de l'espace, mais ces atomes étant confinés c'est leur énergie cinétique totale qui est réduite. De plus, grâce aux interactions coulombiennes la diminution d'énergie cinétique d'une proportion d'ions est partagée par l'ensemble des ions piégés : c'est le *refroidissement sympathique* (voir page 61). Donc, le refroidissement Doppler permet de réduire *in fine* la température de l'ensemble des ions piégés quelque soit leur vitesse initiale, et n'est pas seulement limité aux ions dont la vitesse est inférieure à la vitesse de capture.

Le refroidissement est d'autant plus fort que la population dans le niveau excité est importante. On choisira donc un désaccord du repompeur pas trop éloigné de zéro, et pour éviter l'état noir  $S - D$  on cherchera à éviter la situation  $\delta_b = \delta_r$ . Comme établi précédemment, le refroidissement ne peut avoir lieu que pour un désaccord  $\delta_b$  négatif, et le choix de sa valeur dans un système à deux niveaux est motivé par la température finale du refroidissement. Dans le cas des ions piégés la problématique est plus complexe, car pour atteindre le régime cristallisé il faut assurer un refroidissement toujours plus important que le phénomène de chauffage. Il est assez délicat de connaître le désaccord idéal pour refroidir le milieu, parce que les ions les plus rapides participent davantage au chauffage RF : choisir un désaccord  $\delta_b$  faible c'est choisir d'interagir avec les ions lents peu responsables du chauffage, et choisir un désaccord  $\delta_b$  important aboutit à une température finale plus importante. Dans les expériences de cristallisation, il est courant d'utiliser deux faisceaux aux désaccords différents ou bien un désaccord variable.

En ce qui concerne les intensités lumineuses des champs qui excitent le système, plus elles sont importantes et plus la population dans l'état excité sera importante. En revanche, des intensités importantes élargissent le niveau supérieur, ce qui a pour effet d'augmenter la température limite de refroidissement. Un bon compromis consiste à choisir les fréquences de Rabi caractérisant les deux excitations égales à une fraction de la largeur naturelle. Dans l'article [98], une situation donnant des résultats satisfaisants consiste à utiliser

$$\Omega_{SP} = \Omega_{DP} = \Gamma/3 \quad \delta_r = +\Gamma/2 \quad \Gamma/100 < 2\pi \times F_p < \Gamma/10$$

Les deux premières égalités correspondent à un choix sur les intensités des champs excitateurs du système atomique. On les choisit suffisamment élevées pour peupler le niveau supérieur et suffisamment faible pour ne pas élargir le niveau excité. L'inégalité a déjà été présentée (cf. supra), mais on peut ajouter que cette dernière condition permet dans le processus de refroidissement de s'affranchir des états noirs  $S - D$ . Compte tenu de la dégénérescence des niveaux du système, il y aura autant d'états noirs  $S - D$  que de couples de sous-niveaux  $S$  et  $D$ , soit 8 dans le cas du  $^{88}\text{Sr}^+$ . Si la dégénérescence est levée, on peut distinguer plusieurs résonances ( voir [99] dans le cas des ions  $^{138}\text{Ba}^+$ ) qui correspondent à la connection par deux photons d'au moins un couple de sous niveaux  $S$  et  $D$ . Si on choisit le désaccord  $\delta_r = +\Gamma/2$  et  $\Delta < \Gamma/10$ , on assure que toutes ces résonances se produiront pour un désaccord  $\delta_b$  positif, c'est à dire jamais dans un processus de refroidissement Doppler qui suppose un désaccord  $\delta_b$  négatif.

# Chapitre 3

## Techniques Expérimentales

Ce chapitre propose un certain panorama des techniques expérimentales couramment employées dans les expériences d'ions piégés pour replacer ce travail de thèse dans un contexte plus général. On illustre l'introduction faite au second chapitre du piège de Paul linéaire par un certain nombre de dispositifs représentatifs de la littérature et on propose d'élargir l'introduction du refroidissement Doppler en décrivant brièvement d'autres méthodes de refroidissement. Les objectifs expérimentaux qui motivent les structures ou les méthodes sont évoquées. En outre, on détaille les principales techniques d'ionisation et de détection pour les ions piégés, leurs avantages et leurs limites. Les techniques de détection utilisées durant cette thèse sont présentées.

### 3.1 Piège de Paul linéaire

On présente ici différentes réalisations de piège de Paul linéaires que l'on peut trouver dans la littérature, dont on compare les caractéristiques de taille, raideur de potentiel et forme des endcaps. Les contraintes habituelles au dessin d'un piège sont la précision des pièces, celle de leur position et les perturbations du champ électrique créées par l'environnement des électrodes, notamment la structure de fixation. Ces pièges s'utilisent dans des chambres à ultra-vide <sup>1</sup> ce qui impose un choix de matériaux adaptés. On observe une tendance dans la communauté des piègeurs d'ions à utiliser des pièges de plus en plus petits alimentés par des tensions oscillantes à très haute fréquence. Outre l'intégrabilité des pièges, l'enjeu dans cette tendance est également d'obtenir une raideur de potentiel très importante et de placer les ions dans le niveau vibrationnel le plus faible possible. On cherche notamment à ce que la fréquence du mouvement de l'ion, notée  $\omega_x/2\pi$ , devienne plus importante que la largeur naturelle  $\Gamma$  de la transition utilisée pour le refroidissement, et plus importante que le terme  $\omega_r/2\pi = \frac{\hbar\omega_0^2}{4\pi Mc^2}$ , terme proportionnel à l'énergie de recul. La première condition permet de résoudre spectroscopiquement les niveaux vibrationnels de l'ion, et la seconde appelée régime de Lamb-Dicke, permet de mettre en œuvre des techniques de refroidissement dite de "Ground State Cooling" c'est à dire où le niveau fondamental vibrationnel devient fortement peuplé. Certaines de ces techniques sont présentées dans ce chapitre (voir page 70). On regroupe dans cette présentation les différentes géométries selon la taille du dispositif depuis les pièges centimétriques destinés à contenir une grande population d'ions aux pièges

---

<sup>1</sup>c'est à dire où la pression est d'environ  $10^{-10}$  mbar voire inférieure

micro-fabriqués, en mettant en regard les contraintes de l'architecture avec les objectifs particuliers visés dans l'expérience. Dans le cas des pièges assemblés, les pièces qui forment le piège sont souvent constituées en cuivre sans oxygène<sup>2</sup> parfois recouvertes d'une fine épaisseur d'or de façon à améliorer la qualité de surface et augmenter la conduction électrique. Il est possible d'utiliser également de l'acier inoxydable ou du molybdène. D'une manière générale, le choix du métal pour les électrodes est motivé par sa bonne conductivité, un faible effet magnétique et la possibilité d'obtenir un bon état de surface. La structure de fixation remplit plusieurs conditions : assurer la précision du positionnement et ne pas induire de contact électrique entre deux électrodes. Elle respecte en outre plusieurs contraintes : être suffisamment peu volumineuse pour ne pas trop perturber le potentiel, ne pas entraver les fils qui alimentent les électrodes et enfin permettre un accès optique à la zone de confinement.

**Pièges assemblés à grand nombre d'ions** Les zones de piégeage atteignent typiquement quelques centimètres de long pour un rayon interne  $R$  (défini page 39) de plusieurs millimètres. Les applications de ces pièges relèvent de l'optique quantique, de la spectroscopie et la chimie des molécules froides.

Pour les expériences d'optique quantique on cherche une interaction très importante entre les faisceaux laser et l'ensemble d'ions et par conséquent des nuages d'ions froids et denses. Dans le cas de l'étude des molécules, il s'agit de piéger et refroidir plusieurs espèces simultanément et de pouvoir faire la mesure des populations et leur spectroscopie. La spectroscopie est d'autant plus fine et précise que la température est basse et la densité est grande, et un recensement non destructif des espèces peut être effectué dans le régime cristallin. On travaille dans tous les cas avec de grands nuages à des basses températures et on analyse dans un premier temps quelle géométrie du dispositif peut remplir cette condition. On envisage ensuite comment on peut obtenir une grande densité dans l'échantillon.

Pour atteindre le régime cristallin, il faut disposer d'un refroidissement laser qui surpasse toujours le chauffage RF. Pour diminuer le phénomène de chauffage dans les pièges linéaires, on minimise l'amplitude moyenne du micro-mouvement dans le nuage. Rappelons que cette amplitude est proportionnelle à la distance à l'axe où la tension RF est nulle et il s'agit donc de générer un nuage allongé selon cet axe. C'est pourquoi le rapport d'aspect est important dans les grands cristaux froids [100][101]. On peut notamment faire coïncider finement l'axe du nuage avec l'axe de zéro RF grâce à l'ajout d'électrodes supplémentaires, dites de compensation. Pour interagir optiquement avec tout l'ensemble atomique on peut placer un faisceau dans l'axe du piège, mais ceci suppose évidemment que les endcaps ne bloquent pas l'accès optique.

On voit ici deux contraintes géométriques, d'une part la présence d'électrodes de compensation d'autre part la position des endcaps. Dans la géométrie représentée sur la figure 2.1 de la page 37 où les endcaps sont des électrodes en anneaux autour des électrodes de confinement radial la deuxième contrainte est respectée. Mais si l'on souhaite compenser finement le potentiel de piégeage, il faudra rajouter plusieurs électrodes. On peut également utiliser une architecture de barreaux zonés (figure 3.1), architecture dans laquelle on utilise quatre barreaux cylindriques divisés en trois zones électriquement indépendantes, les parties centrales des barreaux zonés jouant le rôle des électrodes de piégeage radial, et les parties extérieures celui des endcaps. Les avantages de cette géométrie sur la première sont d'une part que le facteur géométrique  $\kappa$ , qui pondère l'effet de la tension des endcaps dans le piège (équation

<sup>2</sup>ou cuivre OFHC, Oxygen Free Hard Copper bien adapté au milieu ultra vide

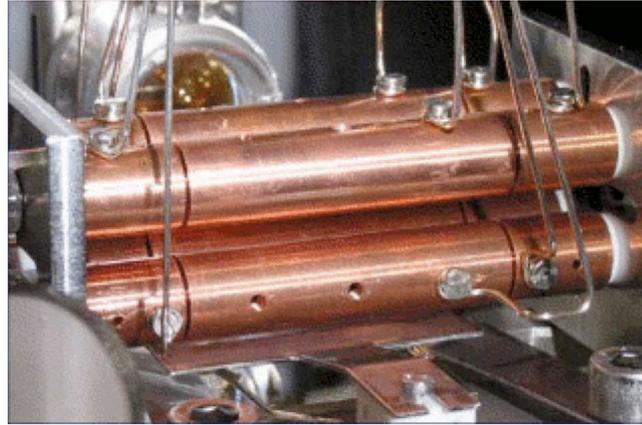


FIG. 3.1 – Cliché du piège de Düsseldorf à barreaux zonés, on distingue sur chaque cylindre en cuivre 3 zones correspondant au piègeage transverse pour la zone centrale et le piègeage longitudinal pour les extrémités. Cliché extrait de la thèse de U. Fröhlich avec l’aimable autorisation du Prof. Stephan Schiller

2.4 page 42), est plus élevé et d’autre part que l’on dispose de huit électrodes potentiellement indépendantes qui peuvent aussi remplir le rôle d’électrodes de compensation.

Dans le cas de la chimie des molécules froides une technique de refroidissement permet de ne pas avoir à refroidir par interaction laser toutes les espèces présentes : dans le refroidissement dit ”sympathique” une seule espèce interagit avec la lumière et grâce à l’interaction coulombienne c’est l’ensemble des ions présents qui perd de l’énergie [102] [103]. Le seul critère pour son application porte sur la stabilité des diverses espèces dans le piège de Paul linéaire : la gamme des facteurs  $q$  doit être à peu près contenue dans la zone de stabilité. Comme  $q \propto \frac{e}{m}$ , une espèce peut être refroidie sympathiquement par une autre pour peu que leurs rapports charge sur masse ne soient pas trop différents. Cette méthode de refroidissement a l’avantage de ne pas dépendre de la structure des niveaux, des moments électriques et magnétiques de l’espèce. Le refroidissement de particules très légères comme les positons [104] ou de grandes molécules organiques [105], pour lesquelles il n’existe pas de techniques de refroidissement par interaction directe a pu être démontré. Ces deux exemples donnent par ailleurs la gamme de masse (de 1 à 12400 u.a.) des espèces qui ont été refroidies sympathiquement [106]. Cette technique est suffisamment efficace pour atteindre le régime cristallin [107] et permet de produire des cristaux à plusieurs espèces. On observe alors une structure en cylindres autour de l’axe, chaque cylindre correspondant à une espèce dont la position dépend du paramètre  $\frac{e^2}{m}$ . Ce paramètre pondère la raideur du potentiel transverse de sorte que plus ce paramètre est fort (en pratique plus la masse est faible) et plus l’espèce est proche du centre [108]. La fluorescence de l’espèce refroidie permet de prendre des clichés de l’échantillon. En comparant ces images à celles générées à partir de simulations numériques, il est possible d’extraire la composition du milieu et sa température [101].

Concernant l’augmentation de la densité du régime cristallin, on sait d’après l’équation 2.8, qu’elle est bornée supérieurement par  $n_{max}$ . On aura donc intérêt à rendre ce paramètre aussi grand que possible. Rappelons que

$$n_{max} \propto q^2 \omega_{RF}^2$$

Pour assurer la stabilité de l'espèce on doit assurer  $q < 0.9$ , et si on souhaite une densité maximale très forte il faut travailler avec  $\omega_{RF}$  élevée. Augmenter ce paramètre va modifier le facteur  $q$  :

$$q \propto \frac{V_{RF}}{R^2 \omega_{RF}^2}$$

Pour garder la stabilité de l'espèce tout en augmentant  $\omega_{RF}$ , on devra travailler à plus haute amplitude  $V_{RF}$  ou plus faible dimension transverse du piège  $R$ . Mais diminuer  $R$  c'est diminuer le volume de la zone de piégeage et cela pondère le nombre total d'ions que l'on peut espérer piéger. En conséquence, pour obtenir le nombre d'ions souhaités il faut travailler à haute fréquence et haute amplitude pour le champ de piégeage, et à un rayon interne suffisamment grand. L'amplitude  $V_{RF}$  est difficilement supérieure au  $kV$  en raison des effets capacitifs des passages de courant ultra vide <sup>3</sup>, ce qui fixe la limite supérieure de  $n_{max}$

On peut illustrer cette analyse sur l'exemple du piège avec cavité de Aarhus. Il s'agit d'un piège à barreaux zonés (voir figure 3.2) qui fonctionne avec les caractéristiques suivantes :  $R = 2.35$  mm,  $\omega_{RF} = 2\pi \times 4$  MHz,  $Z_0 = 2.5$  mm,  $\kappa = 0.342$ ,  $m = 6,4 \cdot 10^{-26}$  kg (ion Calcium). Pour  $V_{RF} = 300$  V et  $V_{end} = 1.7$  V,  $q$  vaut 0.2. La fréquence radiale vaut alors 600 kHz et la fréquence longitudinale 120 kHz. Ces valeurs correspondent à une densité limite de  $6 \cdot 10^{14}$  ions/m<sup>3</sup>, densité qui est environ atteinte pour un nuage elliptique de 80 000 ions long de 3 mm et large de plusieurs centaines de microns [100]. La structure de maintien a été réalisée dans une pièce de céramique isolante (macor) monolithique dans laquelle s'insèrent des barreaux de verre à faible coefficient d'expansion thermique (zerodur) [110] (voir figure 3.2). Sur chaque barreau, on enfle les trois électrodes dont la direction est fixée par le verre et la position mécaniquement fixée par la céramique et la longueur des barreaux. La précision atteinte est inférieure à 10 microns. Chaque électrode est percé d'un trou fileté qui peut accueillir une vis portée à la tension souhaitée, et placée côté extérieur.

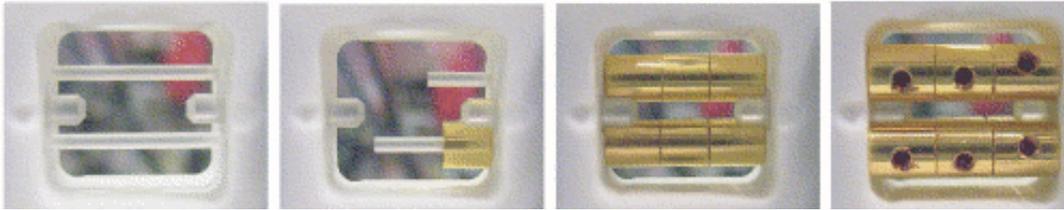


FIG. 3.2 – Clichés du montage piège d'Aarhus à barreaux zonés, on distingue le bloc monolithique de céramique dans lequel coulisent les barreaux de verre qui maintiennent les électrodes en cuivre recouvertes d'or. Cliché extrait de la thèse P. Herskind [110]

**Pièges assemblés à faible nombre d'ions** Les domaines d'application de ces pièges sont l'information quantique notamment la réalisation de portes quantiques, l'électrodynamique en cavité ou la métrologie. La dimension de ces pièges est millimétrique : le rayon interne du piège  $R$  se trouve typiquement entre 100  $\mu m$  et 1mm et les endcaps sont séparées de plusieurs millimètres. Cette exigüité s'explique par des raisons de refroidissement. Il s'agit dans ces expériences de produire une chaîne d'ions dont chaque élément est au repos quasi-total. Dans une description quantique du système contenant  $N$  ions, la chaîne est caractérisée par

<sup>3</sup> De hautes tensions (1 kV) à très haute fréquence (240 MHz) ont néanmoins été déjà obtenues [109] avec un résonateur qui se trouvait à l'intérieur de la chambre à vide

ses niveaux vibrationnels radial et longitudinal et on cherche à se placer dans les niveaux les plus faibles. On utilise pour cela la technique du refroidissement par bande latérale [111][112] dans le régime de Lamb-Dicke qui est d'autant plus facile à mettre en oeuvre que les niveaux sont espacés. On cherche donc à travailler avec des raideurs du potentiel très élevées, la raideur radiale étant beaucoup plus importante que la raideur axiale car on travaille avec des chaînes (pour limiter le micromouvement et le chauffage RF). La raideur radiale est caractérisée par la fréquence  $\omega_r/2\pi$  du mouvement donnée par l'équation 2.5. Dans le cas courant où  $q \ll a, a_z$  :

$$\omega_r = \frac{q}{\sqrt{2}}\omega_{RF}$$

Le facteur  $q$  est majoré, donc si on souhaite une fréquence radiale très forte, il faut travailler avec  $\omega_{RF}$  aussi élevé que possible. Mais comme on l'a souligné au paragraphe précédent,  $q$  doit rester borné ce qui impose de travailler à plus haute amplitude RF ou à plus faible valeur de  $R$ . Cette fois, on peut choisir  $R$  très faible mais mécaniquement il est difficile d'assembler des pièges sub-millimétriques. Pour donner un ordre de grandeur de ces paramètres, on utilise les valeurs de [113] :  $\omega_{RF} = 23.5$  MHz,  $V_{RF} = 3$  kV,  $R = 0.8$  mm, on calcule pour l'ion calcium, un paramètre  $q = 0.3$  et une fréquence radiale  $\omega_r = /2\pi \times 5$  MHz.

Concernant le piégeage longitudinal, une raideur importante peut empêcher d'adresser individuellement les ions par un faisceau laser. Le critère consiste dans ce cas à maintenir une distance entre deux voisins supérieure au waist du laser d'interaction, typiquement d'un facteur 2. Les longueurs d'onde utilisées étant rarement hors du visible, il est possible d'obtenir un waist de l'ordre de quelques microns, compatible avec la distance inter-ion de 2 à 20  $\mu$  m dans ces expériences. Il est difficile de donner la gamme de fréquences axiales et les tensions des endcaps correspondantes puisque les premières dépendent de la masse de l'ion et les secondes du facteur géométrique  $\kappa$  introduit à l'équation 2.4 à la page 42. Dans le cas des ions  $\text{Ca}^+$  [113], la raideur longitudinale est de 1.2 MHz et les tensions sont de l'ordre du kilovolt.

On peut en déduire une estimation du facteur géométrique :  $\kappa = \frac{m\omega_z^2 Z_0^2}{eV_{end}} = 3, 6 \cdot 10^{-3}$ .

La réalisation de pièges de faibles dimensions soulève un problème de précision mécanique. Si les pièces doivent être précises en dimension et position à quelques pourcents pour générer un potentiel satisfaisant, alors le dispositif doit être construit avec une tolérance de quelques dizaines de microns. Toujours dans le cas du piège d'Innsbrück, la précision atteinte se situe entre 5 et 10 microns [114].

Dans ces pièges, il est crucial que l'axe de minimum de potentiel moyen soit réglé sur l'axe du zéro de potentiel RF et que l'on n'ait pas besoin de reprendre ce réglage au cours du temps. Des électrodes de compensation sont ajoutées et on minimise au maximum la quantité de céramique isolante qui soutient l'architecture. Le piège d'Innsbrück (voir figure 3.3) est soutenu par deux pièces en céramiques placées sur l'axe du piège. Elles supportent chacune les quatre lames pointant vers le centre du piège qui jouent le rôle des électrodes de piégeage transverse en plus d'une électrode endcap qui est un barreau taillé pointant vers le nuage. Les bouts des endcaps sont séparés de 5 mm et sont presque au contact des autres électrodes, de façon à ce que les pièces isolantes qui se trouvent à 15 mm de la zone de piégeage soient écrantées. On peut remarquer que les endcaps bloquent l'axe du piège, interdisant d'orienter les lasers de refroidissement dans cette direction. Trois électrodes de compensation sont portées par les deux céramiques Toutes les électrodes sont en acier faiblement magnétique à l'exception des endcaps qui sont en molybdène.

Pour réaliser des pièges plus petits, le recours à des techniques de micro-fabrication devient indispensable.

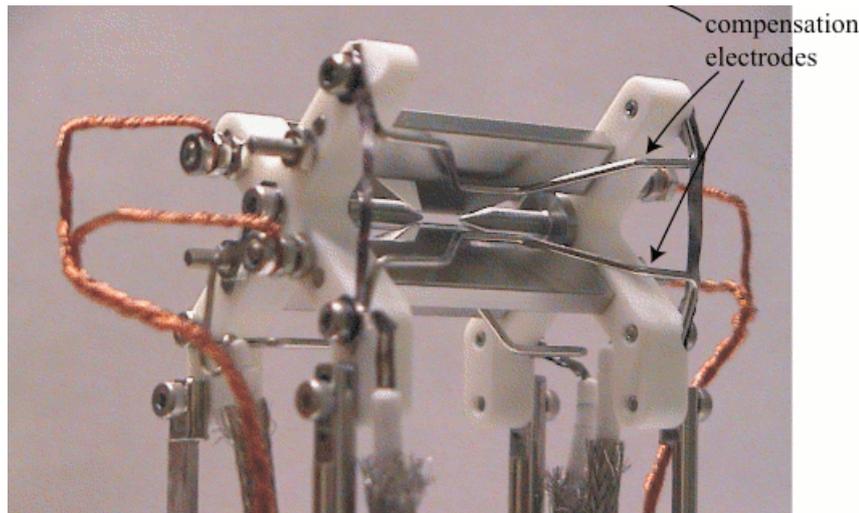


FIG. 3.3 – Photo du piège d’Innsbruck, on distingue les 2 pièces cruciformes en céramique qui tiennent les quatre électrodes en lame et les électrodes endcaps en pointe. Image extraite de la thèse S. Gulde [114] avec l’aimable autorisation du groupe du Prof. Rainer Blatt, copyright ©2003

**Pièges micro-fabriqués** Les applications de ces pièges sont principalement la mise au point de structures intégrables pour l’information quantique. La puissance d’un ordinateur quantique est entre autres donnée par le nombre de qubits que l’on peut manipuler. Dans un article de 1996 [115], les performances d’un ordinateur fondé sur un piège à ions sont estimées : l’application de l’algorithme de Shor pour factoriser un nombre de 10 bits nécessite alors une cinquantaine d’ions à cause de la redondance nécessaire à la correction des erreurs. Une chaîne de cette taille possède un très grand nombre de modes de vibration et est, avec les méthodes actuelles impossibles à manipuler. Comme l’utilisation d’un seul piège est impossible, une proposition théorique [116] suggère d’utiliser plusieurs pièges dont on parallélise les opérations. La puissance de calcul dépend alors du nombre de pièges mis en parallèle. Une telle architecture est technologiquement très ambitieuse, car elle nécessite des pièges de petites dimensions (entre 10 et 100 microns) et intégrables c’est à dire que l’on peut facilement juxtaposer pour former une structure fonctionnelle. Les faibles dimensions peuvent conduire à des raideurs très fortes, ce qui simplifie le refroidissement par bande latérale et diminue la durée d’une opération logique [115].

Ces dispositifs sont produits grâce à des techniques de micro-fabrication en salle blanche et sont souvent composés d’un substrat isolant sur lequel on effectue un dépôt métallique pour ajouter des électrodes. La géométrie du piège de Paul linéaire peut être recréé en perceant une fente dans le substrat et en déposant sur chaque face et sur chaque côté de la fente des électrodes [118]. Mais il est également possible de réaliser un potentiel piégeant avec une géométrie plane, les quatre électrodes sont placées à la surface du substrat et la zone de piégeage est située au dessus. Cette architecture [117] [119] est plus simple à réaliser car elle ne nécessite pas la gravure d’une fente. Dans les expériences citées, les substrats utilisés sont l’alumine, le quartz ou le silicium, les électrodes sont des dépôts d’or ou d’argent. La profondeur des pièges est de l’ordre de 100 meV, les raideurs axiales valent entre 1 et 5 MHz et les

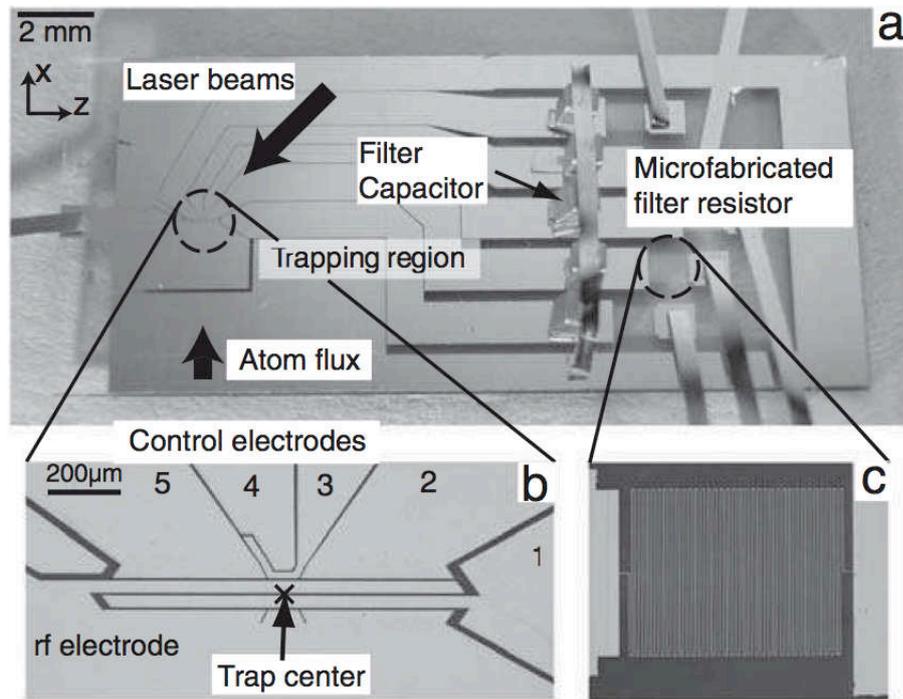


FIG. 3.4 – Photo du piège surfacique de Boulder. (a) Vue d'ensemble (b) Aggrandissement de la zone de piégeage (c) Résistances des filtres [117]

raideurs radiales entre 2 et 15 MHz. La réalisation des premiers prototypes capables de piéger des ions a montré des taux de chauffage élevés, présents même lorsqu'un seul ion était piégé. Il ne s'agit donc pas d'un effet collectif mais d'un couplage entre l'oscillateur harmonique et le bruit du champ électrique piégeant à la fréquence séculaire, couplage pondéré par l'amplitude du bruit du champ électrique à ces fréquences. Deux origines à ce bruit ont été identifiées [120][121] : le bruit thermique ou bruit Johnson qui dans un matériau de conduction finie provient de l'agitation des porteurs de charges (l'effet est inversement proportionnel au carré de la distance de l'ion aux électrodes) et un bruit dû aux fluctuations de potentiel à la surface des électrodes (l'effet est inversement proportionnel à la puissance quatre de la distance de l'ion aux électrodes, cette dépendance a été retrouvée dans un autre modèle théorique [122]). Les effets de température et d'états de surface ont été confirmés [119] : le phénomène de chauffage diminue à basse température et pour un meilleur état de surface.

La maîtrise des procédés de fabrication est cruciale pour obtenir un bon état de surface et réaliser des structures qui réalisent les fonctions d'opération logique, transport et attente [123]. Au sein de l'équipe Ions Piégés et Information Quantique des activités de recherche théoriques et expérimentales sont menées sur la réalisation de pièges micro-fabriqués et de structure intégrable.

## 3.2 Ionisation

On décrit dans ce paragraphe la génération d'ions qui se décompose en une création de vapeur neutre et son ionisation par bombardement électronique ou bien par interaction optique.

### 3.2.1 Création d'une vapeur neutre

On peut distinguer deux techniques de génération de vapeurs atomiques dans les expériences d'ions piégés, la première est thermique et la seconde optique. Après en avoir précisé le principe, on décrit pourquoi et comment on contrôle les flux atomiques qu'elles produisent. La première méthode consiste à chauffer une pépite dans un four présentant un orifice : si le vide est suffisant une partie de la pépite est sublimée et la vapeur produite s'échappe du four. La seconde méthode d'ablation laser consiste à diriger un faisceau laser pulsé sur une surface contenant l'atome à ioniser [124][125]. Si la durée des impulsions (environ 10 ns dans les deux références citées) est très inférieure au temps caractéristique de diffusion thermique, la température locale augmente fortement et une fraction de la paroi peut être vaporisée. A plus haute énergie, des processus impliquant plusieurs photons produisent des ions et des électrons, il se crée un plasma autour de l'impact [126]. L'énergie cédée par le faisceau augmente alors sensiblement faisant apparaître de nombreux mécanismes par lesquels de la matière est arrachée à la surface.

Il est nécessaire de contrôler le flux atomique, notamment, sa direction, sa divergence et son intensité. Tout d'abord le flux atomique doit obligatoirement passer à l'intérieur du piège : le potentiel de piégeage étant conservatif si l'ion est généré à l'extérieur de la zone de confinement, il n'est pas possible de le piéger. D'autre part les atomes qui passent loin du centre de la zone de confinement peuvent se déposer sur les électrodes du piège et dégrader l'état de surface. La qualité de la surface influe fortement sur le chauffage dû aux fluctuations du potentiel électrique et il semble important de limiter cette pollution particulièrement néfaste pour les pièges microfabriqués [119]. Pour limiter la quantité d'ions susceptibles de rentrer en collision avec les électrodes, on peut réduire la divergence voire l'intensité du faisceau atomique, mais dans ce dernier cas le taux de création d'ions est réduit.

Dans la première méthode, la direction du flux atomique est donnée par la direction pépite-orifice du four, la divergence du flux dépend du diamètre de sortie et de la distance orifice-pépite, enfin l'intensité est pondérée par la température du four dont la variation est lente (les temps d'allumage ou d'extinction valent typiquement plusieurs minutes). Dans la méthode optique on oriente la surface cible perpendiculairement à la direction surface-piège, mais la divergence du faisceau est très grande. Il est possible de filtrer le flux atomique en utilisant des diaphragmes dont le rôle est d'éliminer les atomes qui divergent le plus. On obtient en aval de ces diaphragmes un flux moins étendu spatialement et on limite la pollution au niveau des électrodes. Cette méthode s'utilise également avec la méthode thermique. Concernant l'intensité du flux, elle dépend de l'énergie des impulsions et les temps caractéristiques de variation sont plus courts qu'avec un four : comme l'apport d'énergie est localisé à l'impact du faisceau sur la surface, le temps d'extinction du flux est donné environ par le temps de diffusion thermique. Dans [125], ce temps est de l'ordre de la seconde.

### 3.2.2 Techniques d'ionisation

Ioniser c'est apporter à un atome neutre l'énergie nécessaire pour qu'il se sépare d'un électron. Habituellement, les ions piégés sont choisis parmi les éléments alcalino-terreux, et les atomes neutres de cette colonne ont une énergie de première ionisation comprise entre 9 eV (atome de beryllium) et 5 eV (atome de baryum). Cette énergie peut être apportée sous forme cinétique par des électrons et transférée au cours d'une collision, ou bien sous forme lumineuse dans une absorption de photons par l'atome neutre. Comme précisé précédemment, l'ionisation doit avoir lieu à l'intérieur de la zone de piégeage, ce qui implique que les faisceaux

lumineux ou électronique passent eux aussi à travers le piège.

**Bombardement électronique** La méthode traditionnelle est le bombardement électronique. Il est relativement simple de produire, accélérer et diriger un flux électronique grâce à un canon à électrons. Dans un modèle simple de canon à électrons, un filament de tungstène est chauffé et émet des électrons. On utilise l'effet thermo-ionique : au delà d'une certaine température le solide communique à certains de ses électrons une énergie supérieure au travail de sortie, énergie de seuil pour quitter le solide. Si le filament est porté à un potentiel négatif, les électrons s'éloignent vers l'environnement de potentiel plus important. L'accélération et la direction du flux d'électrons s'effectue grâce à une électrode dite "wehnelt" (figure 3.5), une grille métallique ou une électrode percée, située à l'intérieur du canon et dont le potentiel électrique est réglable. Si son potentiel est supérieur à celui du filament, les électrons sont attirés et une partie d'entre eux traverse la grille ou l'orifice et sort alors du canon à électrons. Si son potentiel est inférieur à celui du filament, aucun électron n'est émis. Le flux électronique est contrôlé en intensité par la température du filament et peut être rapidement coupé en commutant le wehnelt, le temps d'extinction étant donné principalement par le temps de commutation. La direction du faisceau électronique est donnée par la direction

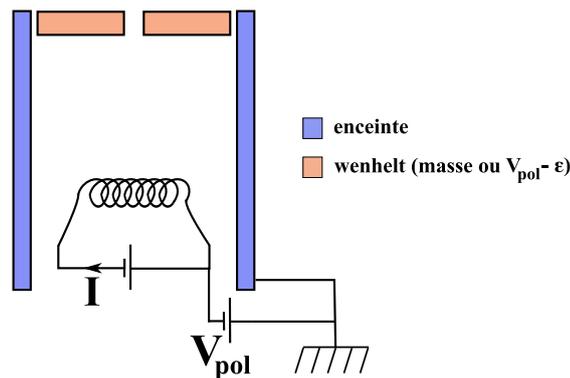


FIG. 3.5 – Schéma de principe du canon à électrons. Le filament (à un potentiel négatif  $V_{pol}$ ) chauffé génère les particules éventuellement accélérées vers le wehnelt s'il est porté à la masse. Une partie des électrons s'échappe par l'orifice et se dirige vers le piège.

filament-orifice du wehnelt, la divergence du flux dépend du diamètre de sortie et de la distance filament-orifice, et surtout des tensions environnantes.

Les électrons rencontrent les atomes à l'intérieur du piège. Pour qu'une ionisation se produise les électrons doivent avoir une énergie cinétique supérieure au seuil d'ionisation. L'ordre de grandeur de cette énergie cinétique est donnée par la différence de potentiel entre le filament et le zéro électrique, multipliée par la charge élémentaire. On porte donc le filament à un potentiel négatif, qui vaut au moins une dizaine de volts pour ioniser des atomes alcalino-terreux. Notons que les électrons sont capables d'ioniser tous les atomes dont le seuil d'ionisation est inférieur à leur énergie cinétique. Si celle-ci est importante, c'est la pureté chimique du flux atomique qui donne la pureté de l'échantillon formé. Si cette méthode est peu sélective chimiquement, elle est également peu sélective spatialement. Comme les électrons sont légers, ils sont fortement influencés par les champs électriques. En particulier, l'influence du champ radiofréquence de piégeage rend difficilement prévisible les trajectoires des électrons dans la

zone de confinement. La collision avec un atome neutre peut donc se produire à n'importe quel endroit du piège, de sorte qu'un ion est généré avec une énergie potentielle moyenne qui est une fraction de la profondeur du piège. Celle-ci donne donc approximativement la température du nuage produit. Le bombardement électronique donne lieu à une dégradation du potentiel de piégeage : si certains électrons rentrent en collision avec des atomes, d'autres peuvent s'écraser sur les électrodes de haut potentiel ou bien sur des morceaux de céramique isolante. Ces diélectriques acquièrent alors une charge, un champ parasite est créé et le potentiel moyen de piégeage est dégradé.

Le taux de chargement finalement obtenu dépend du flux atomique, de l'énergie des électrons et de leur flux. Dans des expériences à faible nombre d'ions et notamment pour les pièges microfabriqués, où on limite au maximum la pollution de l'environnement, les flux sont faibles et les taux sont typiquement de 0.01 ion/sec. (environ un ion par minute) [127][128]. On peut atteindre des taux d'un ion/sec.[129] et rien n'empêche de travailler avec des taux plus importants. Cependant le taux de création d'ions n'est pas une grandeur très pertinente s'il n'est pas mise en perspective avec la qualité du vide et les effets de la pollution des électrodes.

**Photoionisation** La seconde méthode couramment utilisée est la photoionisation : des photons apportent à l'atome neutre l'énergie nécessaire pour se séparer d'un électron. Il n'a pas été développé de méthodes d'ionisation des alcalino-terreux par absorption d'un seul photon : cela nécessite d'éclairer les atomes alcalino-terreux avec une longueur d'onde UV située entre 100 et 250 nm, ce qui est relativement coûteux à obtenir. Les techniques développées impliquent généralement l'absorption de deux photons éventuellement de même énergie, et le plus souvent l'absorption du premier photon porte l'atome neutre dans un état excité. On détaille ici cette méthode et quelques exemples expérimentaux. Le second photon peut porter l'atome dans un niveau auto-ionisant<sup>4</sup> [127] [129] [130] [131] ou bien simplement dans le continuum d'états au delà du seuil [132]. Dans le cas où l'énergie de ce premier photon est supérieure à la moitié de l'énergie d'ionisation, l'absorption d'un second photon de même longueur d'onde ionise l'atome. C'est la technique proposée pour tous les alcalino-terreux dans [133] et appliquée au Magnésium (niveau intermédiaire  $3s3p\ ^1P_1$ ) et au Calcium (niveau intermédiaire  $4s5p\ ^1P_1$ ). Les deux faisceaux étaient générés par doublage de fréquence d'un laser à colorant dans une cavité en anneau, ce qui est relativement coûteux et exigeant expérimentalement lorsqu'on le compare à des diodes éventuellement doublées en fréquence. C'est ce qui motive les autres expériences menées sur le Calcium [127] [129] [130] et sur le Strontium [131]. Trois chemins de photoionisation du Calcium et du Strontium sont schématiquement représentés sur la figure 3.6. Compte tenu de la largeur du premier niveau qui vaut typiquement plusieurs dizaines de MHz, la première transition est éclairée par un laser continu asservi en longueur d'onde. Si le schéma n'implique pas un niveau auto-ionisant la seconde transition peut être éclairée par un faisceau spectralement large comme une diode électro-luminescente [129] ou un laser pulsé dont les hautes intensités de pic peuvent augmenter l'efficacité d'ionisation.

Une autre technique de photo-ionisation que nous avons développée au laboratoire dans le cadre de ma thèse est détaillée au chapitre 5.

Comparée au bombardement électronique, la méthode optique présente de nombreux avantages. Tout d'abord il n'y a plus de canon à électrons, c'est à dire d'une part plus de risque

<sup>4</sup>c'est à dire un autre niveau excité de l'atome dont l'énergie est supérieure au seuil d'ionisation ou suffisamment proche pour que les perturbations extérieures permettent la perte d'un électron

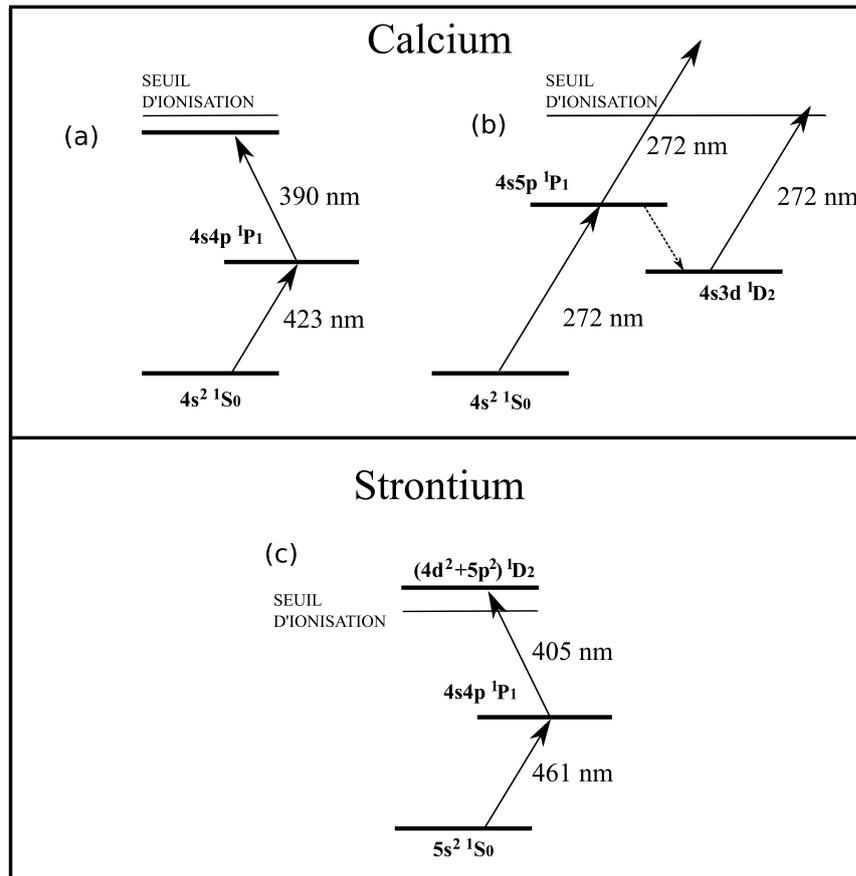


FIG. 3.6 – Schéma des niveaux utilisés dans la photoionisation du Calcium et du Strontium. (a) Références [127], [129] et [130] : l'absorption des deux photons portent l'atome dans un niveau de Rydberg et la présence des forts champs électriques de confinement assurent l'ionisation. (b) Référence [133] : une seule longueur d'onde UV est utilisée pour ioniser le calcium. (c) Référence [131] : l'absorption des deux photons portent l'atome au delà du seuil d'ionisation dans un niveau excité, augmentant l'efficacité d'ionisation.

de charger les diélectriques proches du piège, et d'autre part plus de filament de tungstène chauffé qui dégrade la qualité du vide. Ensuite il est possible d'obtenir des taux de création d'ions identiques à ceux de la méthode de bombardement pour des flux atomiques moins importants. Il est difficile de déterminer expérimentalement le gain en "efficacité d'ionisation", car si on peut connaître parfaitement les faisceaux lumineux de photoionisation, la caractérisation de la trajectoire et de l'intensité du faisceau d'électrons est très compliquée. Un autre avantage est la sélectivité spatiale de la technique optique, car les ions sont produits uniquement sur le trajet du faisceau. On peut en particulier focaliser le faisceau sur le centre du piège de sorte que les ions soient générés avec une énergie potentielle faible devant la profondeur du puits. Enfin cette méthode montre une excellente sélectivité chimique, ce qui permet de générer des nuages d'un seul élément voire d'un seul isotope. En effet, les écarts isotopiques (de l'ordre de plusieurs centaines de MHz) sur la première transition sont souvent supérieurs à la largeur naturelle du niveau, ce qui permet de n'exciter qu'un seul isotope. Cela suppose que l'élargissement inhomogène sur les transitions utilisées, principalement dû à l'effet Doppler, soit faible devant l'écart isotopique. Dans [129] les atomes étant générés à une température d'environ 600 K, correspondant à un élargissement Doppler de plusieurs GHz, bien au delà des écarts isotopiques. Le faisceau atomique est diaphragmé par les électrodes du piège, limitant le rayon de la section du faisceau atomique à 1.7 mm à 22 mm du four. Ceci réduit la largeur de la distribution des vitesses transverses et en plaçant les faisceaux lumineux à angle droit du flux atomique, la largeur spectrale du taux d'ionisation mesuré est inférieure à 100 MHz, suffisante pour obtenir une sélectivité dans le chargement des isotopes. Dans [134], une technique d'ionisation un peu différente a été adoptée. Des atomes neutres d'Ytterbium produits par méthode thermique sont chargés dans un piège magnéto-optique (MOT) qui est superposé spatialement à la zone de confinement d'un piège microfabriqué. Le MOT est ensuite éclairé par deux lasers pour photoioniser les atomes, immédiatement confinés dans le piège. L'intérêt d'une telle méthode tient à son grand taux d'ionisation, grâce à la forte densité atomique dans le MOT, de l'ordre de  $4 \times 10^5$  ions/seconde et de trois ordres de grandeur supérieur aux taux mesurés dans d'autres expériences. Cette méthode semble particulièrement bien adaptée à l'étude de collisions atome-ion et au chargement rapide de pièges. En particulier une architecture d'ordinateur quantique utilisant un réseau de  $100 \times 100$  pièges à un ion faiblement couplés pourrait être chargée en moins d'une seconde contre plusieurs heures avec les autres techniques disponibles.

### 3.3 Techniques de refroidissement avancées

On esquisse dans cette section le principe et les performances des méthodes de refroidissement laser permettant de dépasser les limites de température associées au refroidissement Doppler. Il s'agit du refroidissement par bandes latérales résolues, du refroidissement Raman par bandes latérales ainsi que deux autres techniques. Pour beaucoup d'entre elles, il s'agit de "ground state cooling method" (GSC) c'est à dire qu'elles permettent de placer les ions dans les niveaux vibrationnels les plus faibles avec une très grande probabilité. Elles sont associées à des expériences impliquant un faible nombre d'ions fortement confinés. Ces méthodes supposent souvent que l'on puisse résoudre spectroscopiquement les niveaux vibrationnels de l'ion piégé, et consistent en une série d'itérations, dont chacune réduit le niveau vibrationnel de l'ion d'une unité.

On considère un ion piégé caractérisé par deux niveaux électroniques ( $|f\rangle$  et  $|e\rangle$ ) et un niveau vibrationnel ( $|n\rangle$ ). Les méthodes de refroidissement peuvent être expliquées en utilisant deux

niveaux électroniques, même si en pratique on est obligés d'en prendre en compte davantage. On rappelle les notations des grandeurs utiles dans ce paragraphe : la fréquence de piégeage de l'ion est notée  $\omega_x/2\pi$ , la transition correspond à une énergie  $\hbar\omega_0$ , le niveau supérieur a une largeur  $\Gamma$ . On introduit également  $\omega_r = \frac{\hbar\omega_0^2}{2Mc^2}$  proportionnel à l'énergie de recul et  $\eta = \left(\frac{\omega_r}{\omega_x}\right)^{1/2}$  le paramètre de Lamb-Dicke. Pour une revue sur le refroidissement d'ions, voir la référence [112].

### 3.3.1 Refroidissement par bandes latérales

Proposé initialement dans [93], cette technique suppose que  $\omega_x$  soit grande devant  $\Gamma$  et devant la largeur du laser qui excite la transition en question. Dans ce cas, lorsqu'on sonde la transition, on fait apparaître plusieurs pics de résonance autour de la résonance  $\omega_0$  et qui correspondent à une différence de niveaux vibrationnels entre les niveaux initial et final, ce sont les bandes latérales notées  $\omega_p = \omega_0 + p\omega_x$  où  $p$  est un entier naturel. On parle de bande latérale bleue lorsque  $p$  est positif, ce qui correspond à un gain d'énergie cinétique pour l'atome, et inversement de bande latérale rouge pour  $p$  négatif, l'atome perd alors de l'énergie cinétique. Si on accorde le laser sur la première bande latérale rouge, il est possible que le niveau vibrationnel perdu lors de l'excitation ne soit pas regagné lors de la désexcitation. Il faut pour cela travailler dans le régime de Lamb-Dicke correspondant à  $\eta \ll 1$ , pour lequel la probabilité d'une désexcitation qui change le niveau vibrationnel est négligeable devant celle d'une désexcitation sans modification. Chaque cycle de fluorescence, sera décrit par les étapes suivantes (voir figure 3.7) :

$$|f\rangle|n\rangle \rightarrow |e\rangle|n-1\rangle \rightarrow |f\rangle|n-1\rangle$$

Il est possible d'atteindre le niveau vibrationnel moyen  $\langle n \rangle$  proche de zéro, la limite étant fixée par la valeur du paramètre de Lamb-Dicke. Expérimentalement, la difficulté tient à

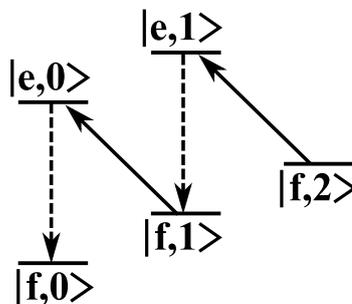


FIG. 3.7 – Schéma du refroidissement par bandes latérales. L'excitation lumineuse fait passer l'ion dans le niveau atomique excité mais dans le niveau vibrationnel inférieur. Dans le régime de Lamb-Dicke, la désexcitation s'effectue sans de modification du niveau vibrationnel.

assurer  $\omega_x$  grand devant  $\Gamma$  et  $\eta \ll 1$ . Dans [111], l'ion  $^{198}\text{Hg}^+$  se trouve piégé dans un piège de Paul à la fréquence de piégeage  $\omega_x = 2\pi \times 3 \text{ MHz}$ . La transition utilisée est une transition  $^2S_{1/2} \leftrightarrow ^2D_{3/2}$  de l'ion mercure, de sorte que  $\Gamma \simeq 10 \text{ Hz}$ . On assure  $\omega_x \gg \Gamma$ , mais le taux d'excitation est alors faible et le temps caractéristique du refroidissement est supérieur à la seconde. Le chauffage RF en compétition ne permet pas dans la pratique d'améliorer le refroidissement Doppler. On a alors recours à un troisième niveau,  $^2P_{3/2}$ , couplé au niveau

$D$  qui réduit le temps passé dans le niveau métastable. La procédure pour atteindre les températures les plus basses, commence par un refroidissement Doppler, qui aboutit à un niveau vibrationnel moyen  $\langle n \rangle = 12$ . On applique ensuite le refroidissement par bandes latérales pour aboutir à  $\langle n \rangle = 0.05$ . La mesure de  $\langle n \rangle$  dans le régime  $\langle n \rangle \ll 1$  s'effectue à partir d'une spectroscopie des bandes latérales : l'amplitude de la résonance pour la première bande latérale rouge vérifie la proportionnalité  $S_r \propto \langle n \rangle$  et l'amplitude de la résonance pour la première bande latérale bleue  $S_b \propto \langle n \rangle + 1$ , et donc  $\langle n \rangle = \frac{S_r}{S_r + S_b}$ .

### 3.3.2 Refroidissement Raman par bandes latérales

La technique du refroidissement Raman consiste à exciter une transition à deux photons entre deux niveaux électroniques avec là encore une perte d'un niveau vibrationnel de l'ion. Cette méthode [135] implique trois niveaux électroniques, un niveau supérieur qui n'est pas peuplé durant l'opération et deux niveaux inférieurs qui sont couplés par une transition à deux photons. Si la largeur de la résonance à deux photons est plus faible que  $\omega_x$ , on est capable de résoudre les bandes latérales. On peut alors exciter une transition où l'énergie d'un niveau vibrationnel est échangée avec le champ lumineux. La procédure consiste à pomper les atomes dans le niveau à partir duquel la transition Raman diminue le niveau vibrationnel d'une unité, à effectuer la transition de manière stimulée, avant de repomper à nouveau les atomes dans le niveau de départ, l'opération de repompage ne devant pas modifier les niveaux vibrationnels. Expérimentalement, cette méthode a été réalisée sur un ion  ${}^9\text{Be}^+$  contenu dans un piège de Paul alimenté par une tension RF de 600 V à 230 MHz de sorte que  $\omega_x \simeq 15 \text{ MHz}$  [136]. Le refroidissement Doppler porte l'ion dans un niveau moyen  $\langle n \rangle = 1$ . Le refroidissement Raman utilise les niveaux métastables hyperfins  $|F = 2, m = 2\rangle$  et  $|F = 1, m = 1\rangle$  du fondamental  ${}^2S_{1/2}$  et le niveau  ${}^2P_{1/2}$ . L'ion est pompé dans le niveau  $|F = 2, m = 2\rangle$ , et est porté au niveau  $|F = 1, m = 1\rangle$  par la transition Raman stimulée désaccordée sur la première bande latérale rouge. Cette opération est répétée jusqu'à cinq fois. Le niveau moyen final obtenu atteint  $\langle n \rangle = 0.03$ .

### 3.3.3 Autres techniques

**Refroidissement EIT** La méthode de refroidissement utilisant la transparence électromagnétiquement induite a été proposée dans [137] et réalisée pour la première fois dans [138]. Il s'agit d'une méthode de GSC dont la réalisation expérimentale est plus simple que pour les deux précédentes techniques, la durée plus faible et la température limite plus basse. Chaque itération du processus de refroidissement correspond comme précédemment au parcours  $|f\rangle|n\rangle \rightarrow |e\rangle|n-1\rangle \rightarrow |f\rangle|n-1\rangle$ , qui est exalté par l'interférence quantique de l'EIT. Le principe est d'annuler la probabilité de transition  $|f\rangle|n\rangle \rightarrow |e\rangle|n\rangle$ , ce qui permet de supprimer la source de chauffage associée à la désexcitation  $|e\rangle|n\rangle \rightarrow |f\rangle|n+1\rangle$ .

Dans un schéma à trois niveaux atomiques en  $\Lambda$ , identique à celui présenté pour le refroidissement Doppler, les transitions sont éclairées par deux lasers, l'un d'intensité supérieure à la saturation, c'est le laser de couplage (son désaccord est noté  $\Delta_c$ ), l'autre en dessous de la saturation, le laser de refroidissement (son désaccord est noté  $\Delta_r$ ). On choisit pour le laser de couplage un désaccord positif égal à la largeur du niveau excité. De cette manière, le spectre d'absorption du laser de refroidissement comporte deux pics (figure 3.8). Dans le formalisme de l'atome habillé appliqué à l'EIT, lorsque le désaccord du laser de couplage est important devant la largeur du niveau excité, les pics d'absorption correspondent aux

conditions  $\Delta_r = \delta$  (la largeur est la largeur du niveau excité) et  $\Delta_c = \Delta_c - \delta$  (la largeur est beaucoup plus faible) [65].  $\delta$  dépend de  $\Delta_c$  et de l'intensité du laser de couplage. En particulier on peut choisir cette intensité pour que  $\delta/2\pi$  corresponde à la fréquence du mouvement des ions dans le piège. Dans ce cas, l'absorption du pic fin correspond à la transition

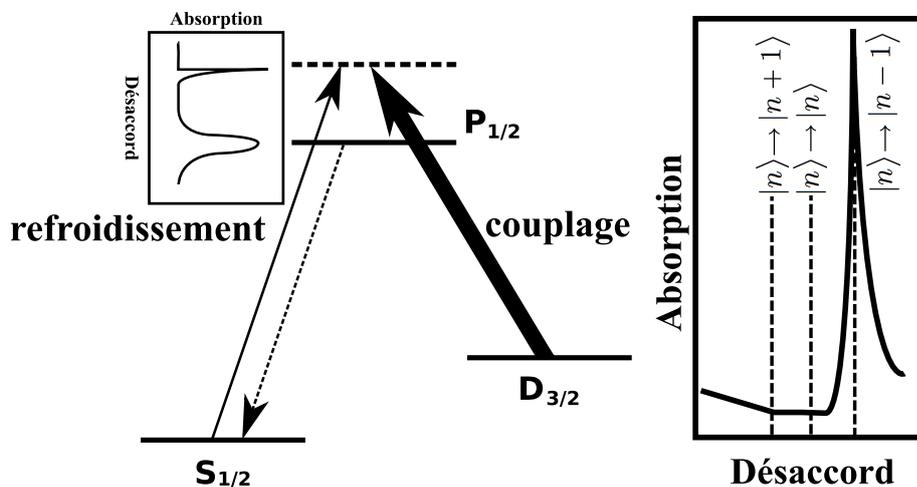


FIG. 3.8 – Schéma du refroidissement par EIT. La présence du laser de couplage intense modifie l'absorption du laser de refroidissement. L'encart dans le schéma de niveaux atomiques montre les deux pics dans le spectre d'absorption du laser de refroidissement. À droite on a représenté le pic le plus fin dans la situation du refroidissement par EIT, la probabilité de l'excitation  $|f\rangle|n\rangle \rightarrow |e\rangle|n\rangle$  est négligeable.

$|f\rangle|n\rangle \rightarrow |e\rangle|n-1\rangle$  et l'interférence destructive de l'EIT rend la transition  $|f\rangle|n\rangle \rightarrow |e\rangle|n\rangle$  négligeable. La désexcitation s'effectue sans modifier le niveau vibrationnel si on est dans le régime de Lamb-Dicke. Expérimentalement cette méthode a été réalisée et une probabilité de 90% dans le mode  $|f\rangle|0\rangle$  a été mesurée. Le principal avantage est le fait que refroidir un mode n'échauffe pas les autres : l'interférence destructive est obtenue pour le mode refroidi mais aussi pour les autres modes.

**Two steps Doppler Cooling** Cette technique a été proposée dans [139] pour les atomes alcalino-terreux ionisés une fois et réalisée dans [140] sur l'ion  $\text{Ca}^+$ . Dans le schéma à trois niveaux  $|S_{1/2}\rangle$ ,  $|P_{1/2}\rangle$  et  $|D_{3/2}\rangle$  de cette famille atomique, les deux niveaux excités ne sont pas adressés dans une structure en  $\Lambda$  comme dans le refroidissement Doppler classique mais dans une structure en échelle représentée sur la figure 3.9. Le premier laser excite la transition quadropolaire électrique du fondamental  $|S_{1/2}\rangle$  vers le niveau métastable  $|D_{3/2}\rangle$  et le second laser adresse la transition dipolaire entre  $|D_{3/2}\rangle$  et le niveau  $|P_{1/2}\rangle$ . Le calcul numérique montre que lorsque les deux lasers sont désaccordés négativement, une force de friction apparaît. L'intensité de la friction dépend de  $\Gamma_{eff}$  qui est la largeur à mi-hauteur du spectre de fluorescence  $|P_{1/2}\rangle \rightarrow |S_{1/2}\rangle$  et de la population présente dans le niveau  $|P_{1/2}\rangle$ . La largeur effective dépend des fréquences de Rabi et du désaccord sur la transition 2. En particulier, elle peut être rendue inférieure à la largeur naturelle du niveau  $|P_{1/2}\rangle$  et comme c'est cette grandeur qui donne la température limite, il est possible d'atteindre des températures plus basses que dans la méthode de refroidissement Doppler classique. Concernant la proportion dans l'état excité, elle a été calculée avec un choix de paramètres réalistes, comme étant dix

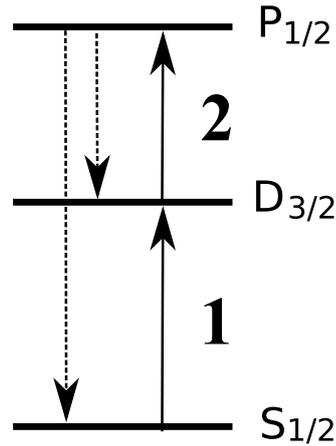


FIG. 3.9 – Schéma du refroidissement Doppler en deux étapes. Les deux lasers adressent les transitions notées 1 et 2, et la fluorescence est détectée sur la désexcitation  $|P_{1/2}\rangle \rightarrow |S_{1/2}\rangle$

fois moins importante que dans un schéma en  $\Lambda$ . Cela est suffisant pour réaliser la méthode puisqu'expérimentalement des températures de quelques mK ont été atteintes, bien en dessous de la température limite Doppler supérieure à 100 mK.

Les principaux avantages de cette méthode sont un très faible bruit sur le signal de fluorescence  $|P_{1/2}\rangle \rightarrow |S_{1/2}\rangle$ , car les lasers sont à des longueurs d'onde très différentes (dans le cas du  $\text{Sr}^+$  la fluorescence est détectée à 422 nm pour des lasers fonctionnant aux longueurs d'onde de 690 nm et 1091 nm), et la possibilité de contrôler la température limite du refroidissement par l'intensité des faisceaux et leur désaccord. On peut notamment se placer initialement dans une situation où  $\Gamma_{eff}$  est important correspondant certes à une température limite élevée mais aussi à une grande vitesse de capture et une dynamique de refroidissement rapide, puis diminuer peu à peu cette valeur de façon à atteindre des températures plus faibles. Cette méthode est limitée par la cinétique de refroidissement qui devient de plus en plus lente à mesure que  $\Gamma_{eff}$  est diminué. Un autre intérêt est qu'il est théoriquement possible d'atteindre un refroidissement jusqu'au niveau vibrationnel le plus faible avec uniquement deux faisceaux sans résoudre spectralement les niveaux vibrationnels. Enfin le dernier avantage tient au fait que l'on utilise des longueurs d'onde rouge et infrarouge (à comparer aux longueurs d'onde bleue ou violette utilisées dans la structure classique en  $\Lambda$ ) : les sources lumineuses sont très nombreuses.

### 3.4 Techniques de détection pour les ions piégés

Cette section décrit les différentes mesures que l'on peut effectuer sur un nuage d'ions piégés. Elles permettent d'accéder au nombre d'ions piégés, la composition chimique de la population, la température et la densité de l'échantillon. Certaines méthodes sont destructives. D'autres méthodes fondées sur la fluorescence des ions refroidis ou le bruit électrique sur les électrodes dû aux ions ne détruisent pas l'échantillon.

### 3.4.1 Dispositifs de comptage et spectre de masse

**Détecteur d'ions** Le dispositif le plus élémentaire capable de détecter des ions est la coupe de Faraday. Il s'agit d'une pièce métallique creuse, que percutent les paquets d'ions, reliée à un électromètre capable de détecter la charge gagnée. Dans la pratique ce capteur n'est pas très sensible et on préfère utiliser des multiplicateurs d'électrons. Ces appareils fonctionnent sur le principe de l'émission secondaire, qui est l'émission d'électrons par un matériau induite par un flux de particules chargées —en l'occurrence des ions ou des électrons— pour obtenir un gain important du signal électrique. On peut distinguer parmi ces appareils les multiplicateurs à plusieurs dynodes et les galettes de microcanaux. La partie active du premier dispositif est un jeu de dynodes placées en vis à vis définissant une série où chaque dynode est maintenue à un potentiel plus important que la précédente. Sur la première dynode l'impact d'un cation produit un électron immédiatement attiré et projeté sur la deuxième électrode voisine et de potentiel supérieur. Ce second impact génère un ou plusieurs électrons qui sont accélérés vers la troisième dynode pour créer à son tour de nouveaux électrons. En fin de chaîne, le nombre d'électrons peut atteindre  $10^8$  pour une vingtaine d'électrodes et dépend de la différence de tension entre deux électrodes voisines. La galette de microcanaux est formée d'un réseau de petits tubes qui traversent de part en part la structure. L'impact de l'ion incident génère sur une des deux surfaces un électron qui s'engage dans un des tubes. L'électron rentre en collision avec la paroi sous tension, et il y a émission secondaire et création de nouveaux électrons qui à leur tour viennent percuter la paroi. On retrouve le principe d'une suite de collisions qui amplifient le signal, mais dans ce cas il est possible de résoudre spatialement les impacts sur la galette. Avec cette famille d'appareils, le signal électrique produit en bout de chaîne est suffisamment important pour être traité ou amplifié de manière plus conventionnelle et on est capable de mesurer le nombre d'ions qui se sont projetés sur la première dynode.

Un tel appareil permet de recenser les ions contenus dans un piège moyennant certains aménagements au montage expérimental. Tout d'abord il est nécessaire de modifier les tensions d'alimentation du piège pour abaisser le potentiel et faire sortir les ions de la zone de confinement. De plus il faut assurer que les ions parviennent jusqu'au détecteur. Dans la pratique on limite l'étendue de la zone dont on fait basculer le potentiel et on utilise une lentille électrostatique dont le rôle est de focaliser les lignes de champ issue de la zone de sortie sur la grille du détecteur. La proportion d'ions qui arrivent sur la grille est principalement donnée par la qualité de la focalisation ainsi que par le temps de commutation des tensions, que l'on cherche aussi court que possible. Cette méthode a le désavantage d'être destructive, de nécessiter des modules de commutation et des électrodes supplémentaires à placer en chambre à vide.

**Spectrométrie de masse** La spectrométrie de masse consiste à déterminer la distribution en masse d'un échantillon d'ions. Pour cela on peut tirer partie de la sélectivité en masse du piège de Paul linéaire. Rappelons qu'une espèce est stabilisée dans le piège de Paul linéaire, si le paramètre  $q = \frac{ZeV_{RF}}{mR^2\omega_{RF}^2}$  est inférieur à 0.9. Des espèces simultanément piégées sont caractérisées par un rapport charge sur masse  $\frac{Ze}{m}$  nécessairement compris dans un certain intervalle dépendant de la tension RF et la géométrie du piège. Différentes méthodes sont possibles pour séparer et détecter les ions dont la plus simple est sans doute le balayage de Finnigan [141]. Dans cette technique, les paramètres du piège sont progressivement modifiés

de façon à rendre les espèces instables selon la valeur de leur rapport charge sur masse. Si on est capable de détecter combien d'ions quittent le piège et à quel moment, un spectre en masse de l'échantillon est obtenu. Cette technique a par ailleurs fait l'objet d'un brevet [142]. Une autre méthode [143] s'appuie sur la dépendance en masse des fréquences propres du mouvement (équation 2.6), elle consiste à répéter des séquences d'excitation, éjection et mesure. On alimente pour cela une ou les deux électrodes DC avec une tension oscillante excitatrice ("tickler"). Lorsque cette tension correspond à la fréquence du mouvement d'une espèce d'ions présente, celle-ci gagne de l'énergie, et si le temps d'excitation est suffisamment long les ions excités quittent le piège. La mesure de la population restante peut s'effectuer par éjection du nuage vers un détecteur. Il suffit de répéter cette séquence à d'autres fréquences, pour déterminer les fréquences de résonance pour lesquelles le nombre d'ions détectés est plus faible que le nombre moyen. Les fréquences et l'ampleur de la résonance associée donnent la masse et la proportion des ions présents. Selon le mode d'excitation, il peut y avoir résonance d'une espèce même si la fréquence d'excitation ne correspond pas à une fréquence propre.

On note  $V_{exc} = V_0 \cos(\omega_e t)$  la tension d'excitation et on choisit  $V_0$  suffisamment faible pour être considéré comme une perturbation par rapport à la tension  $V_{RF}$ .

Considérons le premier cas où une seule des électrodes DC porte la tension excitatrice. La force qui s'applique à un ion proche du centre dépend de sa position mais au premier ordre la force sera simplement sinusoïdale :

$$\vec{F} = \vec{F}_0 \cos(\omega_e t)$$

L'effet de  $\vec{F}_0$  est essentiellement dans la direction  $y$  (voir la figure 2.2) et on limite l'équation du mouvement à ce seul axe, en décrivant l'effet du champ piégeant par le potentiel moyen et en négligeant les interactions coulombiennes.

$$m\ddot{y} + m\omega_r^2 y = F_0 \cos(\omega_e t)$$

On se retrouve dans le cas d'un oscillateur harmonique non amorti forcé à la fréquence  $\omega_e/2\pi$ . Il y aura une seule résonance pour  $\omega_e = \omega_r$ . Le spectre présentera un creux par espèce.

Considérons à présent le second cas où les deux électrodes DC portent la tension excitatrice. En suivant le raisonnement qui mène à l'expression 2.2 page 39, on sait que le potentiel perturbatif sera donné par

$$\Psi_{exc} = \frac{V_{exc}}{2R^2}(y^2 - x^2)$$

Cette fois les équations du mouvement seront de la forme :

$$m\ddot{u} + m\omega_r^2 u = a \cos(\omega_e t)u$$

avec  $a = \frac{eV_0}{R^2}$ , et ce qui s'écrit encore

$$\ddot{u} + \omega_r^2(1 + \alpha \cos(\omega_e t))u = 0 \quad (3.1)$$

avec  $\alpha = \frac{eV_0}{m\omega_r^2 R^2} = q\left(\frac{\omega_{RF}}{\omega_r}\right)^2 \frac{V_0}{V_{RF}}$ . On voit ici la condition pour que  $V_{exc}(t)$  soit une perturbation :

$$\alpha \simeq \frac{1}{q} \frac{V_0}{V_{RF}} \ll 1 \quad V_0 \ll qV_{RF}$$

L'équation 3.1 est celle d'un oscillateur paramétrique. D'après l'analyse de [144], les résonances se produisent pour les fréquences  $\nu(p) = \frac{\omega_r}{\pi p}$  sur une largeur spectrale  $\Delta(p) = \alpha^p \omega_r$ , ce qui limite le nombre de résonances observables aux premiers ordres.

On peut par ces méthodes exciter également le mouvement longitudinal. Par l'une ou l'autre des excitations décrites on peut enrichir le spectre du mouvement transverse de tous les ions présents à la fréquence d'excitation voire à d'autres fréquences dans le cas de l'excitation paramétrique. Par le couplage coulombien, l'équation du mouvement longitudinal comportera un terme oscillant à ces fréquences. Si l'une d'elles correspond à la fréquence longitudinale d'une espèce, on excite alors le mouvement longitudinal.

La précision du spectre acquis est donnée par le pas de fréquence choisi. L'amplitude des pics donne les proportions des espèces si la sélectivité de la résonance est bonne. En effet, on peut remarquer que le couplage coulombien va distribuer l'énergie gagnée dans la résonance d'une espèce à l'ensemble du nuage. Si le couplage est très important, l'espèce excitée peut transmettre à une partie des autres ions suffisamment d'énergie pour quitter le piège. Le nombre d'ions mesurés ensuite ne correspond donc pas tout à fait à la fraction non excitée de l'ensemble. Enfin pour que le spectre ait du sens, un soin particulier doit être porté à la reproductibilité du chargement, pour que sa composition chimique varie peu.

### 3.4.2 Diagnostics électriques du nombre d'ions

Il existe des méthodes "tout-électrique" [145] [146] qui permettent d'estimer le nombre d'ions présents dans le piège sans avoir à éjecter le nuage. Elles tirent partie des charges images induites sur les électrodes de piégeage par les ions piégés : par exemple deux électrodes du piège forment les deux plaques d'un condensateur pour peu qu'elles soient reliées électriquement dans un circuit extérieur, et le mouvement des ions y génère un courant. L'analyse du bruit électrique dans le circuit ou bien l'analyse de la résonance du mouvement des ions par le circuit permettent d'estimer la population piégée. La méthode développée dans [146] consiste à analyser le bruit dans le circuit électrique composé d'un circuit *RLC* parallèle de fréquence propre  $\omega_{ext}/2\pi$  proche de la fréquence du mouvement des ions  $\omega_{ion}/2\pi$ . Le dipôle formé par les deux électrodes et les ions peut se modéliser par une capacité et une inductance (notées  $c$  et  $l$  dans le cas d'un seul ion piégé) placées en série et dont les expressions dépendent de la masse et la charge des ions, la population piégée, des dimensions du piège et enfin de la raideur du potentiel dans la direction définie par les deux électrodes. En l'absence d'ions, le bruit thermique de la résistance  $R$  montre la résonance du système *RLC* et le spectre de bruit est une lorentzienne centrée sur  $\omega_{ext}$  (voir figure 3.10a). La présence d'ions déforme cette courbe et aux fréquences du mouvement une partie de l'énergie du circuit électrique est absorbée par l'ensemble atomique. Si l'on fait coïncider  $\omega_{ext}$  et  $\omega_{ion}$ , on obtient alors un spectre symétrique montrant un creux en son centre. La largeur de ce creux  $\Delta_c$  est relié au nombre  $N$  d'ions présents. Lorsque ce nombre est faible  $\Delta_c = \frac{RN}{2\pi l}$  (figure 3.10b) et lorsque ce nombre est grand  $\Delta_c = \frac{\sqrt{N}}{2\pi\sqrt{lC}}$  (figure 3.10c), la frontière entre ces régimes s'obtient pour  $N = \frac{R^2C}{l}$ .

La difficulté de la mesure tient à la faible puissance des signaux. Expérimentalement, on peut procéder en couplant une bobine secondaire au dipôle  $L$  et envoyer le signal obtenu dans un amplificateur bas bruit. Les figures 3.10 correspondent à des électrons piégés dans un piège de Penning, et les erreurs sur les estimations du nombre d'électrons sont d'environ 50%.

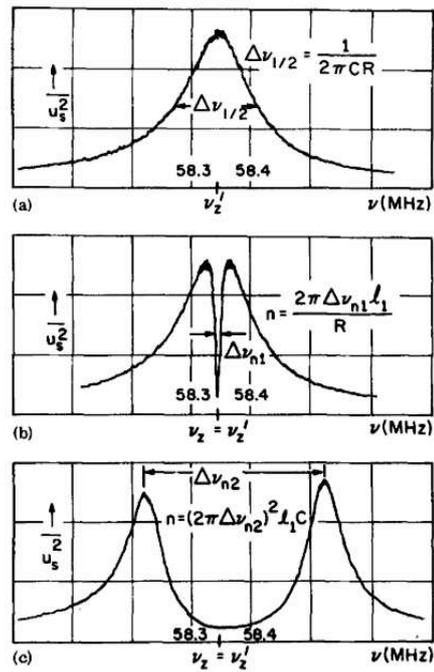


FIG. 3.10 – Spectre de bruit du circuit électrique en l'absence d'ions piégés (a), en présence d'un faible nombre (b) et d'un grand nombre (c) d'ions. Reproduction autorisée extraite de [146], Copyright ©1975, American Institute of Physics

Deuxième partie  
Résultats Expérimentaux



# Chapitre 4

## Ensemble du dispositif expérimental

On présente dans ce chapitre l'essentiel de l'appareillage et des outils expérimentaux utilisés durant le travail de thèse. La première section résume dans un cahier des charges les objectifs expérimentaux et motive les développements expérimentaux. La seconde section concerne le logiciel de simulation Simion® utilisé pour le développement des pièges. On décrit ensuite les pièges qui ont été utilisés, l'architecture des tensions qui les alimentent, la mise en oeuvre des techniques d'ionisation et de refroidissement, et enfin le système d'imagerie.

### 4.1 Cahier des charges expérimentales

L'objectif de ce travail de thèse est le développement d'un milieu atomique formé d'ions  $\text{Sr}^+$  pour la réalisation d'une mémoire quantique. Comme précisé à la page 24, le milieu atomique support d'une telle mémoire doit présenter un bon couplage avec la lumière et d'autre part une grande résistance à la décohérence. La première condition donne la qualité des phases d'écriture et de lecture, la seconde pondère le temps mémoire que l'on peut espérer. Dans le cas particulier où les ions piégés constituent le support de la mémoire, on cherche à réaliser :

- **un milieu très froid** pour que l'élargissement Doppler ne diminue pas l'interaction avec la lumière. On peut établir que pour un régime cristallin où la distance entre les ions est inférieure à  $30 \mu\text{m}$ , cette condition est réalisée.
- **un milieu très dense** car la densité influe sur la profondeur optique
- une forme du nuage allongée pour obtenir un recouvrement spatial avec le faisceau lumineux important
- **un champ magnétique homogène** sur toute la zone du nuage pour augmenter la cohérence du milieu
- **un environnement ultra vide** pour diminuer les collisions avec le gaz résiduel

Ces objectifs permettent d'établir un cahier des charges pour le développement de l'expérience. On cherche à :

- Atteindre le régime cristallin, et travailler avec cristaux de très grande densité. Pour être plus quantitatif, on peut s'inspirer du calcul des pages 161 et suivantes et prendre

comme objectif un cristal de 3 cm de long et de section  $10^{-6}$  m<sup>2</sup> capable d'absorber 50% de l'intensité lumineuse incidente. On a alors besoin d'une densité de  $10^{15}$  ions/m<sup>3</sup> (distance entre ions voisins inférieure à 10  $\mu$ m). Concrètement on met en oeuvre le refroidissement Doppler dont la température limite est compatible avec un cristal de cette densité. Il faut disposer d'un piège où le chauffage RF est suffisamment faible pour être toujours dominé par le refroidissement et ainsi atteindre le régime cristallisé. Enfin, il est nécessaire de travailler avec des hautes tensions et des hautes fréquences. On développe donc un piège suffisamment grand pour contenir un tel nuage, et pour limiter les effets de chauffage on choisit une géométrie bien symétrique qui comporte des électrodes de compensation. Concernant la tension radiofréquence, si on imagine que l'on peut conserver un cristal dans un piège pour une valeur du facteur  $q = 0.1$ , on doit travailler avec  $\omega_{RF} = 2\pi \times 7$  MHz et  $V_{RF} = 1500$  V pour atteindre la densité de  $10^{15}$  ions/m<sup>3</sup>.

- Concernant le recouvrement spatial, le nuage sera allongé dans l'axe du piège et l'impulsion lumineuse à stocker sera envoyée dans ce même axe. Cela suppose que le dit axe soit libre de tout obstacle, en particulier le détecteur à ions.
- Pour connaître l'état du système, et en particulier le nombre d'ions, la température, les dimensions du nuage et sa densité, on doit évidemment disposer de capteurs. Un détecteur d'ions et le signal de fluorescence acquis sur un photomultiplicateur ou une caméra CCD permettent de se renseigner sur l'état du nuage d'ions. Le positionnement du détecteur et des électrodes de transport doit être compatible avec la libération de l'axe optique.
- Concernant le champ magnétique, un système de bobines alignées sur l'axe du piège et entourant la chambre à vide permettrait d'obtenir une bonne homogénéité. Cela suppose que la chambre à vide ait une géométrie adaptée, ce qui n'a pas été le cas durant cette thèse.
- Concernant la qualité du vide, on travaille avec une pompe ionique capable de descendre à une pression de  $10^{-10}$  mbar. Cependant, dans la zone du piège la présence du four atomique sous tension et du canon à électrons éventuellement actif dégrade le vide. Pour limiter ces effets, on a recours à la technique de photoionisation qui permet de se passer de canon à électrons et travailler avec des flux atomiques plus faibles. Il est également possible de placer des diaphragmes pour filtrer le flux atomique et limiter la pollution.

## 4.2 Le logiciel Simion®

Il s'agit d'un logiciel de simulation capable de calculer le potentiel électrique produit par un ensemble arbitraire d'électrodes et de déterminer les trajectoires d'ions présents dans ce potentiel. Les versions 7.0 et 8.0 du logiciel utilisées dans l'équipe ont été développées à l'Idaho National Engineering Environment Laboratory. Cet outil est utilisé pour valider une architecture de piège ou de transport, prévoir le jeu de tensions optimal et les fréquences du mouvement. On détaille le principe du calcul du potentiel électrique, fondé sur la résolution de l'équation de Laplace par la méthode des différences finies, et celui des trajectoires fondé sur l'intégration des équations du mouvement avec un pas de temps auto-adapté.

**Potentiel électrique** Le travail consiste tout d'abord à écrire un fichier de géométrie qui contient la position et la forme de toutes les électrodes dont on souhaite simuler les effets. On définit alors un maillage régulier de l'espace, dont le pas ou *grid unit* pondère la qualité de définition des potentiels et les temps de calcul. Le logiciel produit un tableau de valeurs, appelé *Potential Array* ou PA dans lequel chaque point de l'espace se trouve associé à deux nombres, le potentiel électrique d'une part et d'autre part un chiffre caractérisant la nature du point, à savoir s'il fait partie d'une électrode (et laquelle) ou non. Le calcul du potentiel s'effectue de la manière suivante : les points électrodes définissent les conditions aux limites de l'équation de Laplace et leur potentiel est fixe durant tout le calcul. Pour les autres points la procédure de calcul est itérative et consiste pour chaque étape à modifier le potentiel par la moyenne des potentiels des 6 points voisins (ou 4 points en deux dimensions). Lorsque ce calcul est achevé, chaque point O entouré par les points A, B, C, D, E et F (voir figure 4.1) vérifie l'équation des potentiels :

$$P_0 = \frac{1}{6}(P_A + P_B + P_C + P_D + P_E + P_F) \text{ qui équivaut à } ((P_A - P_O) - (P_O - P_B)) + ((P_C - P_O) - (P_O - P_D)) + ((P_E - P_O) - (P_O - P_F)) = 0$$

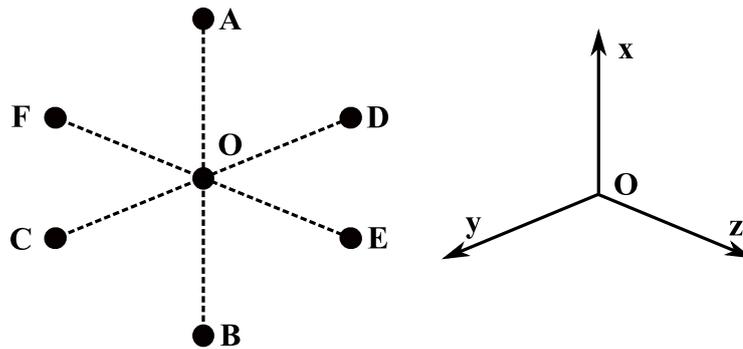


FIG. 4.1 – Représentation d'un point O du maillage entouré de six points voisins

Cette dernière équation est, à un facteur géométrique près, l'écriture discrète de l'équation de Laplace au point O. Les potentiels calculés respectent l'équation de Laplace et les conditions aux limites.

L'utilisateur peut choisir deux méthodes du calcul du potentiel. Dans la première méthode, correspondant à la fonction *Refine*, on entre toutes les tensions de consigne des électrodes, et le potentiel est calculé. Dans l'autre méthode, correspondant à la fonction *Fast Adjust*, il y a un calcul par électrode. On génère autant de fichiers PA que d'électrodes simulées, obtenus par la même méthode que précédemment mais à la différence des conditions aux limites. Pour l'exemple du PA de l'électrode 1, on attribue aux point de cette électrode le potentiel de 1 V et aux points des autres électrodes un potentiel nul. Pour déterminer le potentiel total on utilise la linéarité des potentiels électriques par rapport aux tensions de consigne. En notant  $P^i(\vec{r})$ , le potentiel créé par la  $i$ -ème électrode au point  $\vec{r}$  lorsqu'elle est alimentée sous 1 volt, et en notant  $V^i$  son potentiel de consigne, le potentiel électrique  $P$  total s'écrit en  $\vec{r}$  :

$$P(\vec{r}) = \sum_i V^i P^i(\vec{r})$$

Le temps global de calcul dans cette seconde méthode est donc plus important que dans la première méthode, plus précisément il est autant de fois plus important qu'il y a d'électrodes dans la structure. Son principal intérêt est de pouvoir déterminer rapidement le potentiel quelque soient les tensions de consigne des électrodes, ce qui est particulièrement intéressant pour le calcul de trajectoire en présence de tensions oscillantes.

**Trajectoire** Il est possible de calculer la trajectoire d'une particule chargée dans un potentiel électrique dépendant du temps, en précisant les conditions initiales de position et vitesse. Au point courant on calcule le champ électrique instantané, l'accélération dont on déduit par intégration la vitesse et la position au moment suivant. L'intégration s'effectue par une méthode Runge-Kutta d'ordre 4. Pour obtenir une bonne précision de la trajectoire en limitant le temps de calcul, le logiciel adapte dynamiquement le pas de temps à chaque itération. On introduit une distance  $d$ , qui est un maximum à franchir dans une étape, et on calcule une distance d'arrêt donnée par  $\frac{v^2}{2a}$  où  $v$  et  $a$  sont les normes de vitesse et d'accélération. On calcule le pas de temps à partir des temps  $d/v$  et  $\sqrt{2d/a}$ , pas de temps que l'on diminue éventuellement si la distance d'arrêt est faible.

## 4.3 Piège IPIQ Version 1.0

Un premier piège de Paul linéaire a été dessiné et fabriqué au laboratoire en 2004. Il a été utilisé jusqu'en octobre 2008. Plusieurs objectifs étaient visés lors de la construction de cette première version du piège. Il s'agissait tout d'abord de démontrer le fonctionnement du piège, de produire ensuite un nuage majoritairement composé de  $\text{Sr}^+$ , et enfin de procéder au refroidissement Doppler. La démonstration du piégeage et la détermination de la composition chimique des espèces piégées nécessite un système de détection qui permet de compter les ions présents dans le piège et d'effectuer des spectres de masse. Le piégeage et le refroidissement d'ions  $\text{Sr}^+$  a été démontré dans ce dispositif, mais un chauffage RF excessif a rendu le régime cristallin inaccessible. On décrit ici les caractéristiques de ce piège, ses performances et ses limitations qui ont poussé au développement d'une seconde version. Les deux pièges ont été utilisés dans une chambre à ultra vide munie d'une pompe ionique, le vide stationnaire atteint une valeur de  $10^{-10}$  mbar.

### 4.3.1 Caractéristiques

**Structure générale** Outre le piège de Paul linéaire, la première structure (figure/refpiege1) comporte un système pour produire des ions par bombardement électronique et un système de détection (voir section 3.4.1) comprenant un tube métallique et un détecteur d'ions électriquement blindé. L'ensemble des pièces du piège et du système de mesure est maintenu au dessus d'une plaque métallique en inox reliée électriquement à la masse et fixée rigidement au couvercle de la chambre à vide. Les dimensions de cette plaque sont 260 mm×100 mm. Sous cette plaque sont placés un canon à électrons et deux fours pour produire des vapeurs atomiques de Strontium ou de Barium. La plaque est percée d'une gorge de quatre centimètres de long à l'aplomb du centre du piège pour laisser passer les flux électroniques et atomiques.

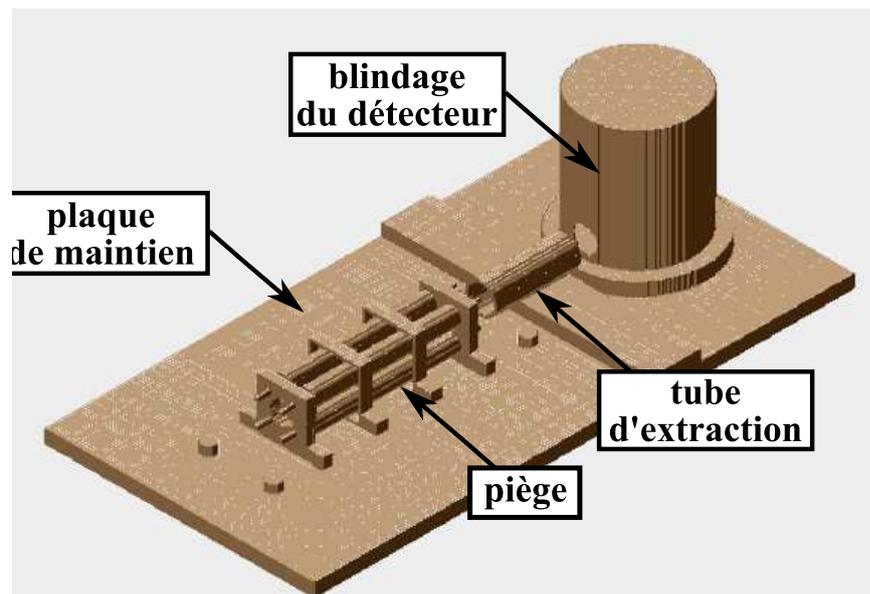


FIG. 4.2 – Schéma du piège version 1.0 et système de détection

**Piège de Paul linéaire** Une photographie du piège est donnée sur la figure 4.3. Les électrodes RF et DC sont quatre barres cylindriques en cuivre OFHC<sup>1</sup>. Leur diamètre est de 6.4 mm au centre sur une longueur de 60 mm, et de 2 mm aux extrémités sur une longueur de 10 mm. Les quatre points d'intersection entre les axes des barres et le plan transverse, forment un carré de longueur 9 mm. Ceci donne un facteur  $R = 3.12$  mm (défini page 39). Les endcaps sont des pièces en inox de forme carrée de 17 mm de coté qui encadrent les électrodes en cuivre. La zone de piégeage s'étend sur 3 mm radialement et 20 mm axialement. Concernant le positionnement mécanique et l'isolation électrique de ces pièces, les électrodes en cuivre RF et DC sont maintenues mécaniquement entre les pièces métalliques de forme carrée situées aux extrémités de la structure et sont électriquement isolées grâce à des pièces de Macor®<sup>2</sup>. La figure 4.4 montre une coupe du système. Il est possible de prendre des contacts électriques aux extrémités des barres, dans la pratique on utilise des dominos pour connecter l'électrode à un fil électrique. Les endcaps sont maintenues mécaniquement à la plaque par deux vis et quatre pièces de céramique assurent l'isolement électrique, comme montré sur la figure 4.5. Précisons que la vis se fixe dans l'endcap et que l'on peut maintenir entre la tête et la céramique un fil électrique pour acheminer la consigne électrique.

<sup>1</sup>Oxygen Free Hard Copper, c'est à dire du cuivre sans oxygène adapté à un environnement ultravide

<sup>2</sup> il s'agit d'une céramique isolante usinable et compatible ultravide disponible chez Sceram [www.sceram.com](http://www.sceram.com)

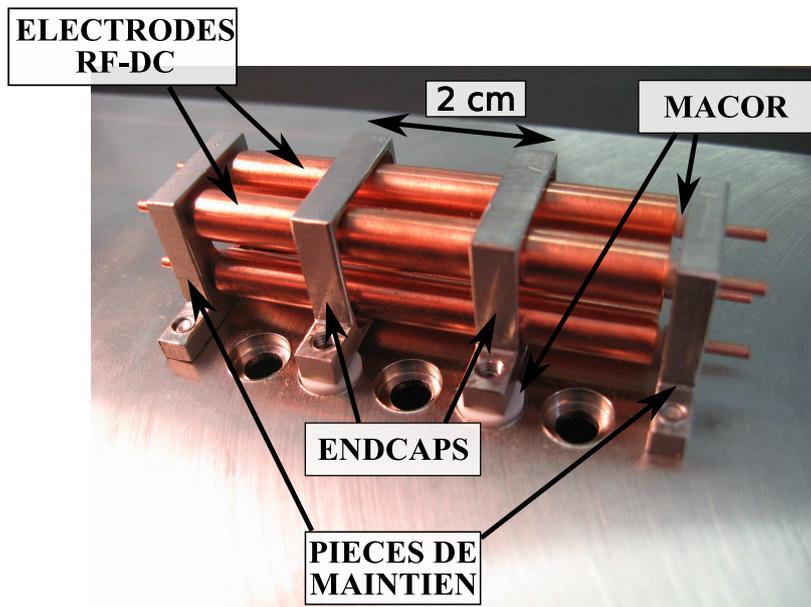


FIG. 4.3 – Cliché du premier piège de Paul linéaire utilisé dans l'équipe

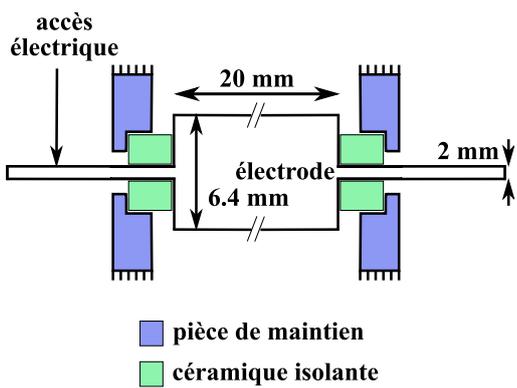


FIG. 4.4 – Principe de maintien et d'isolation des électrodes Rf et DC

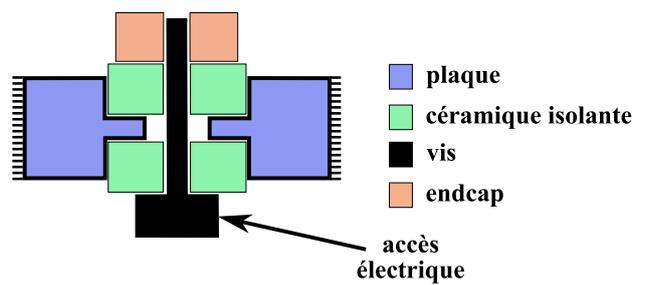


FIG. 4.5 – Principe de maintien et d'isolation des endcaps

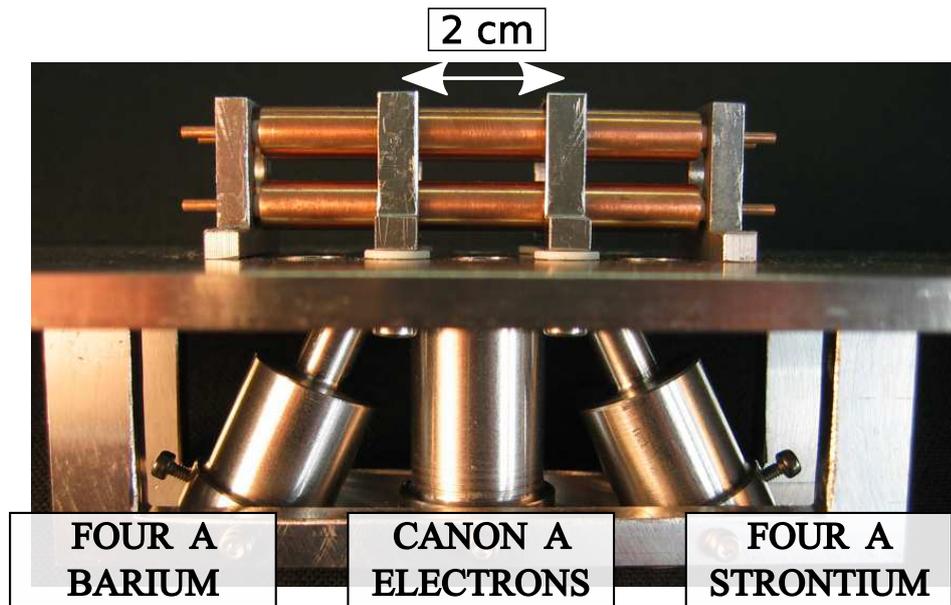


FIG. 4.6 – Cliché du piège de Paul linéaire et du système de production des ions

**Fours atomiques et Canon à électrons** La figure 4.6 est un cliché du piège, des deux fours atomiques et du canon à électrons. Les fours sont des enceintes cylindriques en acier inoxydable percées d'un trou dans l'axe qui pointe vers le centre du piège. Elles contiennent une pépite de l'élément que l'on souhaite produire, pépite maintenue dans un panier formé d'un fil de tungstène. En faisant passer un courant dans ce fil, on chauffe la pépite par effet Joule et on sublime une partie des atomes. Le canon à électrons a été représenté sur la figure 4.7.

### 4.3.2 Possibilités-Limites

Pour démontrer le confinement des ions et déterminer les espèces présentes, il est possible de compter les ions présents dans le piège et d'effectuer des spectres de masse. On détaille maintenant le fonctionnement de la détection des ions.

Les ions sont éjectés selon l'axe du piège en créant un gradient de potentiel grâce aux endcaps. Celles-ci ne sont donc pas en contact électrique même si pour piéger elles sont placées à la même tension. La séquence d'éjection consiste à commuter ces électrodes, en portant la première endcap à un potentiel plus important que durant la phase de confinement et la seconde à la masse. Le nuage est alors déplacé hors du piège vers le détecteur. Comme cette pièce est portée à une tension négative, le nuage traverse la pièce vers la grille du détecteur qu'il percute finalement. La trajectoire est représentée dans une coupe du dispositif sur la figure 4.8. La distribution de vitesse transverse et la répulsion coulombienne tendent à disperser le nuage, et le rôle du tube métallique est de réduire cette divergence et d'augmenter la population qui percute le détecteur. Cette séquence d'éjection-transport a été simulée sous Simion® (cf. supra), et pour un jeu de tensions optimal la grande majorité des ions piégés (plus de 95%) atteignent le détecteur après la commutation des endcaps. Dans la pratique, il est possible de mesurer la fraction du nuage qui arrive effectivement au détecteur si on

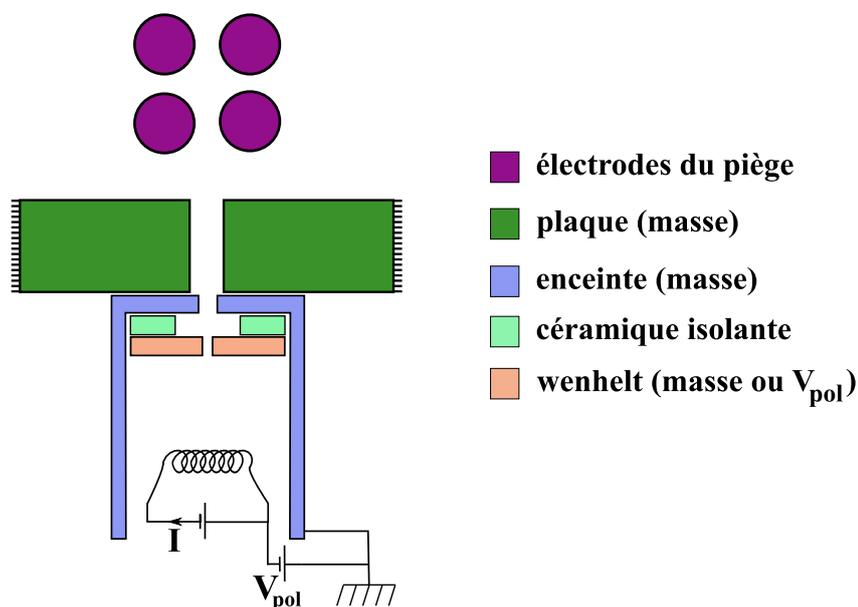


FIG. 4.7 – Coupe schématique du canon à électrons. L'enceinte en contact électrique avec la masse est le corps du canon

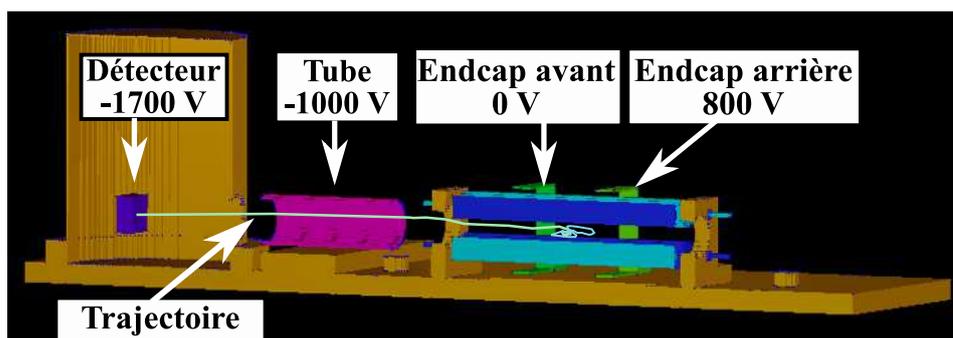


FIG. 4.8 – Coupe schématique du piège et du système de détection. La trajectoire d'un ion a été représentée lors d'une séquence d'éjection

dispose d'une seconde façon de mesurer le nombre d'ions, par exemple à partir du signal de fluorescence.

Le détecteur est contenu dans une enceinte métallique reliée à la masse, afin que le signal RF qui apparaît sur les conducteurs non protégés dans la chambre, n'entache pas le signal d'ion. Les électrodes RF et DC sont reliées électriquement par paires. Lors de la phase de piégeage, les électrodes DC sont reliées au zéro électrique, mais durant les spectres de masse, elles sont alimentées par une tension oscillante de quelques volts pour exciter de manière paramétrique le mouvement des ions (voir page 75).

Le piège a été caractérisé avec des ions Argon puis utilisé pour piéger des ions Strontium  $Sr^+$ . La démonstration du confinement a été faite par des mesures de temps de vie des ions dans le piège. La méthode du refroidissement Doppler a pu être mise en oeuvre sur les ions  $Sr^+$  et démontrée par l'augmentation du temps de vie et la détection d'un signal de fluorescence. Cependant la température obtenue n'était pas suffisamment basse pour atteindre le régime cristallin.

La principale limitation de ce système est le chauffage RF qui y règne. La présence de la plaque de maintien introduit une dissymétrie u potentiel électrique, et occasionne un déplacement du minimum de potentiel moyen ressenti par les ions. En particulier, ce minimum ne correspond plus au zéro électrique du champ radiofréquence généré par la paire d'électrodes RF. Le nuage se répartit alors autour d'un axe où le micro-mouvement des ions n'est pas nul, ce qui augmente l'amplitude moyenne du micro-mouvement des ions et l'effet du chauffage RF. Il est plus difficile de refroidir le nuage, ce qui explique que le régime cristallin n'ait pas été atteint.

En outre, le détecteur étant placé sur l'axe du piège, un faisceau envoyé dans cette direction sera bloqué par le détecteur. Il s'agit pourtant de l'axe de symétrie des nuages d'ions usuellement allongés et constitue la direction optimale pour interagir optiquement ou mesurer cette interaction.

Pour dépasser ces deux limites, une seconde version du système expérimental a été développée au cours de ma thèse. Une nouvelle architecture du piège, symétrique et dont l'axe est optiquement libre a été proposée.

## 4.4 Piège IPIQ Version 2.0

Le développement de la seconde version a débuté en janvier 2007. Outre la libération de l'axe du piège et le dessin d'une structure symétrique, d'autres fonctionnalités ont été ajoutées. De nouvelles électrodes ont été ajoutées pour améliorer le positionnement du nuage ou bien adapter le système de détection. Les trois paires d'électrodes ont été modifiées pour augmenter le volume de la zone de confinement et diminuer l'écrantage des endcaps. Une fois le dessin des différentes pièces achevé, elles ont été fabriquées à l'atelier de mécanique du laboratoire. Le piège version 2.0 a été placé dans la chambre à vide en octobre 2008, et le premier signal d'ions piégés obtenu peu de temps après.

### 4.4.1 Caractéristiques

**Améliorations** Les fonctions du premier piège, la génération, le confinement et le comptage d'ions ont toutes été conservés dans le second piège. L'architecture a été redessinée (figure 4.9) afin d'améliorer le potentiel piégeant, de libérer optiquement l'axe du piège et d'augmenter le volume de confinement. Pour atténuer l'effet de chauffage RF, on utilise non

plus une mais deux plaques parallèles et symétriques par rapport au centre du piège pour maintenir la structure et on ajoute deux électrodes de compensation. Les plaques sont reliées électriquement à la masse et de dimensions un peu inférieures à celles de la plaque de la version 1.0. Sous la plaque inférieure se trouvent le canon à électrons et un four à Strontium, le second four a été supprimé. Le système de mesure a été beaucoup modifié car on a déplacé le détecteur hors de l'axe du piège. Deux électrodes inclinent la trajectoire et une lentille électrostatique composée de trois électrodes concentre la trajectoire des ions sur la grille du détecteur. En outre, l'espace entre les endcaps a été augmenté pour augmenter le volume de piégeage, les endcaps ont été redessinées pour être moins écrantées par les électrodes RF et DC.

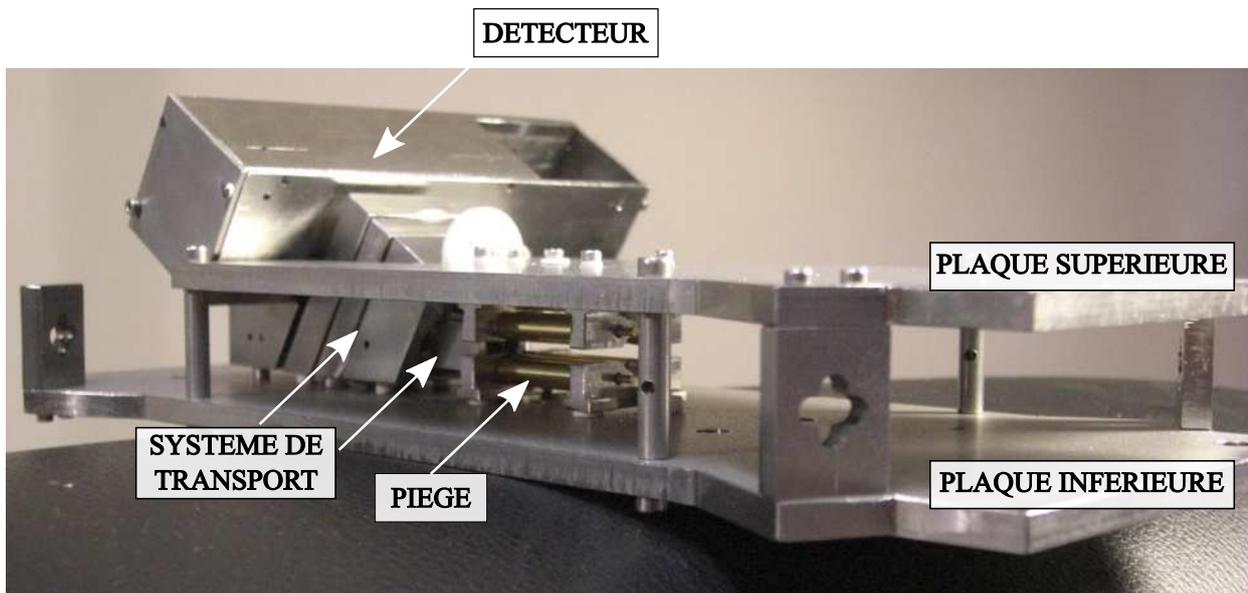


FIG. 4.9 – Cliché du système de piégeage et de comptage de la version 2.0

**Piège de Paul linéaire** Le piège est représenté sur la figure 4.9. Les électrodes RF et DC sont quatre barres cylindriques en cuivre OFHC recouvertes d'un micron d'or par dépôt électrolytique<sup>3</sup>. Leur diamètre vaut 6 mm au centre sur une longueur de 3 cm, et 2 mm aux extrémités sur une longueur de 1 cm. La distance entre les axes des barres n'a pas été modifiée et le paramètre  $R$  vaut toujours 3.36 mm. Chaque endcap est constituée de deux pièces d'acier inoxydable, l'une fixée à la plaque supérieure et l'autre à la plaque inférieure. Leur forme est à peu près rectangulaire et a été dessinée pour ne pas perturber un faisceau dans l'axe si sa section est inférieure à 7 mm. La zone de piégeage s'étend sur 3 mm radialement et 30 mm axialement. Les électrodes dorées sont maintenues mécaniquement entre les endcaps, selon le même principe que dans le premier piège, deux pièces de Macor® assurant l'isolation (figure 4.4). Les endcaps sont fixées mécaniquement aux plaques par une vis et deux pièces de céramique assurent l'isolement électrique, comme dans la version précédente (figure 4.5).

<sup>3</sup>le dépôt a été réalisé par la société Rouge-Pullon, contact@rougepullon.com

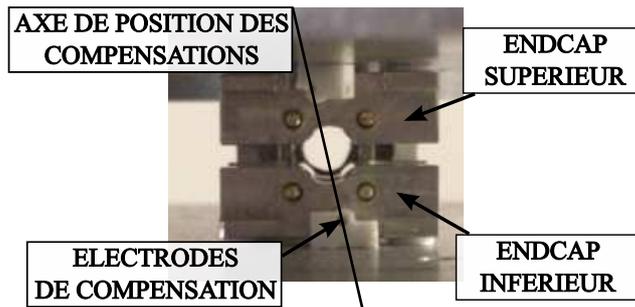


FIG. 4.10 – Cliché du piège pris dans l'axe

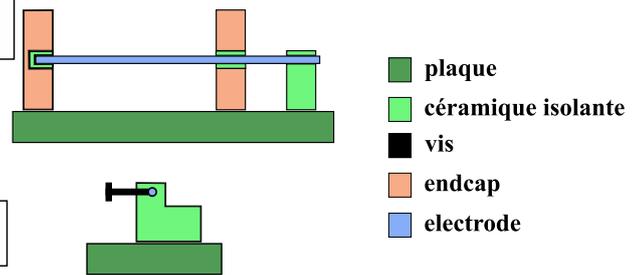


FIG. 4.11 – Principe de maintien et d'isolation des électrodes de compensation

Les électrodes de compensation sont des fils d'acier inoxydable de diamètre 1.3 mm et de longueur 40 mm. Elles sont parallèles aux électrodes dorées et placées sur un axe oblique qui fait un angle de  $10^\circ$  avec la verticale selon le schéma de la figure 4.10. Elles sont maintenues contre une endcap par une vis logée dans une pièce de Macor® fixée sur une des plaques hors du piège (figure 4.11). On assemble les parties inférieures et supérieures indépendamment puis lorsqu'on associe les deux plaques on achève le montage du piège.

**Comptage** Pour libérer l'axe le détecteur d'ion a été placé à 25 mm au dessus de la plaque inférieure, au bout d'un axe incliné à  $32^\circ$  par rapport à l'horizontale. On éjecte les ions hors du piège en utilisant la technique de la précédente version : on commute les endcaps pour créer un gradient de potentiel qui déplace le nuage hors du piège. Les ions sont conduits jusqu'à la grille du détecteur par un système de cinq électrodes représenté sur la figure 4.12. Le rôle des deux premières est d'attirer le nuage et d'en défléchir la trajectoire. Les ions s'engagent alors dans la lentille électrostatique formée de trois blocs métalliques percés dans l'axe à  $32^\circ$  qui concentre les trajectoires sur la grille du détecteur au bout de l'axe. Ces trois blocs sont percés dans l'axe du piège pour ne pas bloquer de faisceau. Ce système d'extraction

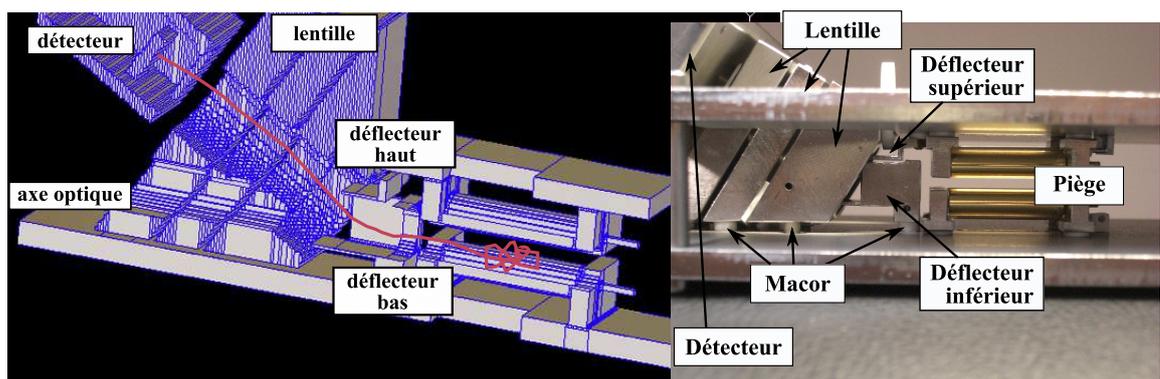


FIG. 4.12 – Cliché et schéma du piège et du système de transport

a été simulé sous Simion® à 90% d'efficacité pour un jeu optimal de tensions. Concernant la fixation et le maintien de ces pièces, on utilise le système de la figure 4.5. L'alignement est

garanti par un jeu de plusieurs cales qui permettent de placer correctement les pièces avant de serrer les vis.

#### 4.4.2 Possibilités

Le système de génération d'ions n'a pas été modifié, on dispose du même canon à électrons, d'un four contenant une pépite de Strontium et le second four a été supprimé. Le dispositif permet toujours de compter les ions au moment voulu et d'effectuer des spectres de masse. Les faisceaux laser qui assurent le refroidissement Doppler peuvent être envoyés selon l'axe du piège dans les deux sens, et selon deux autres directions à  $22.5^\circ$  de l'axe qui correspondent à des hublots de la chambre à vide. Les électrodes de compensation et les électrodes DC qui n'ont pas été reliées électriquement dans cette version, permettent de bouger finement le nuage dans le plan transverse. Selon les simulations sous Simion®, l'effet est de  $40 \mu\text{m}/\text{V}$  dans les directions transverse horizontale et verticale pour les électrodes DC et de  $0.4 \mu\text{m}/\text{V}$  pour les électrodes de compensation. Expérimentalement on n'a mesuré l'effet que pour la direction verticale et obtenu des valeurs plus importantes :  $900 \mu\text{m}/\text{V}$  pour les électrodes DC et  $6 \mu\text{m}/\text{V}$  pour les électrodes de compensation. Cet écart n'est pour l'instant pas expliqué. La principale limite du dispositif est sa complexité. Si l'on recense les vis et les pièces de Macor®, l'ensemble du système compte plus de 130 pièces. L'assemblage du piège est assez sophistiqué et compte beaucoup d'étapes. Par ailleurs la précision du système est tributaire des bonnes dimensions des pièces de Macor® qui sont relativement friables et fragiles.

### 4.5 Architecture des tensions électriques

On détaille dans cette partie la génération, le contrôle et l'acheminement des diverses tensions nécessaires au fonctionnement du piège.

#### 4.5.1 Tensions oscillantes

Ce sont les tensions qui sont appliquées sur les barres cylindriques du piège, la tension radiofréquence de piégeage ou la tension d'excitation, "tickle", pour effectuer les spectres de masse.

**Tension RF** Pour piéger les ions Strontium  $Sr^+$ , il est nécessaire de disposer d'une tension radiofréquence d'amplitude  $V_{RF}$  et fréquence  $\frac{\omega_{RF}}{2\pi}$  qui soit compatible avec la condition de stabilité  $q < 0.9$ . Compte tenu de la masse de ces ions ( $m = 1.45 \cdot 10^{-25}$  kg) et du facteur géométrique  $R = 3.12$  mm, la condition de stabilité s'écrit

$$\frac{V_{RF}}{\omega_{RF}^2} < 9 \times 10^{-12} \left[ \frac{V s^2}{rad^2} \right]$$

La fréquence de la tension RF utilisée est comprise entre 2 MHz et 2.5 MHz, ce qui correspond à une amplitude limite de stabilité entre 1400 V et 2300 V. L'amplitude utilisée est inférieure à 1000 V, elle est produite à partir d'un générateur basse fréquence Agilent dont la sortie est amplifiée (amplificateur 10 W) puis envoyée vers un circuit résonant représenté sur la figure 4.13. L'ensemble forme deux circuits couplés par inductance : le circuit primaire comporte le générateur, l'amplificateur et 3 spires gainées, le circuit secondaire comprend 95

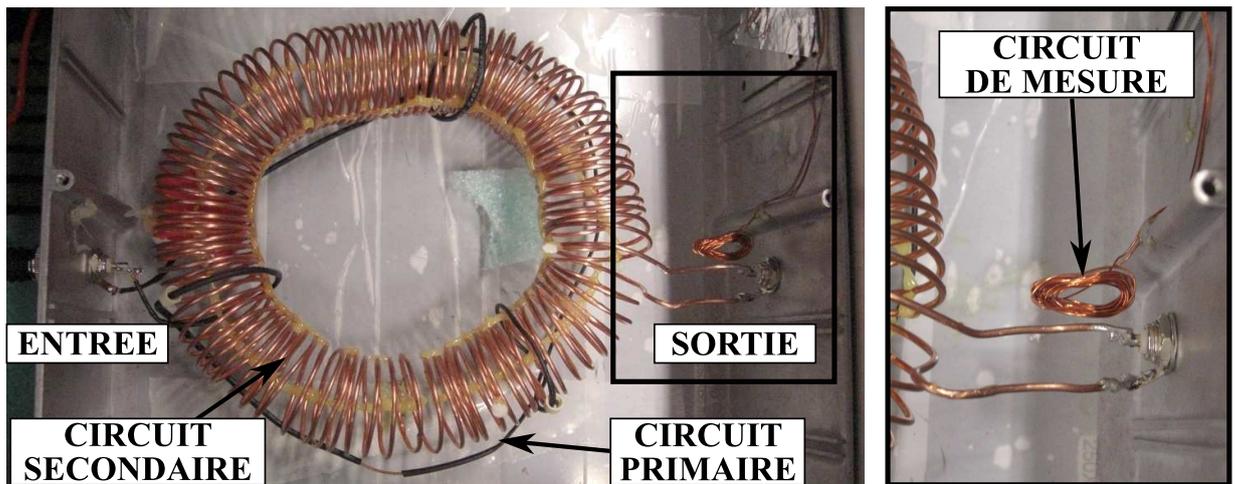


FIG. 4.13 – Cliché du résonateur électrique utilisé dans la génération du signal radiofréquence du piège de Paul linéaire. A droite : zoom sur le circuit de mesure

spires bobinées couplées aux spires du primaire, un câble BNC et les électrodes du piège. Une bobine auxiliaire à proximité de la sortie du secondaire récupère une partie du champ magnétique rayonné. Ce signal est redressé puis filtré pour fournir un signal continu croissant avec l'amplitude  $V_{RF}$ . Le facteur de qualité du résonateur vaut environ 30 et le gain global (amplificateur compris) est de l'ordre de 2000. Pour acheminer cette consigne vers la chambre à vide, on utilise un câble BNC aussi court que possible pour limiter la capacité totale du circuit et travailler à  $\omega_{RF}$  suffisamment élevé<sup>4</sup>. Le second côté du BNC est connecté à deux passages électriques et dans la chambre à vide deux fils coaxiaux tressés amènent la tension jusqu'aux deux barres cylindriques. La partie extérieure de ces fils est reliée à la masse afin de limiter le bruit radiofréquence sur l'ensemble des électrodes.

”**Tickle**” Pour effectuer des spectres de masse, on a recours à une excitation électrique du mouvement des ions (voir page 75). L'amplitude de cette tension n'excède pas quelques volts et on envoie directement la sortie d'un générateur basse fréquence sur les passages électriques. Dans la chambre à vide, des fils coaxiaux tressés identiques à ceux qui portent la tension radiofréquence acheminent la tension aux deux dernières barres cylindriques. Notons que cette disposition permet de changer le rôle des électrodes DC et RF très facilement depuis l'extérieur de la chambre.

#### 4.5.2 Tensions commutées

On utilise trois tensions commutées dans le système : les tensions qui alimentent les deux endcaps et la tension envoyée sur le wehnelt du canon à électrons. Le bruit occasionné dans la chambre à vide par ces tensions perturbe faiblement les autres signaux électriques, ce qui

<sup>4</sup>L'ensemble se comporte essentiellement comme un circuit  $RLC$ , dont la fréquence de résonance est donnée par  $\frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ .

permet d'acheminer ces signaux avec des câbles simplement gainés de kapton<sup>5</sup>

**Endcaps** L'enjeu de la commutation des endcaps est de passer d'une situation de confinement des ions à une situation d'éjection dans l'axe du piège, en un temps plus court que le temps caractéristique de la dynamique des ions, ici quelques microsecondes<sup>6</sup>. Pour assurer le piégeage des ions, les endcaps de la version 1.0 étaient alimentées avec une tension de 500 V pour produire un potentiel de raideur 35 kHz ( $\kappa_1 = 4.2 \cdot 10^{-3}$ , paramètre défini page 42) et dans la version 2.0, 20 V suffisent pour produire une raideur de 10 kHz ( $\kappa_2 = 8.4 \cdot 10^{-3}$ ). Pour assurer l'éjection du nuage, une des endcaps est portée à une tension inférieure à la tension de confinement et l'autre à une tension supérieure. Le tableau suivant résume les caractéristiques de la commutation pour les deux versions.

	Version 1		Version 2	
Tension de piégeage	500 V		20 V	
Commutation avant	0 V	30 $\mu$ s	-30 V	150 ns
Commutation arrière	700 V	30 $\mu$ s	300 V	150 ns

Les circuits de commutation utilisent des transistors à effet de champ. Le transistor est piloté par un signal de commande binaire qui relie électriquement ou isole ses pôles drain et source. Lorsqu'ils sont isolés les deux pôles sont aux potentiels entre lesquels on souhaite faire la commutation, et l'un des deux pôles est relié à l'endcap. La figure 4.14 représente les circuits de commutation utilisés dans la version 2.0. Le temps de commutation est donné par la qualité du transistor et la valeur de la résistance qui sépare les deux alimentations lorsque les pôles drain et source sont en contact. Plus la résistance est importante et plus le temps de commutation est important. Inversement, une faible résistance fait débiter une puissance importante aux alimentations : il y a donc un compromis entre puissance dissipée et temps de commutation. Les faibles temps atteints dans la version 2.0 correspondent à des puissances d'un demi-watt.

**Canon à électrons** La commutation de la tension d'alimentation du wehnelt ne doit pas nécessairement être rapide. Son rôle est de couper le flux d'électrons qui bombarde les atomes neutres pour générer des ions. La commutation utilise les mêmes schémas électriques que pour les endcaps, les résistances étant choisies suffisamment élevées pour que les temps de commutation soient de l'ordre de la milliseconde.

### 4.5.3 Tensions DC

On utilise un certain nombre de tensions continues pour le fonctionnement des pièges : outre la masse, il est nécessaire d'acheminer les tensions continues impliquées dans la production des ions : le filament du canon à électron et celui des fours doivent être chauffés. La puissance dissipée par les alimentations est typiquement de 1 W, les câbles qui amènent les tensions sont en acier inoxydable recouverts de kapton, le film isolant est capable de tenir la montée de température. Enfin le système d'éjection et de détection nécessite plusieurs

<sup>5</sup>il s'agit d'un film de polymère (polymide) isolant et compatible ultravide qui résiste plus aux températures élevées.

<sup>6</sup>d'après l'équation 2.5 à la page 43 la fréquence radiale est donnée par  $\frac{q}{2\sqrt{2\pi}}\omega_{RF}$ , et avec  $q = 0.1$  et  $\omega_{RF} = 2\pi \times 2$  MHz, on obtient quelques centaines de kHz, correspondant à quelques microsecondes.

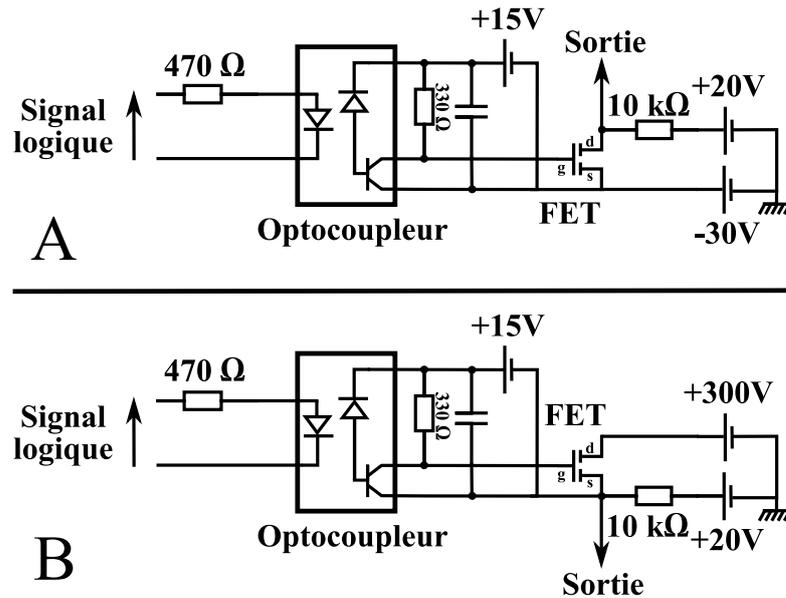


FIG. 4.14 – Circuits électriques de commutation des endcaps. A : la tension de sortie est commutée rapidement entre +20 V et -30 V. B : la tension de sortie est commutée rapidement entre +20 V et +300 V. La carte numérique qui délivre le signal logique est protégée des alimentations par un optocoupleur

tensions sans puissance, à savoir deux dans la version 1.0, et cinq dans la version 2.0. Ces tensions s'échelonnent entre -2000 V et -100 V. Elles n'occasionnent pas de bruit électrique particulier et on utilise là aussi des câbles en acier inoxydable gainés de kapton.

#### 4.5.4 Architecture de contrôle

La figure 4.15 schématise le pilotage automatisé du dispositif. Un ordinateur distant est relié au réseau local de la salle expérimentale grâce auquel on se connecte au serveur de l'expérience. Ce serveur possède un noyau<sup>7</sup> *temps réel*, c'est à dire dont la fonction de base est d'assurer la synchronisation et le contrôle du temps d'exécution des tâches. On s'assure ainsi une précision temporelle dans les consignes envoyées vers le dispositif inférieure à la microseconde. Les consignes sont notamment envoyées vers les deux générateurs basse fréquence pour contrôler les deux tensions oscillantes, et vers trois optocoupleurs pour piloter les trois tensions commutées. Il est possible de réaliser des séquences expérimentales d'initialisation, de chargement, d'excitation et d'éjection du piège. Elles constituent des briques élémentaires pour des programmes plus complexes comme une acquisition de spectre de masse. Les données expérimentales peuvent être récupérées de l'oscilloscope vers le serveur par le réseau local. Dans la figure 4.16, on montre la séquence temporelle des cinq tensions qui alimentent les électrodes du piège dans une opération de chargement-excitation-éjection-vidange du piège, qui est le motif de base d'un spectre de masse.

<sup>7</sup>il s'agit du logiciel central qui assure la gestion du matériel (mémoire, périphériques, etc..), la communication entre les logiciels et le matériel, et surtout l'ordre d'exécution des diverses tâches.

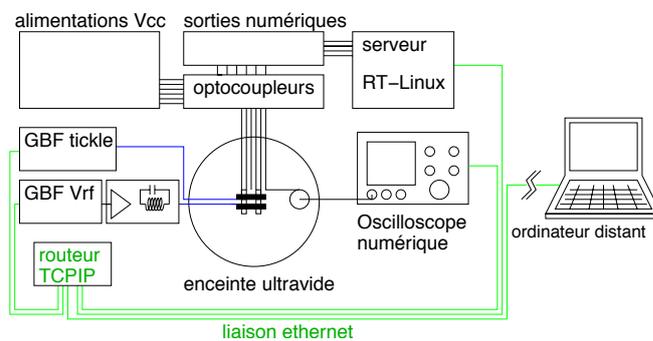


FIG. 4.15 – Schéma de l'architecture de contrôle de l'expérience. Le réseau local est un réseau TCP-IP par lequel sont reliés l'ordinateur utilisateur, le serveur, les alimentations oscillantes, et l'oscilloscope.

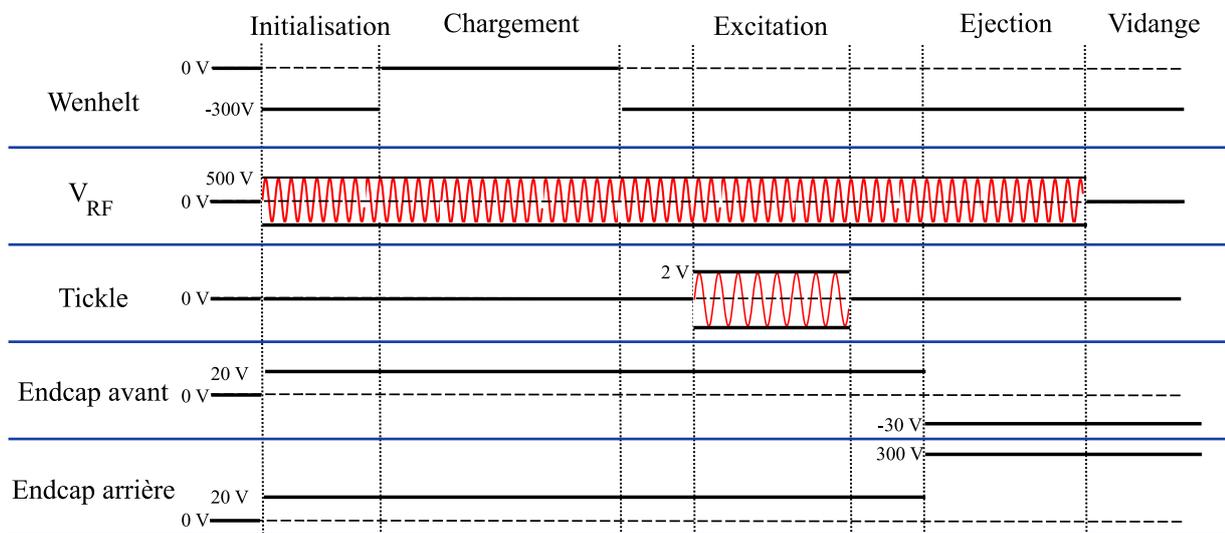


FIG. 4.16 – Séquence temporelle des signaux pilotes pendant une séquence de base d'un spectre de masse. Typiquement le chargement dure plusieurs secondes, l'excitation dure environ une seconde

## 4.6 Techniques d'ionisation

On décrit à présent les méthodes développées dans l'équipe pour produire les vapeurs atomiques et les ioniser en utilisant une technique de bombardement électronique ou bien de photoionisation. Le four atomique est caractérisé, on donne une estimation du flux d'atomes neutres produits et de la probabilité d'ioniser un atome qui passe à travers le piège.

L'énergie nécessaire pour ôter un électron à un atome neutre de Strontium vaut 5.7 eV, ce qui correspond à 217 nm en terme de longueur d'onde dans le vide. Il existe un état excité auto-ionisant de l'atome neutre de Strontium à 5.74 eV du niveau fondamental [147] [148]. Cet état  $(4d^2 + 5p^2)^1D_2$  peut être utilisé pour augmenter l'efficacité d'ionisation [131].

### 4.6.1 Vapeur de Strontium

Le four atomique, décrit à la page 87, contient une pépite de Strontium (morceaux dendritiques Sigma Aldrich pureté 99.9%), maintenue par un filament de tungstène (de diamètre 100 microns et d'une longueur d'une dizaine de centimètres) enroulé sous forme de panier spiralé. Pour vaporiser une fraction des atomes de la pépite, le filament est parcouru par un courant de 1.15 A, correspondant à une puissance dissipée de 1.3 W. Pour estimer les flux atomiques produits par le dispositif, il est nécessaire de connaître la température du four. L'étalonnage de la température  $T$  du filament nu en fonction du courant  $I$  a été réalisé en utilisant une mesure de la caractéristique tension-courant et les données tabulées de la résistivité du tungstène en fonction de la température<sup>8</sup>. En supposant que la résistance aux faibles intensités donne la résistance à 300 K, on connaît la résistivité en fonction du courant et finalement la température. On déduit de cet étalonnage le facteur géométrique longueur sur section du filament de  $8.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ , et une longueur du filament de 7 cm, c'est à dire une longueur en très bon accord avec ce qui a été utilisé expérimentalement. On obtient la courbe  $T(I)$  de la figure 4.17. La température de fonctionnement est de 440 K (avec une incertitude de 40 K environ), elle correspond, d'après [149] à une vapeur saturante du Strontium (en équilibre avec du Strontium solide) d'environ  $10^{-11}$  mbar.

En admettant que la pression partielle de Strontium dans l'enceinte du four s'élève à cette valeur, on en déduit la densité de ces atomes  $N_0$  (avec la loi des gaz parfaits,  $N_0 = 10^{11} \text{ m}^{-3}$ ) et le flux atomique sortant du four<sup>9</sup>. Le diamètre de l'orifice étant de 3 mm, le débit vaut  $10^8$  at/s. Comme le libre parcours moyen est grand (supérieur au kilomètre) devant les autres longueurs caractéristiques, l'évolution du faisceau est ballistique, et on peut estimer à partir de la géométrie de la structure la fraction d'atomes qui atteint la zone de confinement à 1%. On obtient un flux atomique utile de l'ordre de  $10^6$  at/s qui traverse le piège ainsi qu'une densité atomique de  $N_0 \simeq 10^8 \text{ m}^{-3}$  au centre du piège<sup>10</sup>. Enfin, on peut évaluer la largeur des distributions des vitesses dans l'axe de propagation  $V_a$  et transverse  $V_t$  qui dépendent de

<sup>8</sup>Zerda, T.W. Stefan Boltzmann Law. Texas Christian University. 2001. <http://personal.tcu.edu/~zerda/manual/lab22.htm>

<sup>9</sup>Pour une section  $s$  de sortie et une température  $T$ , le débit de fuite est donné par  $N_0 s \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$ .

<sup>10</sup>Ces valeurs sont calculées de la manière suivante : le flux utile est le flux de sortie du four multiplié par l'angle solide d'origine le centre de l'orifice et de base la plus grande ellipse que l'on peut inscrire dans le piège. Cette ellipse a une surface de  $5 \times 10^{-5} \text{ m}^2$  et la distance  $d$  de l'orifice au centre du piège est de 2 cm, ce qui donne un angle solide de  $10^{-2}$  stéradian. La densité au niveau du piège est évaluée à partir de la formule utilisée dans [129], elle est obtenue en multipliant la densité dans le four par le facteur  $\frac{s}{4\pi d^2} = 10^{-3}$ .

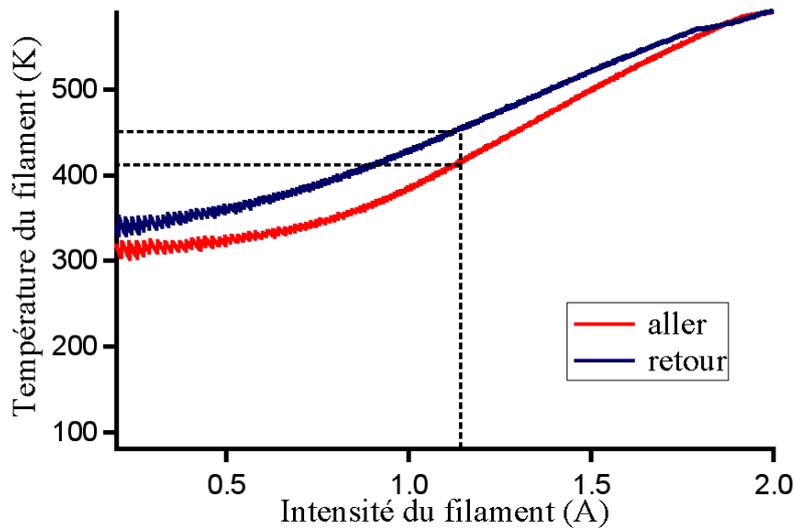


FIG. 4.17 – Etalonnage de la température du filament en fonction de l'intensité. Le point de fonctionnement a été représenté, la température correspondante est de 440 K. Les deux courbes correspondent à un aller retour de l'intensité.

la température et de l'extension transverse du faisceau :  $V_a = 200$  m/s et  $V_t = 1$  m/s

## 4.6.2 Bombardement électronique

Le principe du canon à électrons a été décrit page 67, et le canon utilisé dans l'expérience page 88. Le filament est maintenu au potentiel de -300 V, il est traversé par une intensité de 1.64 A correspondant à une puissance de 2 W. Pour bloquer les électrons le wehnelt est porté à un potentiel de -330 V, et pour les laisser passer il est commuté et relié électriquement à la masse. Les électrons parviennent au centre du piège avec une énergie typique de 300 eV plus que suffisante pour arracher un électron à un atome de Strontium ainsi qu'à n'importe quel atome ou molécule en général. Cette valeur a été choisie car d'une part d'après nos mesures, plus l'énergie des électrons est importante et plus le taux d'ionisation est important (pour une température du four fixe), et d'autre part le système de commutation du Wehnelt ne tolère pas des tensions supérieures à 300 V. Les nuages générés par cette technique montrent notamment la présence d'ions Argon, de Cuivre et de Strontium. La chambre à vide contient des atomes d'Argon, car lors d'une ouverture de la chambre, pour ne pas laisser rentrer l'air et l'humidité qui oxydent le Strontium, on crée une surpression d'Argon, qui est un gaz très peu réactif et plus lourd que l'air. Malheureusement du fait de sa faible réactivité chimique, ce gaz est mal pompé par la pompe ionique. La présence de Cuivre s'explique par la haute énergie des électrons, qui avec la présence des autres ions peut générer un plasma à la surface des électrodes en cuivre et arracher des atomes qui sont ensuite ionisés. Quand les électrons sont de plus faible énergie, on ne détecte plus cette espèce. Le taux de génération d'ions  $\text{Sr}^+$  peut atteindre 100 ions/sec, ce qui correspond à une probabilité d'ioniser un atome neutre qui traverse le piège de maximale de l'ordre 0.01%

## 4.6.3 Photoionisation

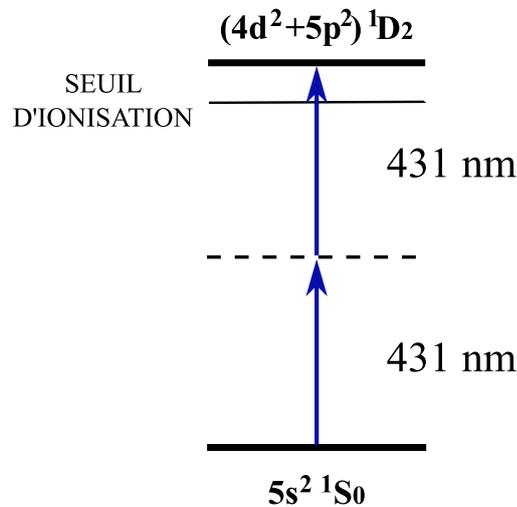


FIG. 4.18 – Schéma des niveaux utilisés dans la photoionisation du Strontium. Une seule longueur d'onde est utilisée, l'absorption du premier photon ne porte pas l'atome dans un niveau excité

Dans la méthode développée au laboratoire, l'absorption de deux photons de longueur d'onde 431 nm apporte l'énergie de première ionisation à l'atome de Strontium. Le schéma des niveaux utilisés est rappelé dans la figure 4.18 (on pourra se reporter à la figure 3.6(c) page 69 qui est un autre chemin possible d'ionisation et aux pages précédents pour une introduction aux techniques de photoionisation). L'absorption de deux photons de même longueur d'onde porte l'atome de Strontium dans un niveau excité auto-ionisant. A la différence des autres techniques, l'absorption d'un photon ne porte pas l'atome dans un niveau intermédiaire. La section efficace associée à la première transition est plus faible que dans la technique d'ionisation du Strontium représentée figure 3.6(c), et la méthode nécessite pour être mise en oeuvre une intensité importante. Nous avons utilisé un laser à impulsions ultra-brèves à auto-blocage de modes, dont le milieu de gain est un cristal de Saphir dopé au Titane. Ce cristal est pompé par un laser Nd :YVO4 doublé<sup>11</sup> (entre 5 et 8 W à 532 nm) et placé dans une cavité optique adaptée au régime impulsif. La largeur spectrale vaut 25 nm : figure 4.19. On en déduit que les impulsions produites ont une durée de 50 fs. Leur longueur d'onde centrale a été choisie à 862 nm, et la longueur d'un aller retour en cavité étant de 3 m, le taux de répétition est de 100 MHz. Le faisceau de sortie est envoyé à travers un cristal non linéaire de  $\beta$  Barium Borate de longueur 500  $\mu\text{m}$  pour être doublé en fréquence avec une efficacité d'environ 10%. On dispose en aval de ce cristal d'impulsions dont l'énergie vaut 0.15 nJ à 431 nm.

Un schéma de la source est donné sur la figure 4.20. Le laser de pompe à 532 nm est absorbé par le Ti :Sa à environ 60%, soit une puissance comprise entre 3 W et 5 W. A peu près 90% de cette puissance est convertie en énergie thermique (300 mW de lumière infrarouge sortent de la cavité impulsif) et il est nécessaire de compenser la montée en température du cristal. A cet effet, la structure en cuivre qui maintient le cristal est refroidie grâce à une

<sup>11</sup>laser verdi fabriqué par Coherent, [www.coherent.com](http://www.coherent.com)

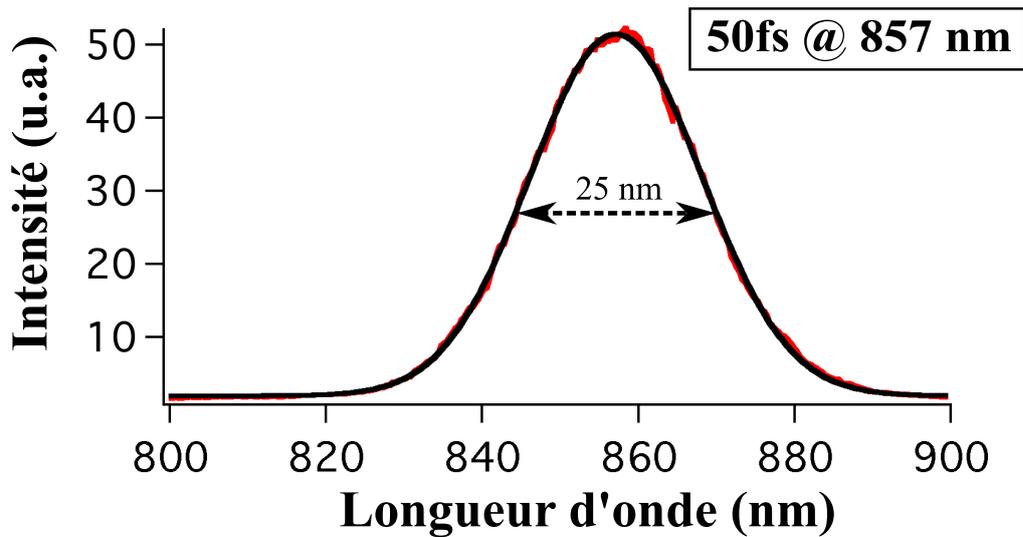


FIG. 4.19 – Spectre des impulsions en sortie de l'oscillateur Ti :Sa.

circulation d'eau. Les faces du cristal sont taillées de telle sorte que le faisceau puisse avoir un angle d'incidence de Brewster à 800 nm. Une paire de prismes intracavité compense la

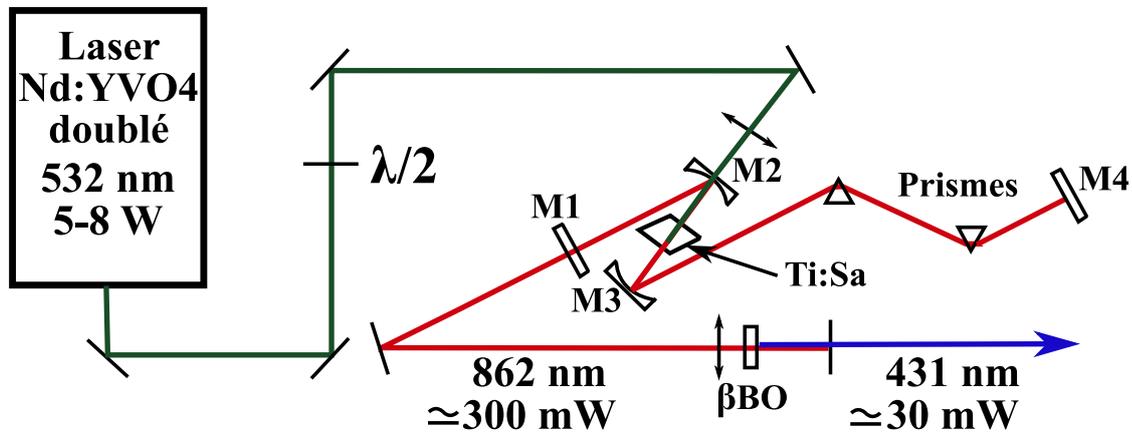


FIG. 4.20 – Schéma de la source lumineuse utilisée pour la photoionisation du Strontium. La cavité en Z qui crée les impulsions lumineuses est définie par les miroirs M1, M2, M3 et M4. Le miroir M1 est le miroir de sortie et a une transmission d'environ 20%.

dispersion de vitesse de groupe principalement introduite par le cristal. Pour déclencher le mode pulsé de la cavité, le miroir M4 est fixé à un pot vibrant.

Les impulsions à 431 nm sont focalisées à l'intérieur du piège sur un waist de  $20 \mu\text{m}$  par une lentille de 200 mm de focale, l'intensité crête atteint  $1 \text{ GW}/\text{cm}^2$ . La direction du faisceau lumineux fait un angle d'environ  $30^\circ$  avec le faisceau atomique. L'élargissement Doppler vaut environ 200 MHz, très inférieur à la largeur spectrale des impulsions. L'effet Doppler est donc tout à fait négligeable dans cette méthode.

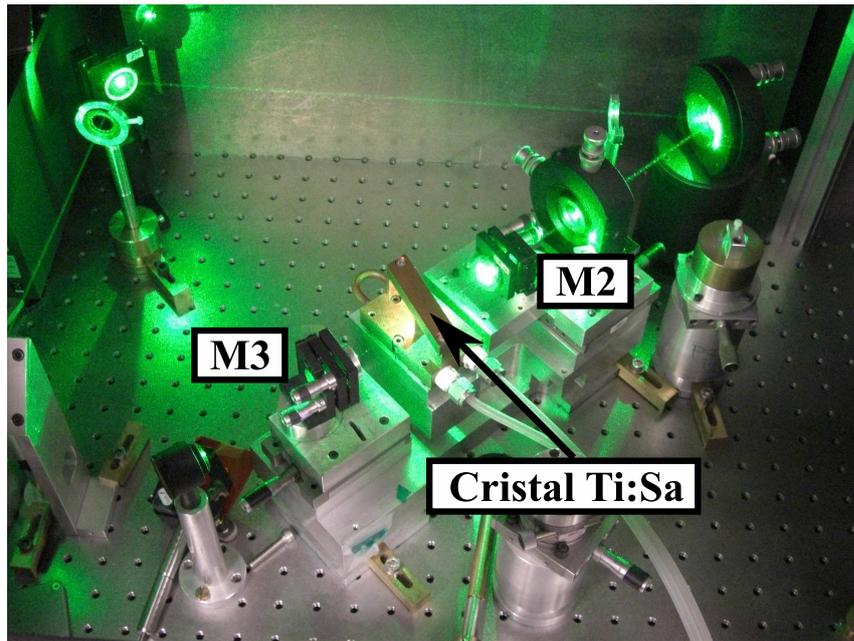


FIG. 4.21 – Cliché de l'oscillateur femtoseconde

## 4.7 Refroidissement

### 4.7.1 L'ion $\text{Sr}^+$

L'ion qui a été choisi par l'équipe pour réaliser un échantillon atomique optiquement dense est l'ion  $\text{Sr}^+$ , un choix principalement motivé par deux raisons. Tout d'abord l'atome de Strontium est un élément alcalino-terreux, dont l'ion  $\text{Sr}^+$  possède un seul électron de valence. Le schéma des niveaux atomiques est alors identique à ceux des atomes alcalins et présente des transitions que l'on peut facilement adresser par des champs lumineux dans le domaine optique. En particulier pour l'ion Strontium  $^{88}\text{Sr}^+$  qui est l'isotope majoritaire et sans spin nucléaire, on peut appliquer la méthode de refroidissement Doppler en utilisant deux lasers comme proposé dans le schéma 2.10 présenté à la page 53. Trois niveaux atomiques sont alors impliqués définissant une transition de refroidissement et une transition de repompage. Le second argument tient au fait que la transition  $5s\ S_{1/2} \rightarrow 5p\ P_{1/2}$  de l'ion  $\text{Sr}^+$  (utilisée dans la mise en œuvre du refroidissement Doppler) est quasi-coïncidente avec la transition  $5s\ S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 6p\ P_{1/2}(F' = 3)$  de l'atome neutre  $^{85}\text{Rb}$ . Cette coïncidence permet de limiter la complexité du réglage et de l'asservissement de la longueur d'onde du laser de refroidissement. Elle est également exploitée pour la génération d'impulsions lumineuses corrélées quantiquement à stocker dans le milieu atomique formés par les ions  $\text{Sr}^+$ . Dans ce paragraphe on présente les données physiques importantes de l'ion  $\text{Sr}^+$ .

**Quelques données physico-chimiques de l'atome de Strontium** L'élément Strontium de numéro atomique 38 possède quatre isotopes stables :  $^{84}\text{Sr}$  (0.56%),  $^{86}\text{Sr}$  (9.86%),  $^{87}\text{Sr}$  (7.0%), et le  $^{88}\text{Sr}$  (82.58%). La masse de l'atome vaut 87,62 u.m.a. soit  $1.454 \times 10^{-25}$  kg. L'énergie de première ionisation pour un atome neutre vaut 5.7 eV (soit 217 nm en terme

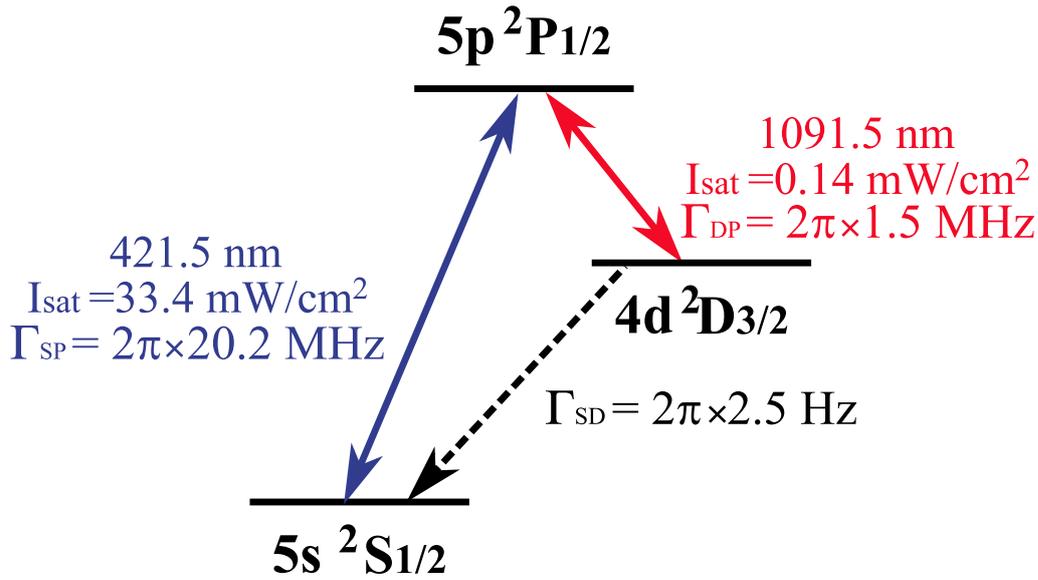


FIG. 4.22 – Schéma des niveaux atomiques de l'ion  $\text{Sr}^+$ . Les notations S, D et P dans les largeurs  $\Gamma$  correspondent aux différents niveaux respectivement le niveau fondamental, intermédiaire et supérieur. Le temps de vie du niveau P est de 46 ns, celui du niveau D de 400 ms. Le rapport de branchement du niveau excité est environ 13.

de longueur d'onde dans le vide) et l'énergie de seconde ionisation 11.04 eV. Le Strontium comme l'ensemble des alcalino-terreux s'oxyde au contact de l'air et de l'eau. La conservation et la manipulation des atomes doit donc se faire dans une atmosphère neutre, par exemple dans une atmosphère d'Argon.

**Schéma des niveaux atomiques de l'ion  $^{88}\text{Sr}^+$**  Les niveaux utilisés pour réaliser le refroidissement Doppler ont été représentés sur le schéma 4.22. Il s'agit des niveaux  $5s S_{1/2}$  noté S,  $5p^2 P_{1/2}$  noté P,  $4d^2 D_{3/2}$  noté D. Les données spectroscopiques sont issues de la base de données du NIST (<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Handbook/index.html>) et de [150]. Les sous niveaux Zeeman n'ont pas été représentés, ils sont au nombre de deux pour les niveaux S et P, 4 pour le niveau D. Le laser de refroidissement adresse la transition S – P, le laser repompeur la transition D – P. L'intensité de saturation de la transition S-P est facilement accessible avec cette diode, elle correspond à une puissance lumineuse de 10 mW si on focalise le faisceau sur un waist supérieur au millimètre. Cela est encore plus vrai pour la transition D – P Le refroidissement Doppler permet en théorie d'atteindre la température de  $\frac{\hbar\Gamma_{SP}}{2k_B}$  qui vaut ici environ 450  $\mu\text{K}$ . Pour comparer cette valeur avec la frontière du régime cristallin, on peut calculer un ordre de grandeur de la température de cristallisation. En reprenant les notations des pages 44 et suivantes, et en considérant une distance entre ions de 10  $\mu\text{m}$ , et un facteur  $\Gamma$  de transition d'environ 200, on obtient une température de cristallisation de l'ordre de 10 mK. Il semble donc que la température limite Doppler permette largement d'atteindre le régime cristallin dans cette situation, pourvu que la puissance de refroidissement soit toujours supérieure au chauffage RF.

### 4.7.2 Diode laser bleue

**Présentation** La transition de refroidissement S-P du  $\text{Sr}^+$  est adressée par une diode laser à cavité étendue DL100 fabriquée par Toptica Photonics<sup>12</sup>. La puissance délivrée peut atteindre 15 mW et la longueur d'onde est accordable sur une bande de 4 nm environ centrée sur 421 nm. La largeur spectrale du faisceau émis par la diode seule atteint 100 MHz, mais grâce au fonctionnement en cavité étendue on peut la réduire à 1 MHz. Pour cela, la sortie de la diode laser est envoyée sur un réseau optique en réflexion. Son inclinaison est réglée en configuration Littrow pour renvoyer l'ordre -1, ordre le plus lumineux, vers le milieu amplificateur de la diode. Une oscillation laser est produite dans la cavité composée du réseau et du miroir de fond de la diode. Sa longueur étant supérieure à la longueur de la cavité de la diode, son intervalle spectral libre est plus petit, on obtient une largeur spectrale 100 fois plus faible. La structure de la diode en cavité étendue est visible sur la figure 4.23. Elle est maintenue par des pièces métalliques placées sur un module Peltier, et on contrôle

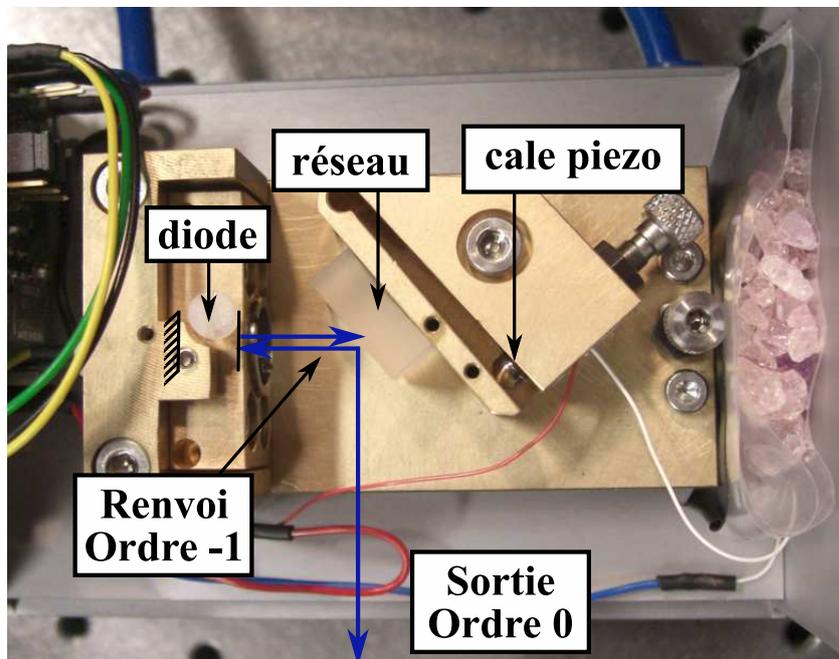


FIG. 4.23 – Cliché de la diode Toptica utilisé pour adresser la transition de refroidissement de l'ion  $\text{Sr}^+$

ainsi la température de fonctionnement. Le courant électrique qui traverse la diode permet de régler la puissance lumineuse de sortie et la longueur d'onde. Cette dernière dépend également de la température, de l'angle du réseau et plus finement de la tension qui alimente la cale piézoélectrique en appui sur le réseau optique. Afin de faire fonctionner la diode en dépit des aléas climatiques, un circuit de refroidissement à eau vient refroidir la base du dispositif. Enfin un isolateur optique est placé sur le faisceau de sortie afin d'éviter les retours lumineux qui peuvent déstabiliser le fonctionnement de la diode.

<sup>12</sup>[www.toptica.com](http://www.toptica.com)

**Réglage** Afin de placer la longueur d’onde de la diode à résonance avec la transition S-P de l’ion Strontium, on effectue un réglage grossier avec un spectromètre wavemaster® de Coherent. La précision de l’appareil est de 1 pm soit en fréquence 2 GHz, une valeur cent fois supérieure à la largeur du niveau P. Pour approcher plus finement la résonance on utilise une quasi-coïncidence spectroscopique entre l’ion  $\text{Sr}^+$  et l’atome neutre de  $^{85}\text{Rb}$  : la résonance  $5s S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 6p P_{1/2}(F' = 3)$  (fréquence absolue  $\nu_{Rb}$ ) de l’atome neutre se situe à 440 MHz de la résonance S-P  $5s S_{1/2} \rightarrow 5p P_{1/2}$  (fréquence absolue  $\nu_{Sr^+}$ ) du  $^{88}\text{Sr}^+$  :  $\nu_{Rb} = \nu_{Sr^+} - 440$  MHz. Concrètement, le faisceau de la diode est divisé en deux, voir figure 4.24. La première partie, destinée à interagir avec l’ion  $\text{Sr}^+$  est envoyée vers le piège. La seconde partie est d’abord décalée spectralement (encart 1 du graphe), avant d’interagir avec les atomes de Rb (encart 2 du graphe) dans un montage d’absorption saturée et d’être finalement mesurée. Le décalage spectral de 440 MHz s’effectue en deux passages dans un modulateur acousto optique piloté par une tension oscillant à 220 MHz. Ce schéma en œil de chat permet de modifier le désaccord sans modifier la direction du faisceau de sortie. La gamme de fonctionnement du modulateur est 170 MHz-240 MHz. Si l’on note  $\nu_a$  cette fréquence,  $\nu_0$  la fréquence du laser envoyé vers les ions, et  $\nu_{sat}$  la fréquence du laser envoyé sur la cellule de Rubidium, on a :

$$\nu_0 = \nu_{sat} - 2\nu_a$$

La spectroscopie par absorption du faisceau par les atomes de Rb donne les transitions atomiques élargies par effet Doppler. Dans la pratique, on observe des largeurs de l’ordre du GHz, trop importante devant la largeur du niveau P. Le schéma d’absorption saturée [151] est une méthode qui permet de s’affranchir de l’effet Doppler. Deux passages à travers la cellule atomique sont nécessaires : lors du premier passage, le faisceau est suffisamment intense pour saturer la transition atomique et lors du second passage superposé spatialement au premier, le faisceau atténué vient sonder les populations. On observe sur une photodiode l’absorption de ce faisceau sonde par les atomes, absorption dont la largeur est dominée par l’effet Doppler. Cependant lorsqu’on se trouve près de la résonance, le premier et le second passages interagissent avec les mêmes atomes, les atomes de vitesse très faible. Le premier faisceau, saturant, dépeuple fortement le niveau fondamental, ce qui diminue notablement l’absorption de la sonde. On observe alors un pic dans le creux d’absorption, pic dont la largeur n’est pas limitée par l’effet Doppler mais dépend de la largeur naturelle de la transition, de l’élargissement par puissance et de l’amplitude de modulation de la cale piézo-électrique, si elle est présente. La figure 4.25 montre un signal d’absorption où l’on distingue clairement quatre résonances identifiées sur le graphe. Deux d’entre elles sont dues aux isotopes  $^{85}\text{Rb}$  et les deux autres aux isotopes  $^{87}\text{Rb}$ . Ces transitions ont un élargissement Doppler d’environ 1 GHz correspondant à une température supérieure à 400 K (la cellule est chauffée pour augmenter la densité atomique et l’absorption du milieu). Au maximum d’absorption on distingue des pics qui proviennent du montage en absorption saturée. Sur la figure 4.26 (a), qui est un agrandissement de la transition  $5s S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 6p P_{1/2}$  les pics sont nettement visibles. Ils sont au nombre de trois et correspondent aux résonances du  $6p P_{1/2}(F' = 2)$  (fréquence  $\nu_1$ ),  $6p P_{1/2}(F' = 3)$  (fréquence déjà notée  $\nu_{Rb}$ ) et un *cross-over* entre ces deux états (fréquence  $\frac{\nu_1 + \nu_{Rb}}{2}$ ). Pour cette fréquence optique particulière, il existe des atomes qui se trouvent simultanément à résonance avec les faisceaux aller et retour mais sur des transitions différentes. Par exemple, un atome peut être décalé par effet Doppler à résonance avec le premier faisceau sur la transition  $6p P_{1/2}(F' = 2)$  (fréquence  $\nu_1$ ) et le décalage Doppler vaut alors  $\frac{\nu_{Rb} - \nu_1}{2}$ . Le décalage Doppler par rapport au seconde faisceau contrapropageant sera

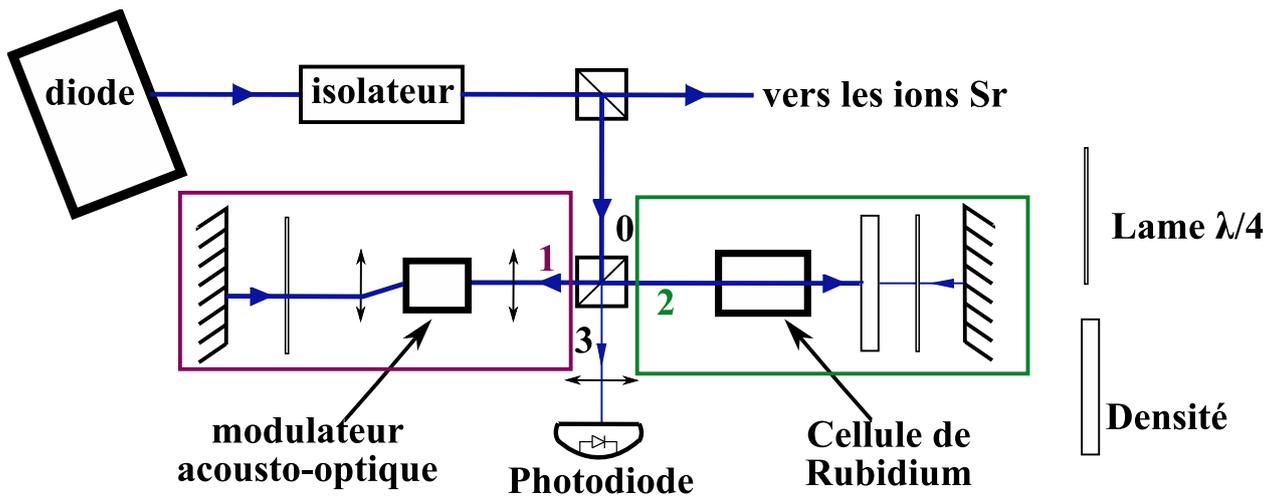


FIG. 4.24 – Schéma du parcours du faisceau laser bleu servant au repérage fin de la longueur d'onde de refroidissement. La numérotation de 0 à 3 correspond à la chronologie des passages à travers le cube. La faisceau est réfléchi d'abord à gauche, (encart 1) pour être décalé en fréquence de -440 MHz, puis traverse la cellule de Rubidium (encart 2) et atteint finalement la photodiode, réflexion notée 3.

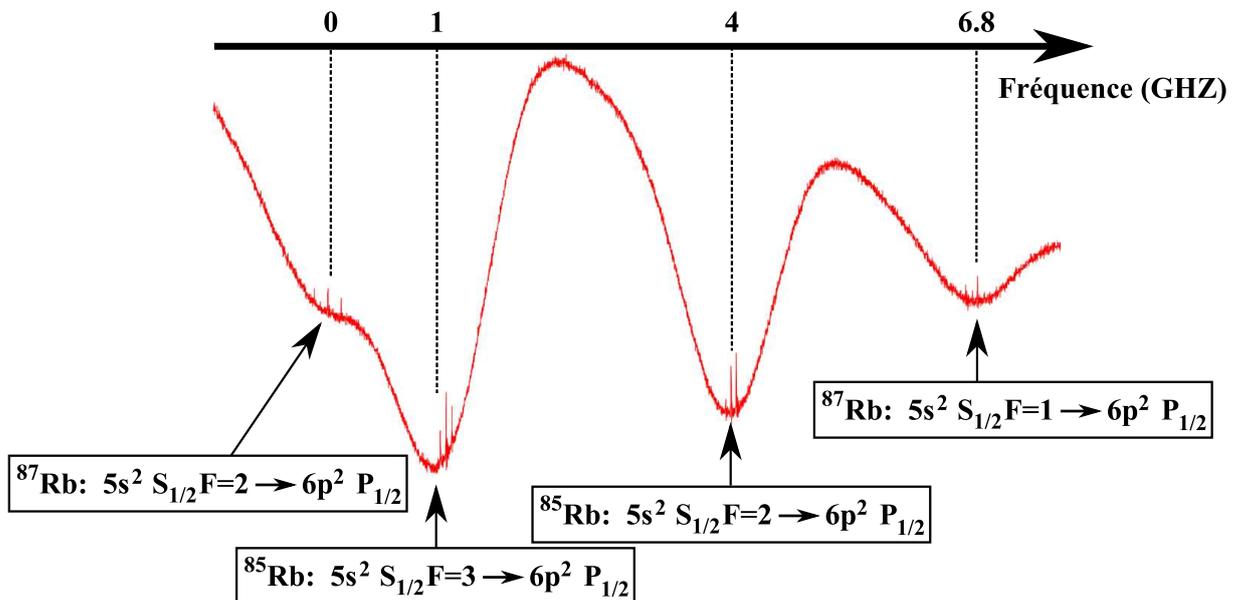


FIG. 4.25 – Absorption du faisceau sonde par les atomes de Rubidium. On distingue quatre transitions annotées. Les écarts attendus ont été notés à partir de la transition de moindre énergie.

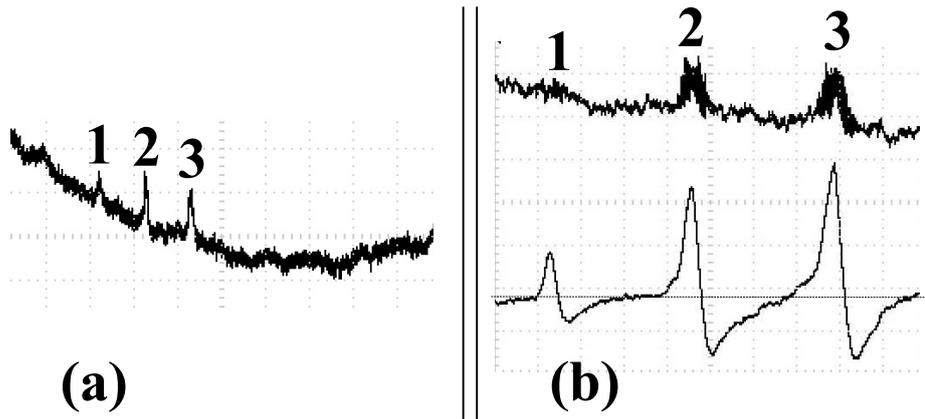


FIG. 4.26 – Agrandissement des pic d’absorption saturée. A : pics sans modulation Les pics correspondent aux transitions suivantes : (1)  $5s S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 6p P_{1/2}(F' = 2)$ ; (2) : cross-over; (3) :  $5s S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 6p P_{1/2}(F' = 3)$ . B : (en haut) pics avec modulation. (en bas) signal démodulé, qui est a bien la forme souhaitée

$-\frac{\nu_{Rb}-\nu_1}{2}$  et décale l’atome sur la résonance  $6p P_{1/2}(F' = 3)$  (fréquence déjà notée  $\nu_{Rb}$ ). Le faisceau de pompe dépeuple donc les populations à résonance avec la sonde et l’absorption de la sonde est diminuée : il apparaît un pic. La transition recherchée qui se trouve à 440 MHz de la transition S-P du  $\text{Sr}^+$  est la transition de fréquence  $\nu_{Rb}$ , correspondant au pic numéro 3 sur la figure 4.26 A. La largeur de ce pic d’environ 5 MHz est supérieure à la largeur naturelle de la transition qui vaut 1.27 MHz [152], ce qui provient de la largeur spectrale de la diode et de l’élargissement par effet Stark dynamique (power broadening). On ne cherche pas à diminuer cette largeur car on dispose déjà d’un repère de la longueur d’onde du laser de refroidissement quatre fois plus fin que la largeur naturelle du niveau P du  $\text{Sr}^+$  qui est de 20.2 MHz. En asservissant le laser à partir de ce signal, la longueur d’onde du laser peut être facilement définie avec une précision de 1 MHz, ce qui permet une bonne définition du désaccord auquel on souhaite travailler. De plus, un asservissement supprime la dérive lente de la longueur d’onde de la diode (typiquement 1 GHz/heure).

**Asservissement** Afin d’asservir la longueur d’onde on a besoin tout d’abord un signal d’erreur, généré à partir du signal d’absorption et dont le signe change lorsque l’on passe de part et d’autre du pic d’absorption saturée. Pour cela on effectue une modulation de la longueur d’onde du laser suivie d’une détection synchrone : un signal électrique maître qui oscille à 11 kHz est ajouté à la consigne de la cale piézoélectrique. La démodulation du signal d’absorption saturée produit un signal sensible à sa pente : il est nul au maximum du pic, et de signe différent de part et d’autre. Ce signal représenté sur la figure 4.26 (b), est envoyé dans un boîtier de correction Proportionnel Intégrateur dont le schéma électronique a été reproduit en annexe. Pour activer l’asservissement, la sortie du correcteur est ajoutée à la consigne de la cale piézoélectrique (en fonctionnement verrouillé, la tension d’entrée du piézo est donc la somme d’une tension constante, d’une modulation et du signal d’erreur). Le laser peut rester asservi une journée si la température de l’environnement proche de la diode est stable et reste inférieure à 25 degrés. Dans le cas contraire, il peut apparaître des sauts de mode ou bien une dérive importante impossibles à corriger par la seule course du piézo. Le

circuit d'eau qui maintient le socle de la diode à une température inférieure à 20 °C joue donc un rôle important. Notons que le laboratoire n'a été doté de la climatisation qu'en mai 2009.

**Contrôle du désaccord** La puissance lumineuse envoyée vers les ions est d'environ 6 mW. Le schéma expérimental permet un contrôle fin du désaccord du laser de refroidissement. On peut en effet modifier le décalage en fréquence sans modifier la direction du faisceau, et donc sans perdre le signal d'absorption saturée. Dans la situation où l'asservissement est actif ( $\nu_{sat} = \nu_{Rb}$ ), modifier la fréquence du modulateur acousto optique modifie la longueur d'onde du laser envoyé vers les ions  $\text{Sr}^+$  (fréquence déjà notée  $\nu_0 = \nu_{Rb} + 2\nu_a$ ). On peut calculer le désaccord  $\Delta$  en fonction de la fréquence du modulateur  $\nu_a$  :

$$\Delta = \nu_0 - \nu_{\text{Sr}^+} = \nu_{Rb} - \nu_{\text{Sr}^+} + 2\nu_a = 2\nu_a - 440 \times 10^6$$

On se trouve bien à résonance pour  $\nu_a = 220$  MHz, mais si on choisit une fréquence inférieure,  $\Delta$  est négatif. Comme on peut choisir  $\nu_a$  entre 170 et 240 MHz, on peut régler  $\Delta$  entre +40 MHz et -100 MHz avec une précision d'environ 1 MHz. En utilisant les autres pics dans l'absorption saturée il est possible de travailler avec une gamme de désaccord de 140 MHz décalée de -60 MHz et -120 MHz. Cependant, pour que la modification de la fréquence ne déverrouille pas l'asservissement, le signal d'erreur doit avoir une amplitude minimum, et cela nécessite dans le cas des deux dernières gammes de désaccord une puissance lumineuse plus importante (1 mW) dans les bras d'asservissement. La fréquence du modulateur acousto optique est contrôlé par une tension via un VCO (Voltage controlled oscillator, oscillateur contrôle en tension), la tension étant une sortie DAC (Digital to Analog Converter) de l'ordinateur de contrôle.

### 4.7.3 Laser à fibre infrarouge : réglage et asservissement

**Présentation** La transition D-P de l'ion  $\text{Sr}^+$  est adressée par un laser à fibre Adjustik® TRAdY10PztSPm fabriqué chez Koheras<sup>13</sup>. Le milieu amplificateur est constitué d'ions Ytterbium placés dans une fibre optique et pompés par une diode laser délivrant une centaine de mW. La cavité est la fibre elle-même, fermée par deux miroirs de Bragg et une cale piézo-électrique permet d'en régler la longueur. La puissance lumineuse disponible en sortie est d'environ 10 mW et on peut régler la longueur d'onde grâce à la température et la position de la cale. La largeur de raie est largement inférieure au MHz (70 kHz, données constructeur)

**Réglage** La longueur d'onde est repérée grâce à un spectromètre WA-1100 Burleigh<sup>14</sup>. La précision de l'appareil atteint 500 MHz et permet de s'approcher de la résonance D-P autour de 274.589 THz. Au quotidien, ce réglage est suffisant pour trouver la fluorescence des ions. On observe une lente dérive de la longueur d'onde d'environ 100 MHz/heure. Cette dérive empêche de réaliser des expériences de longue durée sur les ions refroidis, et l'asservissement en longueur d'onde du laser a été entrepris.

**Asservissement** Contrairement au cas de la transition bleue, il n'y pas pour la transition infrarouge de quasi-coïncidence avec une transition atomique d'un autre élément. La solution

<sup>13</sup>[www.koheras.com](http://www.koheras.com)

<sup>14</sup>[www.burleigh.com](http://www.burleigh.com)

retenue est d'asservir la longueur d'onde infrarouge sur une cavité, dont la longueur est elle-même asservie sur la longueur d'onde du laser bleu, elle-même, asservie grâce à la référence du Rubidium. La cavité est donc doublement résonante, et le travail se décompose en deux étapes que l'on détaille maintenant, le contrôle de la cavité puis celui de la longueur d'onde infrarouge.

On utilise une cavité en anneau représentée sur la figure 4.27. Elle est composée de trois miroirs plans et d'une lentille ( $f = 500$  mm). L'ensemble formé par la lentille et le miroir M3 est équivalent à un miroir sphérique dont le foyer se trouve à mi-chemin entre les deux miroirs d'entrée au point noté W sur le schéma. Le waist du mode de la cavité correspond à ce point. Le miroir M3 est fixé sur une cale piézo-électrique et les lasers bleu et infrarouge se propagent à contresens. Le faisceau bleu incident est prélevé dans le bras contenant la cellule

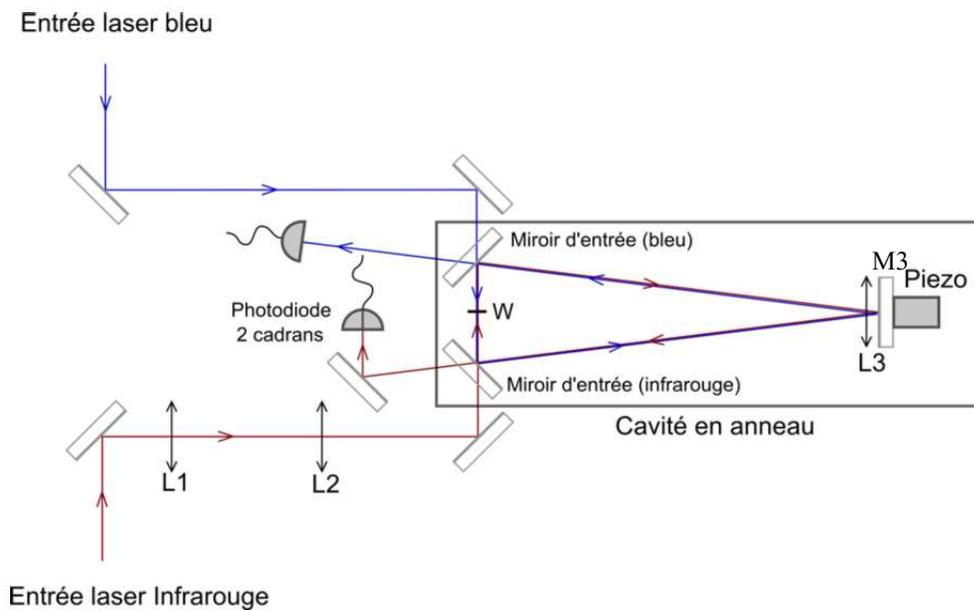


FIG. 4.27 – Schéma de la cavité doublement résonante. Le mode du faisceau infrarouge est adapté à celui de la cavité grâce aux lentilles L1 et L2

de Rubidium. En fonctionnement asservi, sa longueur d'onde est fixe à 1 MHz près et ne dépend pas du désaccord auquel on souhaite fixer le faisceau bleu en interaction avec les ions. Le laser bleu est modulé en longueur d'onde à une fréquence de 11 kHz, modulation que l'on utilise pour générer le signal d'erreur par rapport à la résonance de la cavité : la puissance bleue mesurée en sortie donne la résonance du faisceau dans la cavité, et ce signal démodulé donne le signal d'erreur. Le signal d'erreur est envoyé dans un boîtier correcteur PID dont la sortie est ajoutée à la consigne du piézo-électrique. La qualité de l'asservissement dépend principalement de la finesse (dans le bleu) de la cavité.

On utilise une technique de tilt-locking [153] pour asservir la longueur d'onde infrarouge. Le principe de cette technique est d'utiliser l'interférence entre deux modes spatiaux du faisceau qui ne sont pas à résonance simultanément avec la cavité pour produire un signal d'erreur. La cavité a été dessinée pour que les modes spatiaux (0,0) et (0,1) ne résonnent pas simultanément. En effet, une partie de la phase du champ électrique dite phase de Gouy

dépend du mode spatial (on peut se reporter à [154] pour des explications plus détaillées) et introduit des conditions de résonance différentes pour les modes cités plus haut. Une partie du faisceau laser infrarouge est envoyée vers la cavité et la réflexion sur le miroir d'entrée est mesurée sur une photodiode à deux cadrans Siemens BPX48 constituées de deux diodes de  $0.7\text{ mm} \times 2.2\text{ mm}$  séparées par une fente de  $90\text{ }\mu\text{m}$ . En balayant la cale piézo, le signal somme des cadrans (figure 4.28) montre les résonances des modes (0,0), (0,1) et d'autres modes supérieurs, démontrant ainsi le caractère non dégénéré de la cavité. Si on règle la position

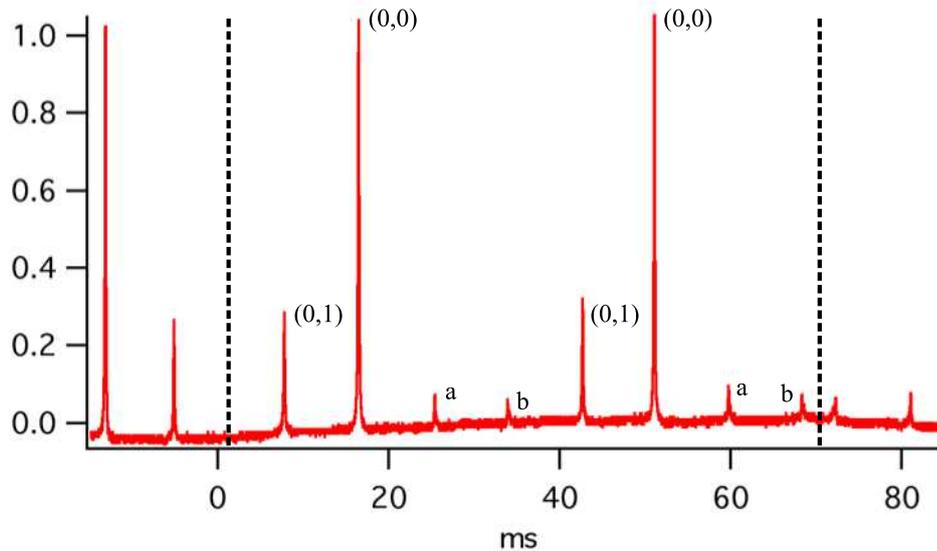


FIG. 4.28 – Signal somme de la photodiode à cadran. Les lignes verticales pointillées délimitent les rampes de balayage de la cale piézo-électrique. On distingue la résonance des modes (0,0), (0,1) et des modes supérieurs a (modes (0,2), (1,1)...) et b (modes (0,3), (2,1)...)

des cadrans pour qu'ils correspondent chacun à un lobe du mode (0,1), le signal différence correspond à la somme des interférences des lobes du (0,1) avec le mode (0,0). Lorsque l'on balaye la résonance du (0,0), la phase du champ électrique du mode (0,0) varie de  $2\pi$  (à résonance le déphasage vaut  $\pi$ ), ce qui modifie fortement le signal différence. Les lobes du mode (0,1) sont déphasés de  $\pi$  entre eux et hors de tout résonance ils sont en quadrature avec le mode (0,0). Le schéma 4.29 représente les champs électriques à trois stades de la courbe de résonance. Lorsqu'on se trouve à résonance, les photocourants sont égaux, et le signal différence est nul. Près de la résonance les photocourants sont différents et le signal devient différent de zéro. De plus le signe de cette différence dépend de quel côté de la résonance on se trouve, et le signal différence constitue donc un signal d'erreur. La figure 4.30 représente le signal différence lors d'un balayage de la cale piézo-électrique. On obtient bien un signal qui change de signal autour de la résonance. L'amplitude du signal est proportionnel à l'interférence entre les modes spatiaux (0,0) et (0,1).

**Fonctionnement** Pour enclencher l'asservissement, on règle tout d'abord la longueur d'onde infrarouge à la valeur souhaitée. On recherche, en modifiant la longueur de la cavité une coïncidence entre une résonance bleue et infrarouge. Une fois cette coïncidence trouvée, on

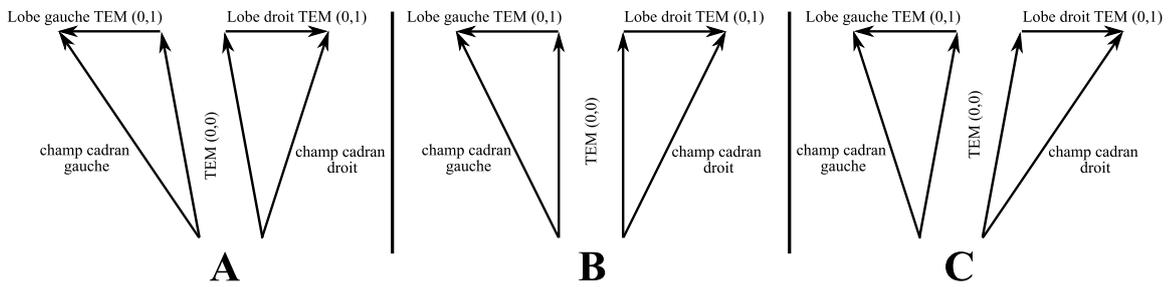


FIG. 4.29 – Représentation des champs électriques des modes (0,0) et (0,1) au niveau des deux lobes, avant (A) à (B) et après (C) la résonance. Le signal différence correspond à la différence entre les carrés des champs résultants gauche moins droite. Il est positif (A), nul (B) puis négatif (C)

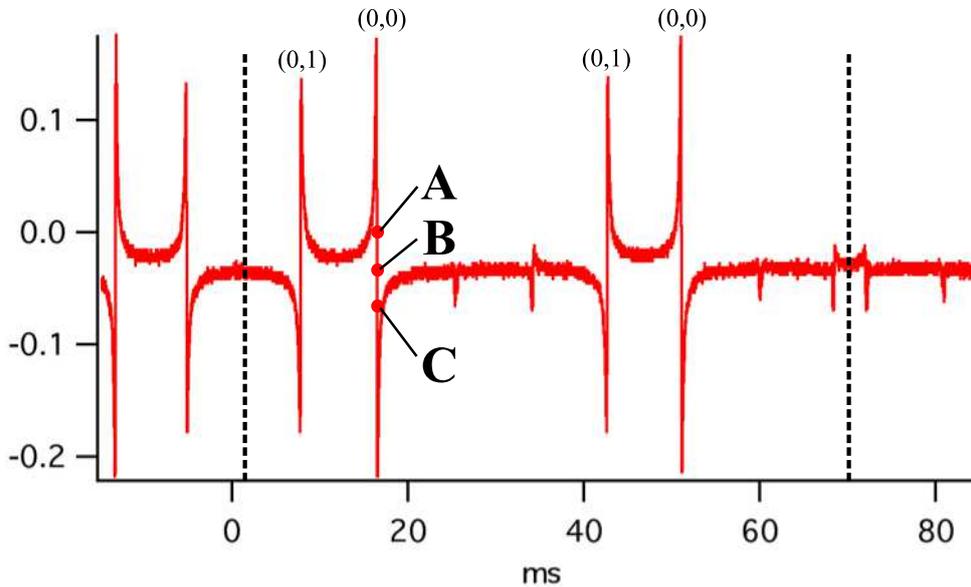


FIG. 4.30 – Signal différence de la photodiode à cadrans. Les situations A, B et C de la figure 4.29 ont été identifiées. On obtient un signal d'erreur, nul à la résonance et qui change de signe en la franchissant.

verrouille la cavité puis le laser infrarouge. Ce montage ne permet pas de modifier le désaccord infrarouge sans déverrouiller l'asservissement de la cavité et reprendre les étapes précédentes. Une solution envisagée consiste à ajouter en amont de la cavité, un décalage en fréquence obtenu par un double passage en oeil de chat dans un modulateur acousto-optique, identique à celui utilisé pour le laser bleu. De cette façon, le faisceau infrarouge d'asservissement est à une longueur d'onde fixe et c'est la fréquence du modulateur qui contrôle le désaccord du faisceau infrarouge en interaction avec les ions.

La cavité a été réalisée avec des miroirs diélectriques traités haute réflexion dans l'infrarouge et un miroir métallique pour le miroir de fond. Les finesses mesurées atteignent une valeur de 150 dans l'infrarouge et de 6 dans le bleu. Ceci est suffisant pour asservir la cavité et le laser infrarouge, mais on reste sensible aux perturbations brutales de l'environnement et la dérive en température induit des variations de longueur de la cavité trop importantes pour être compensées par la seule course du piézo-électrique. Les durées d'asservissement sont limitées à quelques dizaines de minutes. Les solutions envisagées consistent d'une part à augmenter l'amplitude et la raideur des signaux d'erreur en utilisant des miroirs traités aux deux longueurs d'ondes, et d'autre part à diminuer les dérives en température en fixant la cavité sur un monobloc métallique régulé en température. Enfin, il est difficile dans ce montage de modifier la longueur d'onde infrarouge sans déverrouiller l'asservissement de la cavité.

#### 4.7.4 Déstabilisation des états noirs D

Selon l'analyse effectuée à la page 57, une bonne efficacité de refroidissement est obtenue en assurant une déstabilisation des états noirs superpositions des sous niveaux Zeeman du niveau D en modulant la polarisation du repompeur ou bien par la présence d'un champ magnétique. On a mesuré dans la chambre à vide, en l'absence du piège, un champ magnétique qui vaut environ 1.2 G aligné presque dans l'axe du piège. On ne s'attend pas à une modification importante du champ en présence du piège, les matériaux utilisés n'ayant pas de propriétés magnétiques particulières. Sachant que le déplacement Zeeman est de l'ordre de 1 MHz/G, on obtient donc une fréquence  $F_p \simeq 1$  MHz. Le critère de déstabilisation obtenu dans l'analyse est dans le cas du  $\text{Sr}^+$   $0.2 < F_p < 2$  MHz, qui est donc tout à fait rempli dans notre cas. On a représenté sur le schéma 4.31 le piège, la direction et la polarisation des faisceaux de refroidissement et le champ magnétique. L'axe du piège est noté  $z$  et se situe dans un plan horizontal. Les faisceaux sont polarisés linéairement dans la direction  $x$  également dans le plan horizontal. Les coordonnées du champ magnétique  $\vec{B}$  au niveau du piège ont été mesurées alors que la chambre était ouverte :  $B_x = 0.33$  G,  $B_y = 0.15$  G et  $B_z = 1.13$  G,  $\|\vec{B}\| = 1.2$  G.

## 4.8 Fluorescence et Imagerie

La méthode de refroidissement Doppler fait subir aux ions des cycles d'excitation-émission spontanée et les photons spontanés émis peuvent être collectés et mesurés. On présente dans cette partie l'ensemble du système optique de collection et mesure qui a permis de réaliser des spectres de fluorescence et également des clichés du nuage d'ions. Ces acquisitions permettent d'extraire des informations très importantes sur la température, la densité et la population piégée. On évalue le flux de photons collectés, en détaillant les différents systèmes de collection

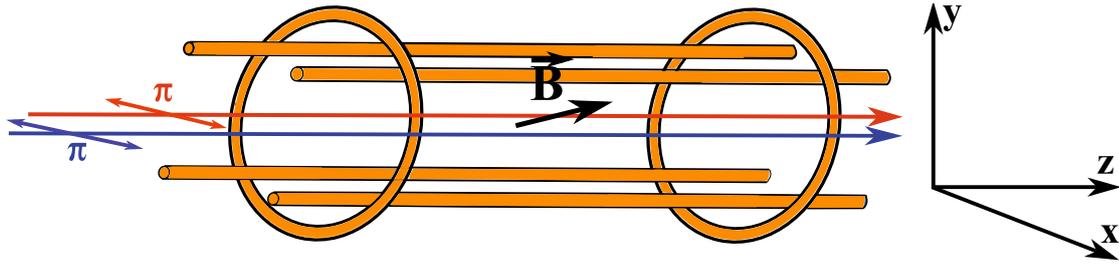


FIG. 4.31 – Schéma représentant le passage des faisceaux dans le piège et la direction du champ magnétique. Les faisceaux infrarouge et bleu sont superposés dans la direction de l'axe du piège, de polarisation linéaire selon  $x$ . Le champ magnétique au centre du piège fait un angle de  $18^\circ$  par rapport à l'axe  $z$ . Le plan  $(x, z)$  correspond au plan horizontal et la fluorescence est collectée dans l'axe  $x$ .

et les deux photo-récepteurs employés.

**Flux de photons** Les ions sont éclairés par les faisceaux de refroidissement envoyés dans l'axe du piège (axe  $z$ ) qui se situe dans le plan horizontal (voir figure 4.31). On place le système de collection dans la direction perpendiculaire ( $x$ ) du plan horizontal, correspondant au plus large hublot disponible ce qui maximise le flux de photons collectés. De plus les clichés réalisés dans cet axe permettent d'imager l'axes de symétrie du piège et d'apprécier au mieux son volume. Ce hublot a un diamètre de 67 mm et se situe à 200 mm du nuage. L'ouverture du flux lumineux qui traverse le hublot est limitée non pas par les électrodes du piège mais par le cône défini par la surface du hublot et le centre du piège. En notation photographique, cela donne un système ouvert au mieux  $f/3$ . On peut estimer la probabilité  $P_h$  qu'un photon émis par les ions traverse le hublot :

$$P_h \simeq \frac{\pi(67/2)^2}{4\pi \times 200^2} = 7 \times 10^{-3}$$

D'après les résultats de la partie 2, page 52 et suivantes, le taux de fluorescence d'un ion est inférieur à  $\Gamma/3$ . Dans le cas d'un ion  $\text{Sr}^+$  unique, on en déduit le flux de photon maximal que l'on peut espérer obtenir derrière le hublot  $P_h \times \Gamma/3 = 4.6 \times 10^4$  ph/sec.

Un paramètre important pour l'imagerie d'un cristal est la distance qui sépare deux ions voisins, qui doit être résolue au mieux par le système. On choisit les paramètres de fonctionnement du piège pour que cette distance soit comprise entre 10 et 100  $\mu\text{m}$ . Remarquons enfin que l'ouverture du cône de fluorescence est relativement faible, ce qui donne au système une profondeur de champ assez grande. On peut évaluer cet effet à partir d'un système optique ne contenant qu'une seule lentille de focale  $f$  de diamètre  $d$ . L'objet se situe à la distance  $p$  de la lentille et on est capable de résoudre dans le plan image une longueur au minimum de  $\epsilon$ . Les rayons lumineux qui passent par un point de l'axe optique situé proche de l'objet, et par la lentille forment dans le plan image choisi un cercle. Si on définit précisément la profondeur de champ  $\Delta$  comme l'ensemble de ces points pour lesquels le cercle lumineux a un diamètre inférieur à  $\epsilon$ ,

$$\Delta = \frac{2p\gamma}{1-\gamma^2} \quad \gamma = \frac{\epsilon(p-f)}{df}.$$

Dans la pratique  $\epsilon$  sera la taille d'un pixel de la caméra CCD, et  $d$  sera le diamètre du hublot. Plus  $d$  est faible et plus  $\Delta$  est grande. Si  $\Delta$  correspond à la distance entre ions voisins dans une structure cristalline, il sera difficile de résoudre les ions individuellement.

Le principal problème pour la mesure de fluorescence a été dans un premier temps le fond lumineux, principalement dû aux réflexions partielles des lasers de refroidissement sur les hublots non traités qui peuvent être diffusées sur les bords d'électrodes. Une réduction du fond lumineux a été obtenue par différentes méthodes : filtrage spatial (expliqué plus loin), filtrage interférentiel passe bande centré sur la transition à 422 nm (largeur du filtre : 10 nm et absorption à 422 nm de 50%), ou filtrage en polarisation (le signal de fluorescence n'est pas polarisé à la différence du fond lumineux qui garde la polarisation linéaire des faisceaux incidents). Des hublots traités dans le bleu et l'infrarouge ont été installés durant ma thèse, ce qui a permis de diminuer notablement le fond lumineux. Cette modification correspond à la mise en marche de la version 2.0 du piège, version qui a permis d'atteindre des régimes de fluorescence beaucoup plus importants. Le rapport signal à bruit est alors augmenté de façon considérable par à la fois la diminution du bruit de fond et l'augmentation du signal.

**Systèmes de collection** Nous avons utilisé trois systèmes optiques différents placés entre le hublot et le photo-récepteur : un ensemble de trois lentilles conçu et assemblé au laboratoire, et deux objectifs commerciaux. Les paramètres pertinents pour la collection sont principalement les pertes à 422 nm et l'ouverture du système, auxquels on ajoute pour l'imagerie, le grandissement et la résolution spatiale.

Le premier système est un bloc de trois lentilles représenté sur la figure 4.32. Les lentilles  $L_1$  et  $L_2$  sont des doublets achromatiques optimisés pour la conjugaison objet-infini (Melles Griot LAO624,  $f=200$  et LAO805,  $f=75$ , leur diamètre vaut 50 mm). Le foyer de  $L_1$  est placé au centre du piège de sorte que l'on forme une image relais du nuage au niveau du diaphragme D. On supprime ainsi en aval, une grande partie de la lumière de fond. Le foyer de la lentille  $L_3$  (Melles Griot LAO  $f=25$  mm, diamètre 25 mm) correspond au diaphragme D et on crée en sortie un faisceau collimaté. Cette lentille est présente lorsque la fluorescence est envoyée vers la caméra et il faut alors ajouter un objectif pour réaliser une image. Le principal avan-

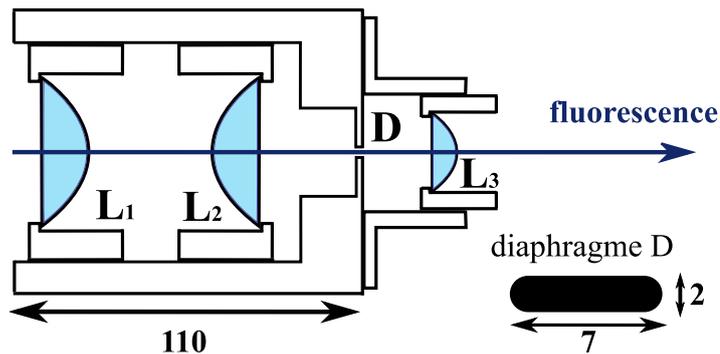


FIG. 4.32 – Schéma représentant le système de collection de fluorescence, formé par deux achromats ( $L_1$  et  $L_2$ ), d'un diaphragme D et d'une dernière lentille  $L_3$  que l'on peut éventuellement ôter. Les dimensions sont notées en mm.

tage de ce montage est le filtrage spatial par le diaphragme, qui est particulièrement adapté lorsque le bruit de fond est important. C'est le montage qui a été employé pour rechercher la

fluorescence dans les premiers temps alors que les passages de faisceau à travers les hublots non traités occasionnaient un bruit de fond notable. Concernant les pertes, les trois lentilles sont traitées par une couche de  $\text{MgF}_2$  et donnent une transmission totale de 95%. La lentille  $L_1$  d'entrée du système a un diamètre inférieur au hublot, ce qui réduit le cône de lumière de fluorescence, et diminue de moitié le nombre de photons que l'on peut collecter par ion et par seconde. On obtient un flux maximal de  $2.2 \times 10^4$  par ion. Ce système a permis de réaliser la mesure de la fluorescence sur le photomultiplicateur et de prendre les premiers clichés de nuage d'ions. Il est cependant peu adapté pour une imagerie de haute résolution. Tout d'abord le grandissement donné par les lentilles  $L_1$  et  $L_2$  vaut environ 0.4, alors que l'on souhaite résoudre une dizaine de microns, ensuite il est nécessaire d'utiliser au moins une optique supplémentaire, et les défauts accumulés sur l'ensemble du système rendent la résolution spatiale insuffisante pour observer des objets séparés par une dizaine de microns. Si on suppose que l'on utilise uniquement les deux premières lentilles et une caméra CCD dont les pixels ont une dimension de  $6 \mu\text{m}$ , on obtient une profondeur de champ de  $135 \mu$  (la lentille équivalente aux deux achromats est caractérisée par une focale et un diamètre de  $60 \text{ mm}$ , et est placée à une distance de  $225 \text{ mm}$  de l'objet, on prend  $\epsilon = 6 \mu\text{m}$ ). Pour des cristaux dont le rayon de Wigner-Seitz est compris entre  $10$  et  $20 \mu\text{m}$ , c'est à dire les cristaux que l'on souhaite générer, la profondeur de champ correspond à une dizaine de couches d'ions. Un tel système d'imagerie sera sans doute inadapté pour résoudre les ions individuellement dans des grands cristaux, et on a la possibilité d'employer d'autres systèmes décrits à présent. Pour obtenir des images mieux résolues, on a utilisé deux zooms  $\times 3$ . Le premier est un objectif VMC Vivitar series 1 de focale  $70\text{-}210 \text{ mm}$  ouvert à  $f/3.5$ . Il s'agit d'un objectif dont les optiques ont un traitement peu performant et qui introduit environ 50% de pertes à  $422 \text{ nm}$ . L'ouverture est inférieure à celle du flux de photons incidents, mais supérieure à celui du bloc de lentilles. Cet objectif a été utilisé avec les deux achromats précédents, avec la focale la plus courte pour un agrandissement maximal.

L'autre objectif est le canon EF 70-200  $f/2.8$  serie L IS USM. Dans cet appareil, le traitement antireflêt des optiques permet d'atteindre une transmission dans le bleu supérieure à 80%. Son ouverture est égale à celle du cône de fluorescence. On a utilisé cet objectif directement face au hublot pour prendre des clichés du nuage.

Dans la pratique, le grandissement est mesuré à partir de la distance entre les barres cylindriques du piège qui dans le plan objet sont séparées de  $3 \text{ mm}$ .

**Photorécepteurs** Trois récepteurs ont été utilisés : deux photomultiplicateurs et une caméra CCD. Le premier photomultiplicateur est le R632 fabriqué par Hamamatsu. Il est alimenté avec une tension de  $1330 \text{ V}$ . Un filtre interférentiel pour supprimer la lumière infra-rouge a été placé devant le capteur, ce qui introduit une perte de 50% à  $422 \text{ nm}$ . La conversion globale, filtre compris, vaut  $1.25 \times 10^5$  électrons par photon incident pour cette tension.

Le second photomultiplicateur est le Hamamatsu H9319-11, un compteur de photons dont la surface sensible est un disque de  $22 \text{ mm}$  de diamètre, comportant un microcontrôleur qui permet d'envoyer les signaux vers un ordinateur. Le dispositif compte une fraction du nombre de photons incidents qui impactent la surface sensible pendant  $10 \text{ ms}$ , fraction donnée par l'efficacité quantique qui vaut 12.5% pour cet appareil. L'opérateur peut définir une fenêtre de lecture c'est à dire un temps d'intégration multiple de  $10 \text{ ms}$  pendant lequel les coups sont accumulés. Pour que le comptage de photons soit efficace, il est nécessaire de travailler avec un faible flux incident, suffisamment faible pour que deux photons détectés soient séparés temporellement d'une dizaine de nanosecondes. Dans notre expérience, il a été nécessaire

de travailler avec un filtrage spatial très important, et sur le diaphragme de la figure 4.32, nous avons rajouté un diaphragme d'un diamètre de  $100\ \mu\text{m}$ . Ce système permet de s'affranchir du courant d'obscurité (c'est à dire dans la cascade du photomultiplicateur à des électrons générés spontanément en aval de la première dynode) : grâce à un seuil, on parvient à distinguer les impulsions correspondant à un photon incident de celles correspondant à une génération spontanée d'électrons. Si le diaphragme est bien placé, on peut récolter la fluorescence du nuage là où les ions sont les plus denses et les plus froids ce qui donne donc un signal plus fort. Le rapport signal à bruit est suffisant pour observer des spectres de fluorescence. La caméra CCD utilisée est la Coolsnap EZ fabriquée par Roper. Son capteur *Sony ICX285* compte  $1392 \times 1040$  pixels carrés de côté  $6.45\ \mu\text{m}$ , ce qui donne une surface sensible totale de  $8.77 \times 6.6\ \text{mm}$ . L'efficacité quantique à  $422\ \text{nm}$  vaut 50%. L'étalonnage de la caméra donne une conversion de 13.7 photons/coup/pixel. Cette caméra a été choisie pour son faible bruit électronique (1 électron/pixel/seconde), son comportement linéaire, et la faible dimension des pixels. En employant un système optique dont le grandissement est 1, il est possible d'observer des ions séparés au minimum de  $12\ \mu\text{m}$ , ce qui correspond à nos besoins.

**Modulation de fluorescence** Le signal de fluorescence collecté par le système de détection est faible devant le signal de fond, principalement dû aux réflexions parasites du laser bleu de refroidissement, le rapport signal sur bruit vaut typiquement 1%. Pour rendre la mesure plus sensible, il est possible de moduler le signal de fluorescence et de démoduler le signal issu du photomultiplicateur. On place un hacheur optique sur le trajet du laser de repompage qui le hache à une fréquence comprise entre 10 Hz et 3 kHz. Lorsque le laser est éteint les ions sont pompés dans le niveau métastable et ne fluorescent plus. Le temps de pompage, donné par la largeur du niveau excité et le rapport de branchement vaut environ 100 ns, bien inférieur au temps caractéristique de la modulation. Le courant électrique débité par le photomultiplicateur vaut environ 100 nA, et le signal démodulé entre 100 pA et 10 nA. Le rapport signal sur bruit pour le signal démodulé est largement supérieur à 1%, et peut atteindre une valeur de 10 voire 100.

Pour l'imagerie le recours à la modulation n'est pas indispensable car la fluorescence est concentrée sur un faible nombre de pixels et, intégrée sur cette surface, dépasse le bruit.



# Chapitre 5

## Chargement du Piège

Afin d'obtenir une interaction suffisamment forte entre l'ensemble d'ions et une impulsion lumineuse, il est indispensable de disposer d'un ensemble atomique aussi dense et froid que possible. La méthode de production d'ions a des conséquences sur l'énergie initiale qui leur est communiquée et pondère le nombre maximum d'ions que l'on peut charger (page 49). Les techniques de bombardement électronique et de photoionisation ont été mises en œuvre au laboratoire et on présente dans ce chapitre les principaux résultats et les différences constatées entre les deux techniques.

On reproduit l'article publié dans Applied Physics B qui regroupe les résultats les plus importants sur le chargement du piège. Les expériences présentées dans l'article ont été réalisées entre janvier et septembre 2008 avec le piège version 1.0 et visaient en particulier à connaître le nombre maximal d'ions Strontium  $\text{Sr}^+$  qu'il était possible de confiner dans le piège selon la technique d'ionisation utilisée. L'article est divisé en deux parties. Dans l'introduction on présente différentes techniques de production d'ions et notamment les techniques optiques où l'absorption de deux photons porte l'atome neutre au delà du seuil d'ionisation. On distingue dans ces méthodes deux catégories : les méthodes *TSPI* Two Steps PhotoIonisation, où l'absorption du premier photon porte l'atome neutre dans un niveau excité intermédiaire, et les méthodes *TPPI* Two Photon PhotoIonisation où il n'existe pas de niveau intermédiaire et l'ionisation implique l'absorption simultanée des deux photons. Dans la première partie *Experimental set-up* décrit l'essentiel des techniques utilisées au laboratoire pour générer, piéger, refroidir et caractériser les nuages d'ions. La partie *Results* concerne l'étude de la pureté chimique des ions produits, la caractérisation de la technique de photoionisation et enfin le nombre maximal d'ions confinés dans le piège. Un certain nombre de renvois et de commentaires sont donnés après la reproduction, en particulier à propos de la sélectivité spatiale des méthodes de photoionisation, de la saturation et de l'efficacité de la méthode *TPPI* d'ionisation utilisée, et enfin de l'interprétation du nombre maximal d'ions piégés.

## 5.1 Reproduction de l'article

### Photoionisation loading of large $\text{Sr}^+$ ion clouds with ultrafast pulses.

S. Removille, R. Dubessy, Q. Glorieux, S. Guibal, T. Coudreau, L. Guidoni, and J.-P. Likforman

Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques,  
Université Paris Diderot et CNRS, UMR 7162,  
Bât. Condorcet, 75205 Paris Cedex 13, France  
Phone +33(0)157277051; Fax +33(0)157276241

Received: date / Revised version: date

**Abstract** This paper reports on the use of ultrafast pulses for photoionisation loading of singly-ionised strontium ions in a linear Paul trap. We take advantage of an autoionising resonance of Sr neutral atoms to form  $\text{Sr}^+$  by two-photon absorption of femtosecond pulses at a wavelength of 431 nm. We compare this technique to electron-bombardment ionisation and observe several advantages of photoionisation. It actually allows the loading of a pure  $\text{Sr}^+$  ion cloud in a low radio-frequency voltage amplitude regime. In these conditions, up to  $4 \times 10^4$  laser-cooled  $\text{Sr}^+$  ions were trapped.

---

PACS 32.80.Fb, 32.80.Rm, 37.10.Ty

#### 1 Introduction

Samples of laser-cooled ions confined in electromagnetic traps play a prominent role in several domains related to atomic physics: quantum information[1], metrology[2], quantum optics[3]. The traditional method used to load an ion trap with the desired species is to create the ions directly inside the trapping region by electron-bombardment (EB) of a neutral atomic beam. As already underlined by several groups[4–7], this technique, while very flexible because it applies to any atomic (and molecular) specie, has several serious drawbacks. Firstly, the electron beam may charge some insulator present near the trap affecting the trapping potential with a slowly varying non-controlled electric field. This situation induces excess micro motion which is thought to lead to increased heating. The slowly varying field must be frequently compensated for, by readjustment of compensation-voltages[6, 7]. Secondly, the vacuum quality of the setup is deteriorated by the presence of a hot filament near the trap. Finally, the very small cross section of the electron-impact ionisation requires huge atomic fluxes that negatively affect both the vacuum and the electrode surfaces. In recent years, several groups have developed new strategies in order to eliminate these drawbacks: laser ablation[8,

9] and photoionisation. We can distinguish two different photoionisation methods, depending on the excitation path from the neutral atom to the ionised state. In what we will call two-step photoionisation (TSPI) a first narrowband cw laser is tuned on an intermediate transition and the ionisation threshold is attained with a second photon (that can possibly have the same energy). This method needs a non-negligible population in the intermediate level (saturating stabilized laser). Another technique, developed here, consists in using a two-photon transition that directly brings a neutral atom above the ionisation threshold (two-photon photoionisation, TPPI). TPPI requires high peak-power, normally associated with short-pulse lasers with a large spectral width. TSPI has been applied to Mg[10, 4], Ca[4–6, 11], Ba[12], Yb[13], and Sr[7]. It presents the important opportunity of isotope-selectivity through the shifts associated to the intermediate transition.  $\text{Cd}^+$  ions have been produced using short pulses [14], taking advantage of the pulse duration of Titanium:Sapphire (Ti:Sa) sources to efficiently double and quadruple the fundamental frequency. These experimental results are interpreted in terms of TSPI, however when spectrally-large pulses excite long-lived intermediate state, TPPI might also occur.

This paper reports on photoionisation loading of  $\text{Sr}^+$  in a linear Paul trap based on ultrafast pulses. We demonstrate that TPPI presents indeed several advantages with respect to EB. In particular it allowed us to selectively load the trap with  $\text{Sr}^+$  ions, to explore trapping regimes with low RF voltages, to obtain larger ion clouds and to improve the vacuum quality by lowering the power in the Sr oven. Such a lower atom flux is particularly interesting in the case of micro-fabricated traps because it prevents short-circuits on the electrodes and reduces heating associated with patch potentials[15]. As TPPI is based on femtosecond pulses, the laser spectral width is on the order of several nm. Therefore frequency stabilisation is not necessary and Doppler broadening effects are negligible. Let us also mention that, because

2

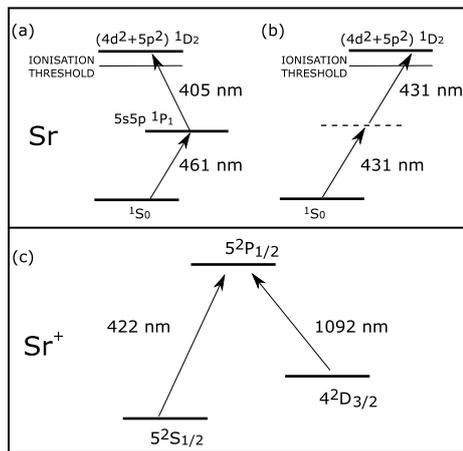
S. Removille et al.

of its two-photon character, TPPI has the potential advantage to define a well-localized spatial region for the ion production associated with the waist of the ionising beam[16]. This facilitates the ion creation at the center of the trap with an initially low potential energy. In the particular case of our trap (atomic beam spread of  $\simeq 8$  mm on the trap axis), we compared the theoretical performances of TPPI and TSPI (assuming equivalent ionisation rates) and we found an initial temperature six times lower for TPPI. More generally, for perfectly

Yb[13]. In the particular case of the Sr atom, the presence of a  $(4d^2+5p^2)^1D_2$  autoionising state that lies above the ionisation threshold is very helpful to increase the photoionisation efficiency. The spectral characteristics of this state have been investigated earlier [18], in particular a cross section of  $\simeq 5500$  Mb ( $1 \text{ Mb} = 10^{-22} \text{ m}^2$ ) for the  $^1P_1 \rightarrow (4d^2+5p^2)^1D_2$  transition has been measured. Such an autoionising state can also be reached from the ground state by two-photon absorption: the  $(5s^2)^0S_0 \rightarrow (4d^2+5p^2)^1D_2$  two-photon transition has a linewidth of 0.7 nm FWHM (due to the short lifetime of the final state) and can be resonantly driven by two photons centered at 431 nm [19]. The strategy of the TPPI loading experiment described in this paper is based on this transition (Figure 1b).

The neutral atomic beam is produced in an oven placed below the trap. The oven contains a dendritic piece of pure strontium (Aldrich) heated by a tungsten filament with a maximum operating current of 1.15 A, corresponding to a heating power of 1.3 W. Let us remark that the manipulation of pure Sr under argon atmosphere in a glove box did not produce visible oxidation of the sample. The temperature of the (bare) filament displays an approximate linear dependence on the current and we measured  $110^\circ \text{ C}$  for 0.8 A and  $170^\circ \text{ C}$  for 1.2 A. Such measurements have been carried out by recording the I-V characteristics and by taking into account the known dependence of the tungsten resistivity as function of the temperature. In these conditions we expect an Sr partial pressure near the filament roughly in the range  $10^{-13} - 10^{-9}$  mbar[20]. An electron gun based on a thorium tungsten wire allows us to perform EB with a typical electron energy of  $\simeq 300$  eV. The photoionising laser source is based on a homemade femtosecond Ti:Sa oscillator that produces 50 fs pulses of 1.5 nJ energy at 862 nm with a repetition rate of 100 MHz. The pulses are frequency doubled in a 0.5 mm thick Beta Barium Borate (BBO) nonlinear crystal. The thickness of the crystal is such that group velocity mismatch negligibly affects pulse-duration. A pulse energy of more than 0.15 nJ is routinely obtained at 431 nm. The beam is directed into the vacuum chamber and focused at the center of the ion trap by a lens of focal distance 200 mm. The measured photoionising beam size at the waist is  $20 \pm 2 \mu\text{m}$ , corresponding to a peak intensity of  $\simeq 1 \text{ GW}/\text{cm}^2$ .

$\text{Sr}^+$  ions are trapped in a standard linear Paul trap (see Figure 2) [21]. Four parallel rod electrodes (diameter 6.35 mm, distance between the center of the trap and the electrode surfaces  $r_0 = 3.2$  mm) are used for the radio-frequency (rf) radial confinement. A 2.5 MHz rf potential with an amplitude  $V_{rf}$  in the range 50–500 V is applied to two of the diagonally opposed electrodes. The remaining two rods are normally grounded but can also be used to resonantly excite the ion motion in the trap (see below). The  $\text{Sr}^+$  ion radial movement is defined by a typical secular frequency  $\nu_R = 400$  kHz for an applied voltage  $V_{rf} = 500$  V. Two annular “end caps” separated



**Fig. 1** Relevant energy levels of neutral Strontium involved in: a) two-step photoionisation TSPI; b) two-photon photoionisation TPPI discussed in this paper. c) Relevant energy levels of  $\text{Sr}^+$  ion involved in Doppler cooling.

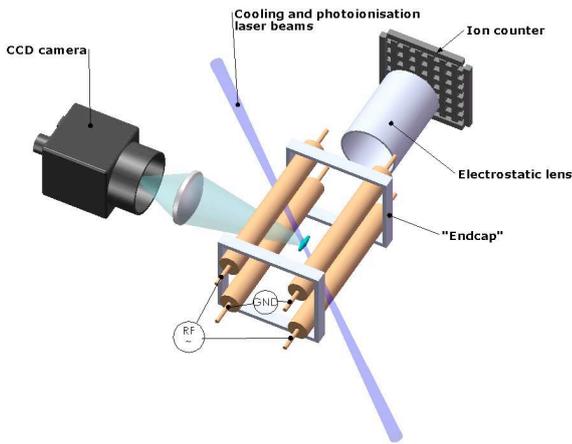
collimated atomic beams, the expected initial temperature is at least two times lower for TPPI than for TSPI. Finally, from a practical point of view, the TPPI setup presents the advantage of flexibility because the same frequency-doubled tunable ultrafast source can be used for the ionisation of different atomic species.

## 2 Experimental setup

The level structure of the Sr atom is similar to that of most atoms with two electrons in the outer shell (the relevant levels are represented in Figure 1a). The  $^1P_1$  intermediate level has been used to implement TSPI technique in Sr[7], following the example of Ca[5] and

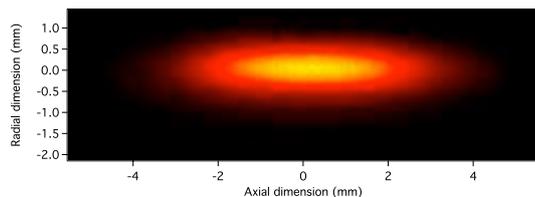
Photoionisation loading of large  $\text{Sr}^+$  ion clouds with ultrafast pulses.

3



**Fig. 2** Schematic description of the linear Paul trap setup. Four parallel rod electrodes are used for the rf radial confinement. Two annular end caps separated by 20 mm are used for the longitudinal confinement. The trapped ions can be axially ejected and counted by an electron multiplier. The ion cloud fluorescence resulting from Doppler cooling is recorded on a ccd camera.

by 20 mm are used for the longitudinal confinement and brought to a static positive voltage ( $V_{ec} = 500$  V). The corresponding axial frequency is  $\nu_A = 20$  kHz. The stability parameter  $q$  [22] lies within the range 0.09 to 0.45, well below the limit of 0.85. The stability parameter  $a$  introduced in the case of linear Paul traps [24, 25], that depends on the end caps voltage, is kept constant at the small value of  $10^{-5}$ . Trapped ions can be detected in a destructive way by an ejection sequence: an asymmetric potential is applied to the end caps that kicks out the cloud along the trap axis through an electrostatic lens towards an electron multiplier. The efficiency of such a process has been estimated to be better than 99 % using Simion® software[26]. This detection scheme allows



**Fig. 3** Fluorescence image at 422 nm of a trapped ion cloud (2 mm length and  $200 \mu\text{m}$  width, FWHM) containing  $3 \times 10^4$   $\text{Sr}^+$  ions ( $V_{rf} = 130$  V,  $V_{ec} = 500$  V).

us to perform ion-counting and to analyze the trapped species by performing mass-spectra. A mass spectrum is

obtained by measuring the losses induced in successive realizations of the cloud in the presence of a “tickle” sinusoidal excitation applied to two diagonally opposed rods. The result of this parametric excitation is a depletion of the ion signal when the tickle frequency matches an integer fraction of  $2\nu_R$  (negative peak in the mass spectrum)[27, 28].

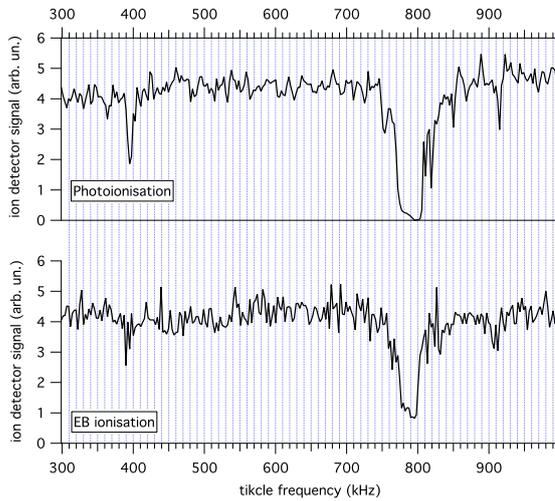
Trapped  $\text{Sr}^+$  ions are Doppler cooled using the  $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$  optical transition at 422 nm (natural linewidth,  $\Gamma/2\pi = 20.2$  MHz, Figure 1c). This transition is driven using laser light generated by a commercial extended-cavity diode laser (Toptica DL100). A commercial “re-pumping” fiber-laser (Koheras Adjustik Y10) at 1092 nm drives the  $^2D_{3/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$  transition to avoid the accumulation of the ions (optical pumping) into the metastable  $^2D_{3/2}$  state. Let us mention that this setup allows us to perform both the measurement of the ion fluorescence, useful for optimizing the cooling phase, and the precise evaluation of the number of trapped ions by ejection and ion-counting detection. An example of a fluorescence image of a large cloud (2 mm length and  $200 \mu\text{m}$  width, FWHM) containing  $3 \times 10^4$   $\text{Sr}^+$  ions is shown in Figure 3. In order to remove background light from images, we perform spatial filtering in an intermediate object plane through a 10 mm long and 0.5 mm wide slit and we filter both in polarization and wavelength (interferential filter) the detected photons.

### 3 Results

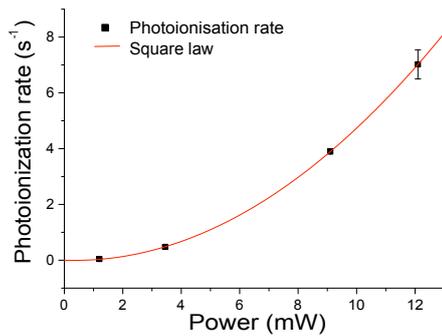
In a first experiment, we performed mass spectra of the trapped ions produced either by EB or by TPPI. Typical mass spectra corresponding to these techniques are shown on Figure 4. Basically two main peaks associated with  $\text{Sr}^+$  are expected and observed, corresponding to a tickle frequency of  $2\nu_R$  and  $\nu_R$  (negative peaks in the mass spectrum). This frequency (400 kHz for the experimental conditions of Figure 4) depends on the trap potentials and the ion mass. The main difference between the two spectra is the value of the peak contrast. The contrast of the saturated peak at  $2\nu_R$  gives us information about the proportion of  $\text{Sr}^+$  ions in the trap. TPPI produces a contrast of 100%, indicating that a pure  $\text{Sr}^+$  cloud is obtained, compared to 66% in the case of EB for which other ion species are also produced (among these contaminants, we identified  $\text{Ar}^+$ ,  $\text{Cu}^+$  and water). Since the ionisation rate as a function of the ionising beam intensity shows a quadratic dependence (Figure 5), we conclude that the ionisation process is actually based on the expected two-photon absorption. The reported rates are obtained by performing several load-eject cycles for different short loading times  $\tau$  (see below), and by extracting the slope of the linear behavior by a fit. The error bars represent the average variance as extracted by the fit procedure. The loading rate is expected to saturate when the probability of two-photon absorption

4

S. Removille et al.



**Fig. 4** Comparison of mass spectra of the trapped ions produced either by electron-beam or by photoionisation for  $V_{r,f} = 500$  V. The two main peaks associated with  $\text{Sr}^+$  are observed for a tickle frequency of  $2\nu_R$  and  $\nu_R$  (negative peaks in the mass spectrum). The two experiments are carried-out such as the initially trapped ion numbers are identical. The dark count falls to zero since the probability for an untrapped spurious ion to reach the detector during the integration time is negligible.

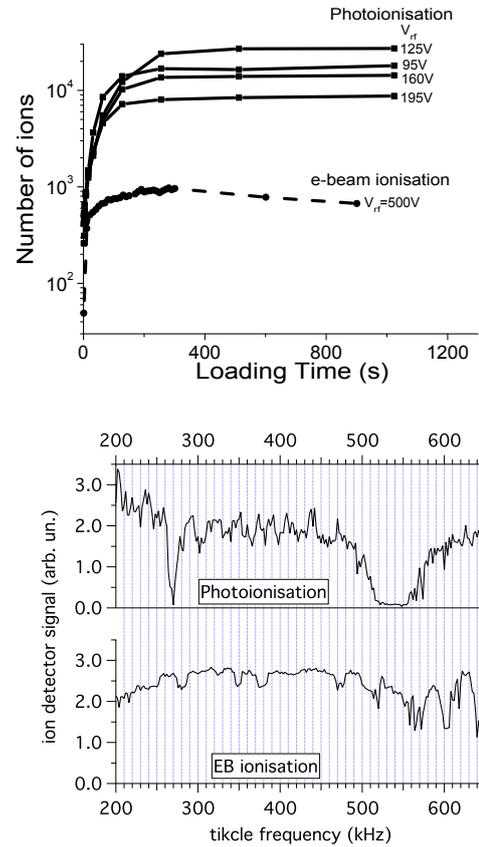


**Fig. 5** Photoionisation rate as function of the average power of the ionisation beam obtained for  $V_{r,f} = 130$  V and  $V_{ec} = 500$  V. An excellent quadratic law is observed, as expected for a two-photon absorption process.

for each atom crossing the interaction region is on the order of unity. The intensity range in which this saturation occurs depends on both the two-photon ionisation cross section  $\sigma_{tp}$  for the  $(5s^2)^0S_0 \rightarrow (4d^2+5p^2)^1D_2$  transition and the photoionising pulse duration. A rough estimate (i.e. that does not take into account the spectrum of the femtosecond pulses) [29] gives  $\sigma_{tp} \simeq 10^4$  GM (1 GM =  $10^{-50}$  cm<sup>4</sup>s). By considering a thermal velocity of 200 m/s, an atom interacts with  $\simeq 10$  laser pulses in

the interaction region and the saturating peak intensity is on the order of  $\simeq 100$  GW/cm<sup>2</sup>. In this high-intensity regime, we expect the loading rate to be limited by the density of Sr atoms.

In a second experiment, we compared the loading times and the maximum number of trapped ions in the two cases of EB and TPPI. The experiment is performed as follows: we turn-on the electron gun or the photoionising beam at time  $t = 0$ ; after a certain time  $\tau$ , we turn off the laser cooling and eject the loaded ions towards the ion counter. Laser cooling is stopped in the ejection phase to avoid spurious losses induced by damping. We show in Figure 6a the number of trapped ions,



**Fig. 6** a) Number of trapped ions as function of the loading time. In the case of photoionisation, the curves corresponding to several  $V_{r,f}$  are traced. b) Mass spectra of the trapped ions produced either by electron-beam (solid curve) or by photoionisation (dashed curve) for  $V_{r,f} = 350$  V. All the data are obtained for  $V_{ec} = 500$  V.

as function of  $\tau$ , obtained using the two techniques. In both cases, saturation in the number of trapped ions is reached within a few tens of seconds. However, only TPPI allowed us to create pure  $\text{Sr}^+$  clouds containing a large number of ions: the EB technique saturates around

Photoionisation loading of large  $\text{Sr}^+$  ion clouds with ultrafast pulses.

5

1000 trapped ions. In fact, with TPPI an optimum of  $4 \times 10^4$  trapped  $\text{Sr}^+$  ions is obtained for  $V_{rf} = 125$  V. In the case of EB it is impossible to explore the same range for the parameter  $V_{rf}$  without affecting the sample purity, since too many spurious ionic species, of mass lower than Sr, are produced and trapped at low  $V_{rf}$ . This effect is clearly visible in the mass spectra of Figure 6b obtained with the two techniques in an intermediate regime ( $V_{rf} = 350$  V). Therefore, in our case of a non-crystallized regime, the possibility to work at a low  $V_{rf}$  is crucial in order to obtain a large number of trapped ions. We interpret this result in terms of rf-heating process that increases with  $V_{rf}$ [30]. In this situation, and in the presence of laser-cooling, the ion-density depends on the balance between cooling and heating. A maximum density is then achievable by minimizing  $V_{rf}$  (i.e. the rf heating) within the stability region. But the total number of trapped ions also depends on the volume of the trap that is imposed by  $V_{rf}$  and  $V_{ec}$ . Numerical simulations carried-out using Simion® software[26] allowed us to estimate the trap volume as a function of  $V_{rf}$  for  $V_{ec} = 500$  V. An optimum (maximum) volume is obtained for  $V_{rf} = 180$  V, slightly larger than the experimental value that maximizes the total number of trapped ions. Let us note that for low-temperature samples (e.g. in crystallized regime) the ion density increases by increasing  $V_{rf}$ , provided that the rf-heating remains low enough to prevent the melting of the crystal.

We also observed that, when working in the regime of relatively high  $V_{rf}$ , that is optimal for EB ( $V_{rf} = 500$  V),  $1100 \pm 5\%$  ions can be trapped by EB to be compared to  $1200 \pm 5\%$  ions obtained by photoionisation. This small discrepancy might be explained by space charge effects due to electrons that can perturb the trap electrostatic potential. Let us also finally remark that the selectivity of the TPPI technique allowed us to load pure  $\text{Sr}^+$  clouds in the trap at very low oven temperatures (on the order of  $120^\circ$  C), contrary to the case of EB (on the order of  $165^\circ$  C). As mentioned above, this lower temperature implies a vapour pressure reduction of several orders of magnitude.

#### 4 Conclusion

We demonstrated the loading of  $\text{Sr}^+$  in a linear Paul trap using two-photon absorption of ultrafast pulses centered at 431 nm. We compared this technique to the electron bombardment loading and observed several advantages, already mentioned in previous experiments concerning other species or other photo-excitation paths. In particular this technique allowed us to selectively load pure  $\text{Sr}^+$  clouds, to explore trapping regimes with low RF voltages, to obtain large cooled-ion clouds, and to improve the vacuum quality by lowering the power in the Sr oven. Concerning this last point, it has been possible to reduce the expected Sr partial pressure near the

oven filament by roughly 4 orders of magnitude. Our results have been obtained with a home-made femtosecond source that delivers relatively low energy pulses. We expect an improvement of two orders of magnitudes in the photoionization rate in the case of commercially available Ti:Sa oscillators delivering routinely 10 nJ per pulse. Let us finally mention that the trapping of up to  $4 \times 10^4$  cooled  $\text{Sr}^+$  ions is an important step towards the realization of an ion-based quantum memory[31].

#### 5 Acknowledgments

We thank P. Lepert for technical support. The authors would also like to thank M. Joffre for the loan of the femtosecond oscillator. This work was supported by ANR “jeunes chercheuses et jeunes chercheurs” research contract JC05.61454.

#### References

1. H. Häffner, C. F. Roos, and R. Blatt, *Quantum computing with trapped ions*, Phys. Rep. **469**, 155 (2008)
2. R. Blatt and D. Wineland, *Entangled states of trapped atomic ions*, Nature, **453**, 1008 (2008).
3. P. Gill, *Optical frequency standards*, Metrologia **42**, S125-S137 (2005)
4. G.R. Guthöhrlein, M. Keller, K. Hayasaka, W. Lange, H. Walther, *A single ion as a nanoscopic probe of an optical field*, Nature **414**, 49 (2001)
5. J. Eschner, C. Raab, F. Schmidt-Kaler, R. Blatt, *Light interference from single atoms and their mirror images*, Nature **413**, 495 (2001)
6. P. Herskind, A. Dantan, M.B. Langkilde-Lauesen, A. Mortensen, J.L. Sørensen, M. Drewsen, *Loading of large ion Coulomb crystals into a linear Paul trap incorporating an optical cavity*, Appl. Phys. B **93** 373-379 (2008)
7. N. Kjærgaard, L. Hornekær, A. M. Thommesen, Z. Videsen, M. Drewsen, *Isotope selective loading of an ion trap using resonance-enhanced two-photon ionisation*, Appl. Phys. B **71**, 207-210 (2000)
8. S. Gulde, D. Rotter, P. Barton, F. Schmidt-Kaler, R. Blatt, W. Hogervorst, *Simple and efficient photoionisation loading of ions for precision ion-trapping experiments*, Appl. Phys. B **73**, 861-863 (2001)
9. D. M. Lucas, A. Ramos, J. P. Home, M. J. McDonnell, S. Nakayama, J.-P. Stacey, S. C. Webster, D. N. Stacey, and A. M. Steane, *Isotope-selective photoionisation for calcium ion trapping*, Phys. Rev. A **69** 012711 (2004)
10. M. Brownnutt, V. Letchumanan, G. Wilpers, R. C. Thompson, P. Gill, A. G. Sinclair, *Controlled photoionisation loading of  $^{88}\text{Sr}^+$  for precision ion-trap experiments*, Appl. Phys. B **87** 411-415 (2007)
11. R. J. Hendricks, D. M. Grant, P. F. Herskind, A. Dantan, and M. Drewsen, *An all-optical ion-loading technique for scalable microtrap architectures*, Appl. Phys. B **88** 507-513 (2007)
12. D. R. Leibbrandt, R. J. Clark, J. Labaziewicz, P. Antohi, W. Bakr, K. R. Brown, and I. L. Chuang, *Laser ablation loading of a surface-electrode ion trap*, Phys. Rev. A **76** 055403 (2007)

10. D. N. Madsen, S. Balslev, M. Drewsen, N. Kjærgaard, Z. Videsen, and J. W. Thomsen, *Measurements on photoionisation of  $3s3p\ ^1P_1$  magnesium atoms*, J. Phys. B **33**, 4981-4988 (2000)
11. A. Mortensen, J. J. T. Lindballe, I. S. Jensen, P. Staunum, D. Voigt, and M. Drewsen, *Isotope shifts of the  $4s^2\ ^1S_0 \rightarrow 4s5p\ ^1P_1$  transition and hyperfine splitting of the  $4s5p\ ^1P_1$  state in calcium*, Phys. Rev. A **69** 042502 (2004)
12. A. V. Steele, L. R. Churchill, P. F. Griffin, and M. S. Chapman, *Photoionisation and photoelectric loading of barium ion traps*, Phys. Rev. A **75** 053404 (2007)
13. K. Hosaka, S. A. Webster, P. J. Blythe, A. Stannard, D. Beaton, H. S. Margolis, S. N. Lea, and P. Gill, *An optical frequency standard based on the electric octupole transition in  $^{171}\text{Yb}^+$* , IEEE Trans. Instrum. Meas. **54**, 759-762 (2005) Chr. Balzer, A. Braun, T. Hannemann, Chr. Paape, M. Ettler, W. Neuhauser, and Chr. Wunderlich, *Electrodynamically trapped  $\text{Yb}^+$  ions for quantum information processing*, Phys. Rev. A **73**, 041407R (2006)
14. L. Deslauriers, M. Acton, B. B. Blinov, K.-A. Brickman, P. C. Haljan, W. K. Hensinger, D. Hucul, S. Katnik, R. N. Kohn, Jr., P. J. Lee, M. J. Madsen, P. Maunz, S. Olmschenk, D. L. Moehring, D. Stick, J. Sterk, M. Yeo, K. C. Younge, and C. Monroe, *Efficient photoionisation loading of trapped ions with ultrafast pulses*, Phys. Rev. A **74** 063421 (2006)
15. Ralph G. DeVoe and Christian Kurtsiefer, *Experimental study of anomalous heating and trap instabilities in a microscopic  $^{137}\text{Ba}$  ion trap*, Phys. Rev. A **65** 063407 (2002)
16. A. Diaspro (Ed.), *Confocal and Two-Photon Microscopy: Foundations, Applications and Advances*, Wiley-VCH, Weinheim, 2001; ISBN 0-471-40920-0.
17. 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 (2006)
18. Sami-ul-Haq, S. Mahmood, N. Amin, Y. Jamil, R. Ali and M. A. Baig, *Measurements of photoionization cross sections from the  $5s5p\ ^1P_1$  and  $5s6s\ ^1S_0$  excited states of strontium*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **39**, 1587-1596 (2006) and references therein.
19. M. A. Baig, M. Yaseen, Raheel Ali, Ali Nadeem, S.A. Bhatti, *Near-threshold photoionisation spectra of strontium*, Chem. Phys. Lett. **296**, 403-408 (1998)
20. A.N. Nesmeyanov, *Vapour Pressure of the Elements*, (Infosearch, London, 1963), pp. 185-187.
21. J. D. Prestage, G. J. Dick, and L. Maleki, *New ion trap for frequency standard applications*, J. Appl. Phys. **66**, 1013 (1989)
22. P. K. Gosh, J. D. Prestage, G. J. Dick, and L. Maleki, *Ion Traps*, Clarendon, Oxford, 1995.
23. W. Paul, *Electromagnetic traps for charged and neutral particles*, Rev. Mod. Phys. **62**, 531 (1990).
24. D. J. Berkeland, J. D. Miller, J. C. Bergquist, W. M. Itano, and D. J. Wineland, *Minimization of ion micro-motion in a Paul trap*, J. Appl. Phys. **83**, 5025 (1998)
25. M. Drewsen, and A. Brøner, *Harmonic linear Paul trap: Stability diagram and effective potentials*, Phys. Rev. A **62** 045401 (2000)
26. <http://www.simion.com/>.
27. M. Vedel, J. Rocher, M. Knoop, F. Vedel, *Evidence of radial-axial motion couplings in an rf stored ion cloud*, Appl. Phys. B **66**, 191-196 (1998)
28. L. Guidoni, S. Guibal, T. Coudreau, B. Dubost and F. Grosshans, *Dynamique d'ions confinés dans un piège de Paul linéaire*, J. Phys. IV France **135** 315-316, (2006)
29. M. Madine, and H. W. van der Hart, *Single- and two-photon ionization of Sr*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **38** 1895-1905 (2005)
30. 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)
31. T. Coudreau, F. Grosshans, S. Guibal and L. Guidoni, *Feasibility of a quantum memory for continuous variables based on trapped ions: from generic criteria to practical implementation*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **40**, 413 (2007)

## 5.2 Renvois et commentaires

### 5.2.1 Sélectivité spatiale

Page 1 : *Let us also mention that, because of its two-photon character, TPPI has the potential advantage to define a well-localized spatial region for the ion production associated with the waist of the ionising beam. This facilitates the ion creation at the center of the trap with an initially low potential energy. In the particular case of our trap (atomic beam spread of 8 mm on the trap axis), we compared the theoretical performances of TPPI and TSPI (assuming equivalent ionisation rates) and we found an initial temperature six times lower for TPPI. More generally, for perfectly collimated atomic beams, the expected initial temperature is at least two times lower for TPPI than for TSPI.*

Un des avantages potentiels de la photoionisation par rapport au bombardement électronique est la sélectivité spatiale qui permet de produire les ions plus près du centre, c'est à dire avec une énergie initiale plus faible. La photoionisation *TPPI* qui nécessite l'absorption quasi simultanée de deux photons, est encore plus sélective spatialement que la photoionisation *TSPI*, et on cherche ici à évaluer le gain de la méthode *TPPI* à partir du calcul de l'énergie initiale moyenne des ions créés. En particulier on justifie le facteur six évoqué dans l'article ainsi que le facteur deux pour des faisceau atomiques collimatés.

Le calcul repose sur l'hypothèse raisonnable que la probabilité de création pour la méthode *TSPI*, notée  $p_1$  est proportionnelle à l'intensité lumineuse et pour la méthode *TPPI* la probabilité  $p_2$  est proportionnelle au carré de l'intensité (rappelons que dans cette méthode c'est l'absorption *simultanée* des deux photons qui assure l'ionisation de l'atome). On considère que les faisceaux sont gaussiens de mode TEM(0,0) centrés sur l'axe du piège et focalisés en son centre. Le système présente donc une symétrie cylindrique et on utilise les coordonnées usuelles,  $r$  la distance à l'axe et  $z$  la projection sur l'axe de symétrie ou hauteur. On suppose que le waist du faisceau  $w_0$  est bien plus étroit que le rayon transverse de la zone de piégeage (cette hypothèse est bien adaptée aux pièges à grand nombre d'ions). Deux longueurs caractéristiques interviennent dans les expressions des énergies moyennes : la longueur de Rayleigh  $z_r$  qui dépend de la focalisation du faisceau lumineux et la longueur  $2L$  de la zone où les ions sont susceptibles d'être produits et piégés. Cette zone est le recouvrement spatial entre la zone de confinement et le faisceau atomique et la longueur  $2L$  est donnée par le minimum entre la longueur axiale du pseudo-potentiel et la largeur du faisceau atomique. Les expressions de  $p_1$  et  $p_2$ , en fonction des coordonnées sont :

$$p_1(r, z) = \frac{1}{\pi L w^2(z)} e^{-2r^2/w^2(z)}$$

$$p_2(r, z) = \frac{2w_0^2}{\pi z_r \arctan(L/z_r) w^4(z)} e^{-4r^2/w^2(z)}$$

On a utilisé  $w^2(z) = w_0^2(1 + (z/z_r)^2)$  la largeur du faisceau gaussien, les deux expressions vérifient la condition de normalisation  $\int_{-L}^L dz \int_0^{+\infty} 2\pi r dr p(r, z) = 1$ .

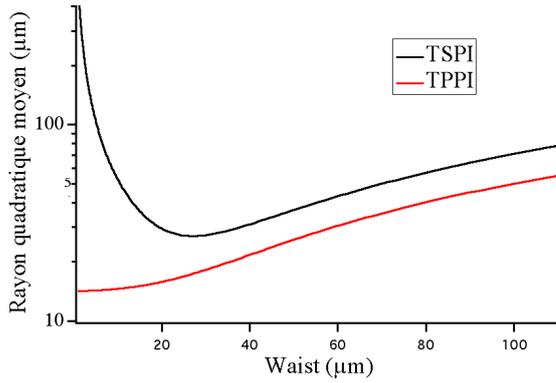


FIG. 5.1 – Positions quadratiques moyennes radiales des ions créés par photoionisation *TPPI* et *TSPI*

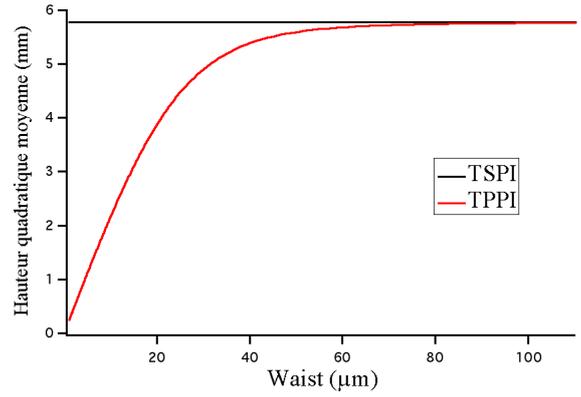


FIG. 5.2 – Positions quadratiques moyennes axiales des ions créés par photoionisation *TPPI* et *TSPI*

$\langle r_{TSPI}^2 \rangle = \int_{-L}^L dz \int_0^{+\infty} 2\pi r dr r^2 p_1(r, z)$	$\frac{w_0^2}{2} \left(1 + \frac{1}{3} \left(\frac{L}{z_r}\right)^2\right)$
$\langle z_{TSPI}^2 \rangle = \int_{-L}^L dz \int_0^{+\infty} 2\pi r dr z^2 p_1(r, z)$	$\frac{L^2}{3}$
$\langle r_{TPPI}^2 \rangle = \int_{-L}^L dz \int_0^{+\infty} 2\pi r dr r^2 p_2(r, z)$	$\frac{w_0^2}{4} \frac{L/z_r}{\arctan(L/z_r)}$
$\langle z_{TPPI}^2 \rangle = \int_{-L}^L dz \int_0^{+\infty} 2\pi r dr z^2 p_2(r, z)$	$z_r^2 \left(\frac{L/z_r}{\arctan(L/z_r)} - 1\right)$

On considère maintenant le cas particulier du Strontium et on compare la méthode *TPPI* utilisant une longueur d'onde de 431 nm à la méthode *TSPI* utilisant une longueur d'onde de 405 nm. On choisit la longueur  $L$  comme la longueur de la zone de confinement de 10 mm et on considère que le faisceau atomique est plus large que la zone de confinement. Les positions quadratiques moyennes sont comparées en fonction du waist du faisceau qui impose la longueur de Rayleigh. Les figures 5.1 et 5.2 représentent les positions quadratiques moyennes. On observe que la distance à l'axe pour un ion généré par *TPPI* est toujours plus faible qu'avec l'autre méthode. Cela s'explique par le fait que dans un plan transverse, la probabilité de créer un ion est plus piquée autour du centre pour la technique *TPPI* que pour l'autre technique. En revanche pour des faisceaux de waists supérieurs à 60  $\mu\text{m}$ , la position axiale quadratique moyenne est très peu différente pour les deux méthodes, l'énergie associée sera alors similaire et on ne s'attend pas à de gain d'énergie. C'est ce que l'on observe sur la figure 5.3 sur laquelle les énergies potentielles moyennes sont très proches au delà de 60  $\mu\text{m}$ . On a choisi une raideur de 40 kHz dans l'axe et une raideur de 400 kHz pour le potentiel radial. On observe un gain d'énergie de plusieurs ordres de grandeur pour des waists inférieurs à 10  $\mu\text{m}$ , et dans le cas d'un waist de 20  $\mu\text{m}$  utilisés dans notre expérience, il y a bien un facteur six entre les deux énergies comme évoqué dans l'article.

On peut noter que la valeur typique du waist pour lequel on gagne un ordre de grandeur (ici 16  $\mu\text{m}$ ) correspond à  $z_r = 2$  mm, c'est à dire environ la valeur de  $L$ . Pour une focalisation plus importante  $z_r$  diminue et le gain d'énergie est plus important encore. Cet effet s'explique par le fait que si  $z_r$  est grand devant  $L$ , la probabilité de générer des ions sur l'axe loin du centre

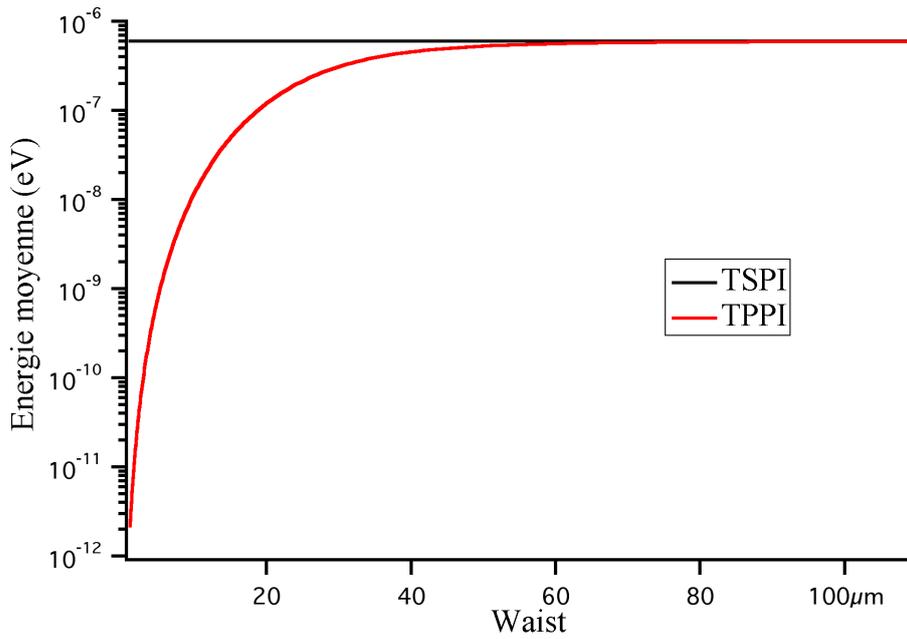


FIG. 5.3 – Energies potentielles moyenne d'un ion créé par photoionisation

est identique pour les deux méthodes, et comme ces ions ont une grande énergie initiale il n'y aura pas de différence notable entre les énergies potentielles relatives aux deux méthodes. En revanche si  $z_r$  est faible devant  $L$ , les ions créés sur l'axe par *TPPI* seront en moyenne plus proches du centre, et l'énergie potentielle moyenne des ions produits par cette méthode est plus faible que pour les ions produits par l'autre méthode. Il est donc nécessaire que la distance caractéristique de focalisation soit faible devant la longueur  $L$ . D'une manière plus générale, et notamment pour des pièges de plus petites dimensions, le gain d'énergie sera important si  $z_r$  est faible devant la longueur de la zone de génération d'ions piégés dans la direction  $D$  traversée par le faisceau, et si  $w(z)$  est toujours faible devant le rayon transverse à  $D$  de la zone de confinement. Cette étude ne prend pas en compte le taux de génération d'ions. En particulier, une focalisation très forte du faisceau définit une zone très restreinte spatialement où les ions peuvent être générés. Le flux atomique qui traverse cette zone est lui aussi très faible et il constitue un majorant au taux de génération d'ions.

### 5.2.2 Estimation de l'efficacité d'ionisation

Page 3 : *The loading rate is expected to saturate when the probability of two-photon absorption for each atom crossing the interaction region is on the order of unity. The intensity range in which this saturation occurs depends on both the two-photon ionisation cross section  $\sigma_{tp}$  for the  $(5s)^0 S_0 \rightarrow (4d^2 + 5p^2)^1 D_2$  transition and the photoionising pulse duration. A rough estimate (i.e. that does not take into account the spectrum of the femtosecond pulses) [28] gives  $\sigma_{tp} = 10^4 GM$  ( $1 GM = 10^{-50} cm^4 s$ ). By considering a thermal velocity of 200 m/s, an atom interacts with 10 laser pulses in the interaction region and the saturating peak intensity is on the order of 100 GW/cm<sup>2</sup>.*

On peut évaluer l'efficacité d'ionisation par deux paramètres pertinents :

- la probabilité  $\Pi_0$  qu'un atome qui passe à travers le piège soit ionisé
- la section efficace d'absorption à deux photons associée à la probabilité  $\Pi_1$  qu'un atome éclairé par une impulsion soit ionisé

Typiquement le taux de création d'ions  $k$  mesuré est compris entre 1 et 100 ions/s. Comme calculé page 97, le flux atomique qui traverse le piège vaut  $10^6$  at/s. Mais seuls les atomes passant dans le faisceau peuvent être ionisés et le flux traversant le piège et le faisceau n'est que de  $10^4$ . Cela permet de calculer  $\Pi_0$  qui est compris entre 0.01% et 1%.

Concernant la section efficace d'absorption à deux photons, notée  $\sigma$  elle est définie par la relation suivante :

$$\Pi_1 = \sigma \Phi^2 \Delta t$$

$\Phi$  correspond au flux de photons et  $\Delta t$  est la durée d'une impulsion. On utilise les valeurs de  $\Phi = 8 \times 10^{30}$  ph/m<sup>2</sup>s ( $\Phi = \frac{E}{h\nu w_0^2} = \frac{E\lambda}{hcw_0^2}$   $E = 0.15$  nJ est l'énergie d'une impulsion,  $\lambda = 431$  nm,  $w_0 = 20$   $\mu$ m le waist du faisceau) et de  $\Delta t = 50$  fs. Pour estimer une valeur de  $\sigma$ , on détermine  $\Pi_1$  à partir du taux  $k = \Pi_1 N r$ ,  $N = 10^{-3}$  ( $N = N_0 w_0^2 L$  correspond à la densité atomique calculée page 97 multipliée par le volume du piège qui est éclairé par les impulsions) étant le nombre d'atomes éclairés par une impulsion et  $r = 10^8$  Hz le taux de répétition. On obtient

$$10^{-5} < \Pi_1 < 10^{-3} \quad \sigma \simeq 10^{-53} \text{ m}^4\text{s} = 10^{-45} \text{ cm}^4\text{s}$$

Dans la référence [155], un calcul théorique des sections efficaces d'ionisation à un et deux photons de l'atome neutre de Strontium est proposé. Dans cet article, la section efficace  $\sigma$  est estimée à  $5 \times 10^{-46}$  cm<sup>4</sup>s dans le cas d'un faisceau continu et en considérant les élargissements induits par une intensité lumineuse de 10 GW/cm<sup>2</sup>. Cette valeur est proche de celle que l'on vient de calculer, mais deux différences importantes sont à noter : d'abord l'expérience que nous avons conduite a été réalisée dans le régime d'impulsions femtosecondes, et l'intensité crête des impulsions vaut 1 GW/cm<sup>2</sup>. La brièveté des impulsions et leur largeur spectrale qui atteint plusieurs nm permet des chemins d'ionisation impossibles dans le cas d'un laser monochromatique et limite la pertinence de la comparaison. On ne peut comparer que les ordres de grandeur, comparaison qui semble ici en accord.

Notons finalement que les probabilités  $\Pi_0$  et  $\Pi_1$  sont normalement reliées entre elles par le nombre d'impulsions qui éclaire un atome neutre dans la zone de production d'ions piégés. En considérant la longueur parcourue dans cette zone comme le waist du faisceau, la vitesse des atomes de 200 m/s et enfin le taux de répétition, on obtient un nombre moyen de 10 impulsions. Pour un taux de création d'ions moyen de 10 ion/sec, on a  $\Pi_0 = 10^{-3}$  et  $\Pi_1 = 10^{-4}$ , c'est à dire bien  $\Pi_0 = 10 \times \Pi_1$ .

### 5.2.3 Calcul du volume de piégeage d'un ion

Page 5 : *Numerical simulations carried-out using Simion® software[25] allowed us to estimate the trap volume as a function of Vrf for Vec = 500 V. An optimum (maximum) volume is obtained for Vrf = 180 V, slightly larger than the experimental value that maximizes the total number of trapped ions.*

On détaille ici le calcul numérique du volume du piège en fonction de l'amplitude de la tension radiofréquence  $V_{RF}$ . Rappelons la définition du volume du piège (donnée à la page 47). Si on considère les surfaces équipotentielles du potentiel moyen, celles qui se trouvent proches du centre du piège sont fermées et définissent un volume fini. Le volume du piège correspond à

la surface équipotentielle fermée de plus grand potentiel.

Pour déterminer numériquement ce volume, on utilise le logiciel Simion® et un code numérique *nbody* développé au laboratoire. Grâce au logiciel Simion® qui a été décrit page 82 et suivantes, on dispose du potentiel électrique créé par chaque électrode dans un maillage régulier de l'espace au niveau de la zone de confinement. Avec la donnée des tensions qui alimentent les électrodes, ces fichiers permettent d'établir le potentiel instantané dans le piège. Le code numérique utilise ce potentiel instantané pour calculer le potentiel moyen en tout point du maillage.

En tout point de l'espace, le champ électrique instantané se décompose en une partie constante correspondant à toutes les électrodes dont le potentiel est fixe et une partie oscillante sinusoïdale correspondant aux électrodes qui portent la tension radiofréquence de piégeage. Pour mener le calcul de l'énergie potentielle moyenne, on détermine d'abord l'énergie potentielle moyenne due à la radiofréquence à laquelle on ajoute ensuite la contribution de la partie constante du potentiel électrique. L'énergie potentielle moyenne due à la radiofréquence a été définie page 42 comme l'énergie cinétique moyenne associée au micromouvement dont on cherche maintenant à établir l'expression. On note  $\Psi_{rf}(\vec{r}) \cos(\omega_{RF}t)$  le potentiel électrique. En reprenant les notations et les hypothèses de la décomposition du mouvement en partie séculaire et micromouvement de la page 41, on aboutit à l'expression de l'accélération :

$$m \frac{d^2 \vec{\epsilon}}{dt^2} = -e \vec{\nabla} \Psi_{in}(\vec{r}) \cos(\omega_{RF}t)$$

L'équation s'intègre et on peut en déduire l'expression de l'énergie cinétique du micromouvement :

$$\frac{1}{2} m \left( \frac{d\vec{\epsilon}}{dt} \right)^2 = \frac{e^2}{2m\omega_{RF}^2} |\vec{\nabla} \Psi_{in}(\vec{r})|^2 \sin^2(\omega_{RF}t)$$

Enfin on moyenne cette expression par rapport au temps et on obtient :

$$\frac{e^2}{4m\omega_{RF}^2} |\vec{\nabla} \Psi_{in}(\vec{r})|^2$$

qui est l'expression cherchée de l'énergie potentielle moyenne due à la radiofréquence. Notons que pour un potentiel électrique harmonique, on retrouve une énergie potentielle harmonique. Le potentiel effectif calculé en suivant cette méthode par le code est analysé pour déterminer la hauteur des barrières de potentiel dans l'axe du piège et dans un plan transverse, la surface équipotentielle limite (fermée de plus grand potentiel) ainsi que le volume qu'elle contient. La zone de confinement a été maillée avec un pas de 125  $\mu\text{m}$  et on a utilisé les tensions suivantes : la plaque et une paire d'électrodes cylindriques sont à la masse, les endcaps à 500 V, le tube d'extraction à -1000 V, l'amplitude de la radiofréquence qui oscille à 2.4935 MHz est le paramètre variable. Les résultats sont représentés sur la figure 5.4. Les endcaps sont alimentées par une tension constante, de sorte que la barrière de potentiel axiale qui n'est que très peu affectée par  $V_{RF}$  vaut toujours 3 eV environ. En faisant varier l'amplitude  $V_{RF}$ , on modifie dans le même sens la hauteur de la barrière de potentiel dans le plan radial : la facteur  $q$  diminue et la raideur du potentiel radial aussi (voir equation 2.6 page 43). Plus la barrière radiale est grande devant la barrière axiale, et plus le volume devient étroit et allongé selon l'axe, dans cette situation le volume diminue lorsque  $V_{RF}$  augmente. Au contraire, plus la barrière radiale est petite devant la barrière axiale, et plus la longueur dans l'axe du volume diminue. Dans ce régime, le volume augmente lorsque  $V_{RF}$  augmente. Lorsque les barrières sont égales, on se trouve entre les deux situations et le volume atteint une valeur maximale.

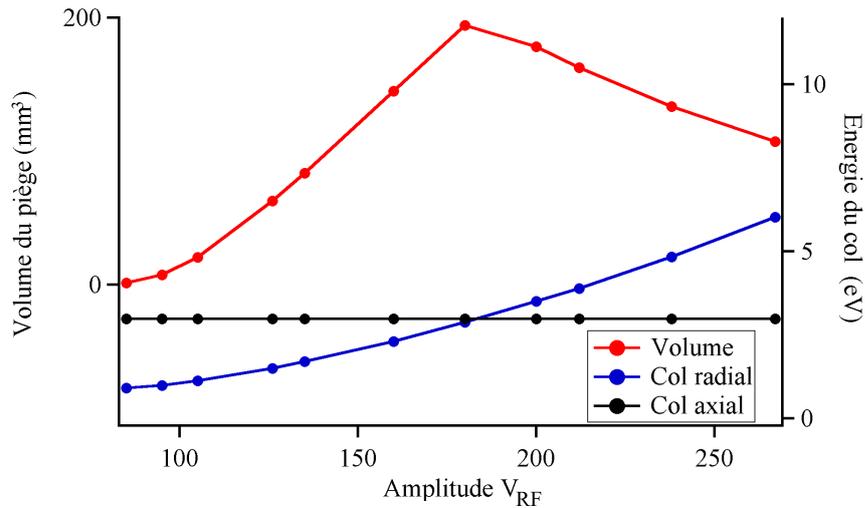


FIG. 5.4 – Volume du piège, hauteur des barrières de potentiel dans l’axe et dans le plan radial en fonction de l’amplitude  $V_{RF}$

Ce résultat pour le volume à un ion, permet d’avancer une explication pour le nombre maximal d’ions qui a été expérimentalement trouvé pour une tension de 140 V.

### 5.2.4 Spectre de masse et isotopes

Page 3 : *In a first experiment, we performed mass spectra of the trapped ions produced either by EB or by TPPI.*

La partie *Results* commence par l’analyse de la composition chimique des nuages générés en utilisant la technique des spectres de masse (voir pages 75 et suivantes). Ce paragraphe contient des résultats obtenus grâce à ces spectres et qui n’ont pas été évoqués dans l’article. On présente deux spectres de masse, le premier qui permet d’établir la valeur de la raideur longitudinale du potentiel moyen dans le piège, et le second qui montre les différents isotopes du Strontium présents dans le piège.

Le spectre de la figure 5.5 a été réalisé en effectuant 450 séquences de chargement, excitation, éjection et mesure. Il n’y a pas de refroidissement laser durant toute l’acquisition. La résolution est de 2 kHz sur l’intervalle 200 kHz à 1100 kHz. Dans cette expérience, la tension excitatrice était portée par les deux électrodes DC, de sorte que l’on s’attend aux résonances paramétriques du mouvement qui se produisent aux fréquences  $\nu(p) = \frac{\omega_r}{\pi p}$  où  $\omega_r/2\pi$  est la fréquence du mouvement radial, la résonance la plus importante étant obtenue pour  $\nu(1)$  et leur ampleur décroît rapidement lorsque  $p$  augmente. C’est ce que l’on observe sur la figure 5.5 : on observe deux résonances pour  $\nu(0) = 720$  kHz et  $\nu(1) = 360$  kHz, le troisième ordre n’est pas visible. On observe autour de ces valeurs des pics satellites repérés sur la figure par les lignes pointillées. L’écart des pics secondaires au pic principal est constant et égal à 40 kHz. Cette valeur correspond à la fréquence du mouvement axial  $\omega_z/2\pi$  et ces résonances sont attribuées à des excitations couplées des mouvements radial et longitudinal. Pour le confirmer, un calcul numérique mené avec le code *nbody* pour simuler le spectre du mouvement des ions a été mené, faisant apparaître trois éléments importants[156]. Tout d’abord des pics secondaires apparaissant effectivement pour des écarts égaux à la fréquence axiale,

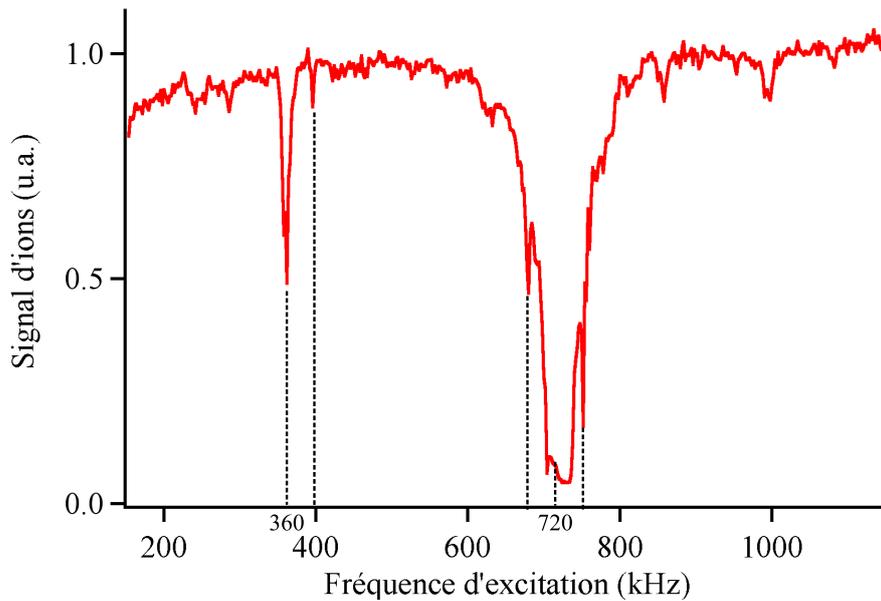


FIG. 5.5 – Spectre de masse obtenu pour  $V_{RF}=400$  V,  $V_{ec}=500$  V, l'excitation "tickle" a une amplitude de 6 V.

ensuite ils n'apparaissent qu'en présence d'interaction coulombienne et enfin la hauteur des pics est croissante avec la densité du nuage. C'est donc l'interaction coulombienne qui est à l'origine du couplage entre les mouvements radial et axial et fait apparaître les pics secondaires.

La figure 5.6 est un spectre de masse limité autour de la résonance  $\nu(1)$  avec un pas de fréquence 200 Hz. On observe trois pics nettement séparés aux fréquences de 385 kHz, 389.5 kHz et 394.4 kHz. Les isotopes naturels les plus abondants du Strontium sont le  $^{88}\text{Sr}$  (82.6%), le  $^{87}\text{Sr}$  (7.0%) et le  $^{86}\text{Sr}$  (9.8%). L'isotope le plus abondant est donc le plus lourd, et l'écart de masse avec les autres isotopes correspond à une variation de 1.1% et 2.2%. On attend les mêmes écarts pour les fréquences du mouvement et les pics sur la figure 5.6 correspondent très bien à ces variations. L'isotope le plus présent dans le piège correspond à la fréquence du mouvement la plus basse, c'est à dire à la masse la plus grande, en accord avec les rapports d'abondance naturelle. En revanche, si on se fie à la hauteur des creux pour obtenir la répartition chimique des isotopes on obtient 40% ( $^{88}\text{Sr}$ ), 30% ( $^{87}\text{Sr}$ ) et 10% ( $^{86}\text{Sr}$ ) ce qui n'est pas compatible avec les abondances naturelles. Comme on l'a souligné page 77 la profondeur des creux dans un spectre de masse ne donne pas nécessairement la répartition correcte des espèces. Pour une excitation électrique de faible amplitude, l'énergie communiquée à l'espèce résonante peut être insuffisante pour en faire sortir tous les ions. Dans ce cas, la mesure du nombre d'ions effectuée ensuite conduit à une sous estimation de l'abondance de cette espèce. C'est ce qui s'est produit ici dans le cas du  $^{88}\text{Sr}$ . D'autre part, dans le cas où deux espèces sont proches en masse et une espèce est beaucoup plus abondante que l'autre, la résonance de l'espèce minoritaire peut exciter une fraction de l'espèce majoritaire, et on surévalue alors la présence de l'espèce minoritaire. Cet effet explique que l'abondance mesurée de l'isotope  $^{87}\text{Sr}$ , proche en masse de l'isotope  $^{88}\text{Sr}$ , ait été surévaluée dans cette

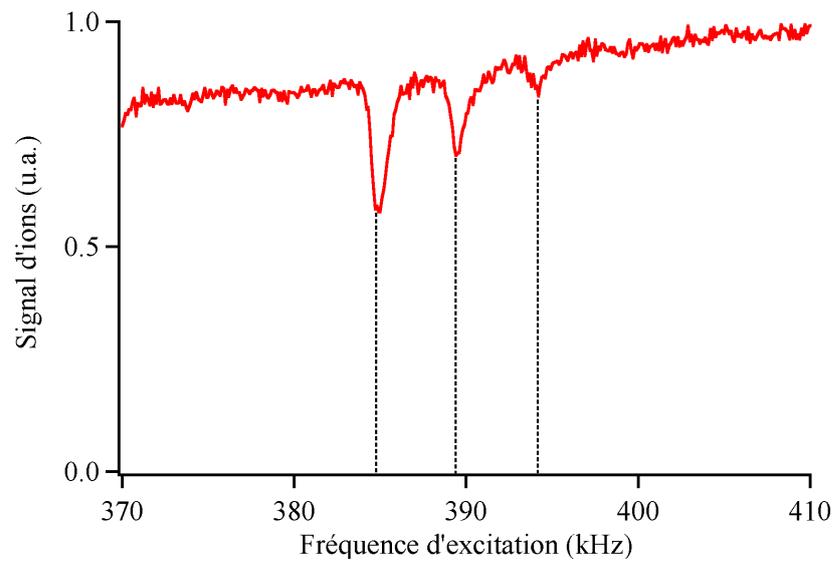


FIG. 5.6 – Spectre de masse obtenu pour  $V_{RF}=430$  V,  $V_{ec}=500$  V, l'excitation "tickle" a une amplitude de 1 V.

expérience, alors que pour l'isotope  $^{86}\text{Sr}$ , qui a une différence de masse plus importante avec l'isotope  $^{88}\text{Sr}$ , la mesure est en accord avec l'abondance naturelle.



# Chapitre 6

## Refroidissement du nuage

Afin d'atteindre un régime de basse température, c'est à dire le régime cristallin, pour lequel le couplage entre les ions et une impulsion lumineuse est maximal et bien contrôlé, il est indispensable de refroidir l'échantillon atomique. Le méthode du refroidissement Doppler, présenté au chapitre 2 a été mise en oeuvre avec les sources lumineuses présentées dans le chapitre 4. Les effets attendus, comme l'augmentation du temps de vie des ions dans le piège ou encore la fluorescence des ions, ont été observés et caractérisés. On détaille dans ce chapitre les principaux résultats, en adoptant une approche chronologique des expériences réalisées ce qui permet d'apprécier les améliorations successives introduites au cours de ce travail de thèse. Depuis les résultats apportant les premières preuves de l'effet des lasers de refroidissement, jusqu'à la résolution spatiale individuelle des ions, trois régimes de température ont été explorés : le régime de Mathieu à haute température (de 100 à 6000 K), le régime liquide ou intermédiaire dans lequel l'énergie potentielle d'interaction n'est plus négligeable devant l'énergie cinétique (température inférieure à 100 K) et enfin le régime cristallin à faible température dans lequel le chauffage RF est inférieur à la puissance de refroidissement (température inférieure à 1 K).

Dans ce chapitre, le laser qui adresse la transition de refroidissement  $S - P$  sera désigné comme le laser bleu et le laser de repompage qui adresse la transition  $D - P$  sera désigné comme le laser infrarouge.

### 6.1 Temps de vie

Une expérience préliminaire menée pour observer l'effet du refroidissement consiste à mesurer le nombre d'ions piégés au cours du temps, et à évaluer si les ions restent confinés plus longtemps en présence des lasers. Le chauffage RF a pour effet d'augmenter l'énergie des ions dont la majorité finit par quitter le piège et seul un très faible nombre d'ions peu sensible au chauffage peut être conservé. En présence des lasers de refroidissement correctement réglés, l'effet du chauffage est réduit et les ions sont conservés plus longtemps. Même si l'ensemble des paramètres laser n'est pas parfaitement optimisé, cet effet peut s'observer : on dispose alors d'un moyen fiable de valider un jeu de paramètres expérimentaux, plus simple à mettre en oeuvre que la recherche d'un signal de fluorescence.

L'expérience a été menée avec la version 1.0 et les ions générés grâce au canon à électrons. Elle consiste à effectuer une série de séquence de chargement-évolution libre-éjection-mesure, en modifiant à chaque étape la durée de la phase d'évolution libre. Le temps de chargement

est maintenu fixe pour générer une centaine d'ions. On coupe le flux d'électrons pour laisser évoluer librement le nuage pendant un temps variable de quelques secondes à plusieurs minutes. Le nuage est ensuite éjecté vers le détecteur pour déterminer la population présente. On peut caractériser ainsi la durée de vie d'un ion piégé. On s'assure préalablement que le nombre d'ions produits est à peu près constant (l'écart type vaut 10%) et que tous les paramètres de piégeage et de refroidissement restent inchangés. La puissance des lasers est maximale : 8 mW de bleu et 5 mW d'infrarouge, les sources ne sont pas asservies en longueur d'onde mais elles sont suffisamment stables (dérive d'environ  $5\Gamma/\text{heure}=100\text{ MHz/heure}$ ) pendant l'acquisition d'environ 10 min. Le désaccord sur la transition de refroidissement s'élève à  $-50\Gamma = -1\text{ GHz}$ , une valeur suffisamment importante pour que la vitesse de capture soit importante et que les variations lentes importent peu. Le laser infrarouge est placé à résonance, repérée au  $\lambda$ dmètre, dont la précision est supérieure à la dérive du laser pendant l'acquisition. Les résultats sont présentés sur le graphe 6.1 Sans refroidissement, la population quitte le piège

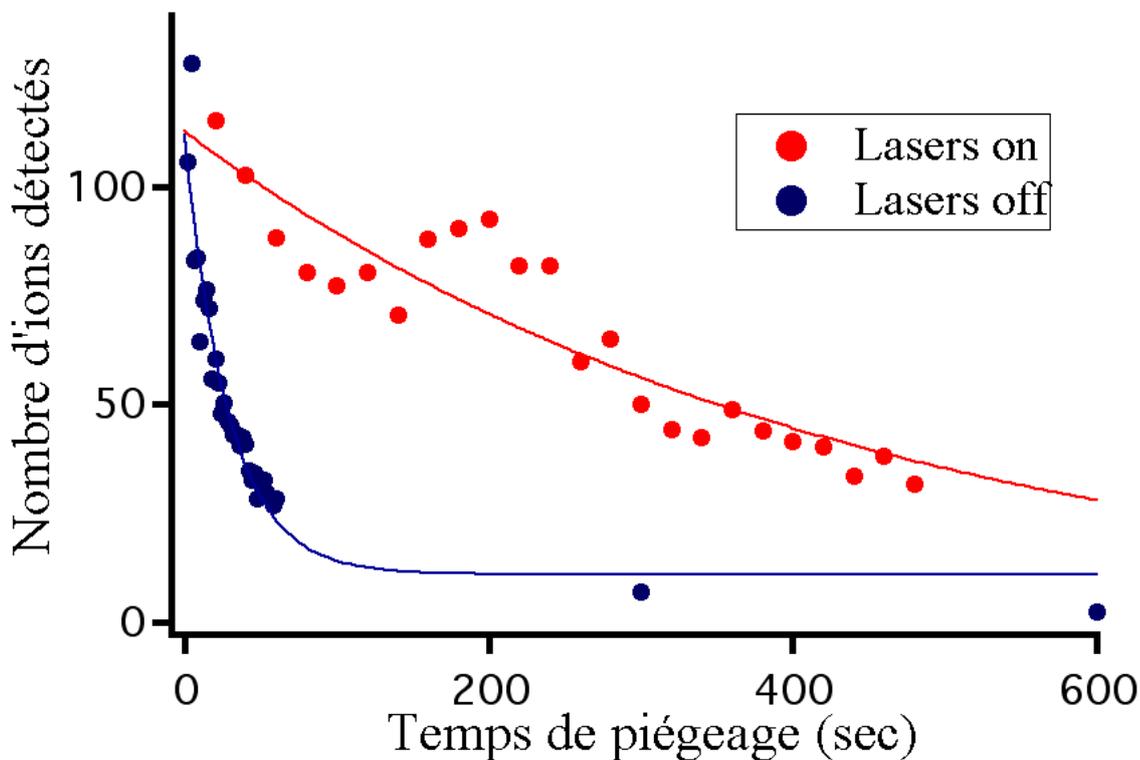


FIG. 6.1 – Population d'ions piégés en fonction du temps d'évolution libre dans le piège. La présence des faisceaux de refroidissement augmente nettement le temps de vie. Les courbes sont les ajustements exponentiels.

en une dizaine de secondes (l'ajustement exponentiel donne un temps de décroissance égal à 30 secondes). En présence des faisceaux, la population continue à décroître mais la baisse est bien plus lente (l'ajustement exponentiel donne un temps de décroissance d'approximativement 7 minutes) : la population diminue de moitié en cinq minutes environ. L'effet de

refroidissement est nettement visible.

## 6.2 Evolution chimique des nuages

En modifiant les conditions expérimentales par rapport à l'expérience précédente et notamment en travaillant avec un facteur  $q$  bien plus faible, on diminue le micro-mouvement et avec lui le chauffage RF. On observe alors des temps de vie de l'ordre de la journée, avec ou sans lasers de refroidissement. On peut alors étudier l'évolution temporelle d'un nuage d'ions contenant une centaine d'ions. On présente dans cette section, une expérience montrant qu'une réaction chimique a lieu au sein du nuage d'ions  $\text{Sr}^+$  lorsque les lasers de refroidissement sont actifs. Le principe est de mesurer les variations temporelles de fluorescence d'un nuage dont la population est connue.

On utilise pour cela un étalonnage préliminaire du signal de fluorescence (mesuré sur le photomultiplicateur compteur de photons) initial en fonction du nombre d'ions (mesurés grâce au détecteur). Une fois le nuage généré, le niveau de fluorescence est mesuré dans des conditions laser bien identifiées et moins de 3 minutes après la fin du chargement on éjecte les ions vers le détecteur. Les paramètres des lasers sont les suivants : pour le bleu la puissance est de 2 mW et le désaccord de  $-4\Gamma$ , et pour l'infrarouge la puissance s'élève à 0.4 mW et le désaccord est nul.

On procède ensuite à l'expérience proprement dite. On génère des nuages dont on mesure le niveau de fluorescence initial, avec les paramètres laser précédents, ce qui nous donne la population, grâce à l'étalonnage précédent. On laisse ensuite évoluer les nuage d'ions durant plusieurs dizaines de minutes, jusqu'à 4 heures maximum, en éclairant ou non le nuage par les lasers de refroidissement. On mesure la fluorescence du nuage à la fin de l'évolution, toujours avec les mêmes paramètres laser, puis on mesure le nombre d'ions en éjectant le nuage vers le détecteur. On a donc ainsi accès aux populations initiale et finale, et aux niveaux de fluorescence initial et final.

On observe tout d'abord que le nombre d'ions n'est pas modifié et que si les lasers de refroidissement n'éclairent pas le nuage, le niveau de fluorescence final n'est pas modifié non plus. La quantité d'ions piégés reste donc constante durant la phase d'évolution, et en absence des lasers il en va de même pour la population d'ions fluorescents. On observe également qu'en présence des lasers, le niveau de fluorescence diminue, alors que le nombre total d'ions piégés reste constant. La population d'ions fluorescents a donc diminué au profit d'une autre population non fluorescente, et on est donc en présence d'une réaction chimique.

La figure 6.2 représente, pour quatre nuages éclairés, l'évolution de la fluorescence relative (c'est à dire rapportée au niveau initial après chargement) au cours du temps. Dans ces quatre mesures, la décroissance du signal de fluorescence relative est exponentielle et le temps de décroissance vaut 123 min soit un peu plus de deux heures.

On interprète ces résultats par l'existence d'une réaction chimique photo assistée. Elle se produit lorsque les ions  $\text{Sr}^+$  se trouvent dans les niveaux excités  $5p P_{1/2}$  et  $4d D_{3/2}$ , peuplés uniquement en présence des lasers de refroidissement. Cette réaction chimique peut être un échange de charge ou bien une formation de molécule. Dans [157] et [107] des réactions chimiques dans des nuages d'ions Magnésium et Calcium ont été identifiées et caractérisées, leurs équations bilan sont les suivantes :

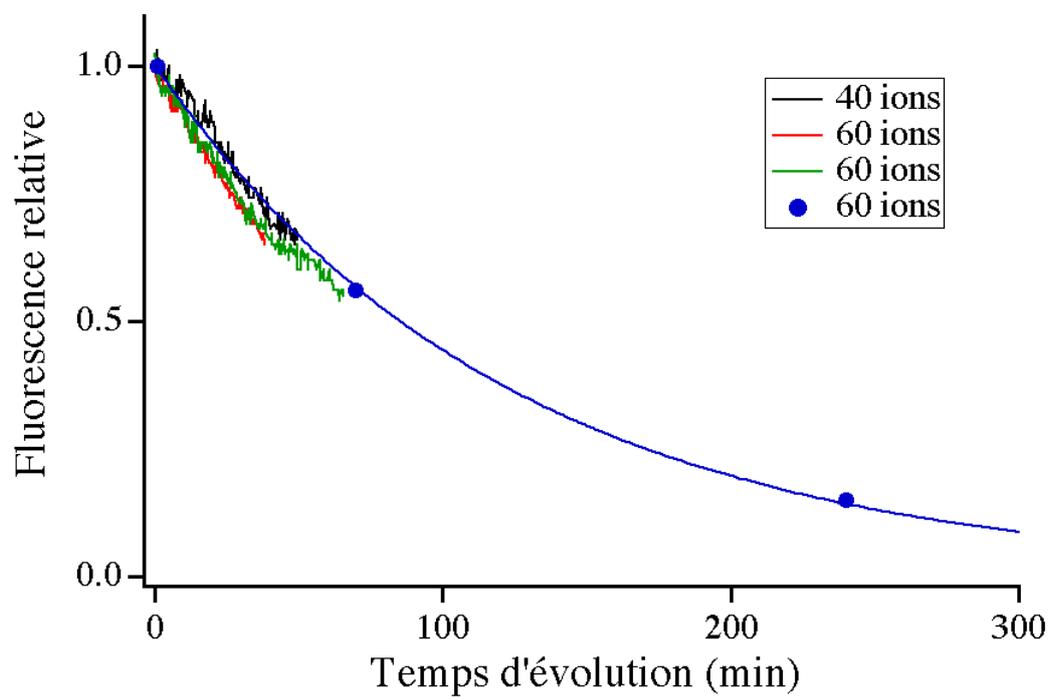
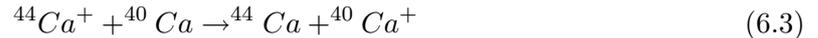


FIG. 6.2 – Evolution de la fluorescence relative, rapportée au niveau initial au cours du temps. Les nuages contiennent entre 40 et 60 ions.



Les équations 6.1 et 6.2 sont des formations de molécules et la dernière équation correspond à un échange de charge entre deux isotopes du Calcium. La réaction 6.2 n'est activée qu'en présence des lasers, qui peuplent les niveaux excités de l'ion Magnésium. Les produits de ces réactions n'ont évidemment pas les mêmes propriétés spectroscopiques que les réactifs de sorte que l'on peut mesurer la cinétique de réaction à partir des variations du signal de fluorescence. Par analogie on peut proposer des équations bilan à la réaction chimique que l'on observe dans le cas d'un nuage d'ions  $Sr^+$  :



$^{XX}Sr$  désigne les isotopes 86 et 87 du Strontium. Les espèces non fluorescentes dont la population augmente au cours de la réaction seraient alors  $SrH_2^+$ ,  $SrH^+$ ,  $^{86}Sr^+$  ou encore  $^{87}Sr^+$ . Un moyen de connaître les espèces mises en jeu serait d'effectuer une analyse massique du nuage d'ions, par des spectres de masse ou bien des techniques d'imagerie dans le cas d'ions cristallisés (voir page 61).

## 6.3 Spectres bleus

On présente dans cette partie les résultats concernant le signal de fluorescence acquis sur les photomultiplicateurs lorsque l'on balaye le désaccord du laser bleu. Ils donnent des indices sur la température et permettent une estimation de la fluorescence individuelle des ions. Les spectres acquis avec la version 1.0 ont apporté une nouvelle preuve des effets de refroidissement laser. On présente trois types de régimes qui ont été observés : le régime de Mathieu tout d'abord, appelé également régime de haute température, où les effets thermiques dominent largement les effets d'interaction coulombienne. Il y a ensuite le régime intermédiaire où les effets de l'interaction deviennent notables. Enfin, le régime de basse température où ces effets sont dominants. Seules les techniques d'imagerie ont permis de prouver que le régime cristallin avait été atteint, aussi parle-t-on, dans cette section concernant les spectres, de régime de basse température. Dans celui-ci, les spectres sont suffisamment fins pour que l'on puisse observer et clairement identifier la résonance noire (voir page 53).

Le principe de ces spectres est de balayer la transition de refroidissement avec le laser bleu, depuis un désaccord négatif vers un désaccord positif. La mesure précise du désaccord s'effectue grâce à la référence atomique du Rubidium qui a été détaillé page 105 et suivantes. L'acquisition simultanée du signal de fluorescence et du signal d'absorption saturée permet de tracer un spectre de fluorescence avec un axe des abscisses parfaitement défini.

### 6.3.1 Régime de haute température

Les deux premiers spectres bleus de la figure 6.3 ont été acquis dans un régime de très haute température. On utilise le canon à électrons pour générer les ions et afin de déstabiliser les ions Argon  $\text{Ar}^+$  et Cuivre  $\text{Cu}^+$ , on travaille avec les paramètres de piégeage  $q = 0.3$  et  $a = 0$ . Le nuage est très majoritairement composé d'ions  $\text{Sr}^+$ . D'après les simulations sous Simion® la profondeur du pseudo-potential est d'environ 2.5 eV.

Dans un premier cas (courbe ON) les ions sont créés en permanence, alors que dans le second cas (courbe OFF), le canon à électrons est coupé quelques minutes avant l'acquisition. Les

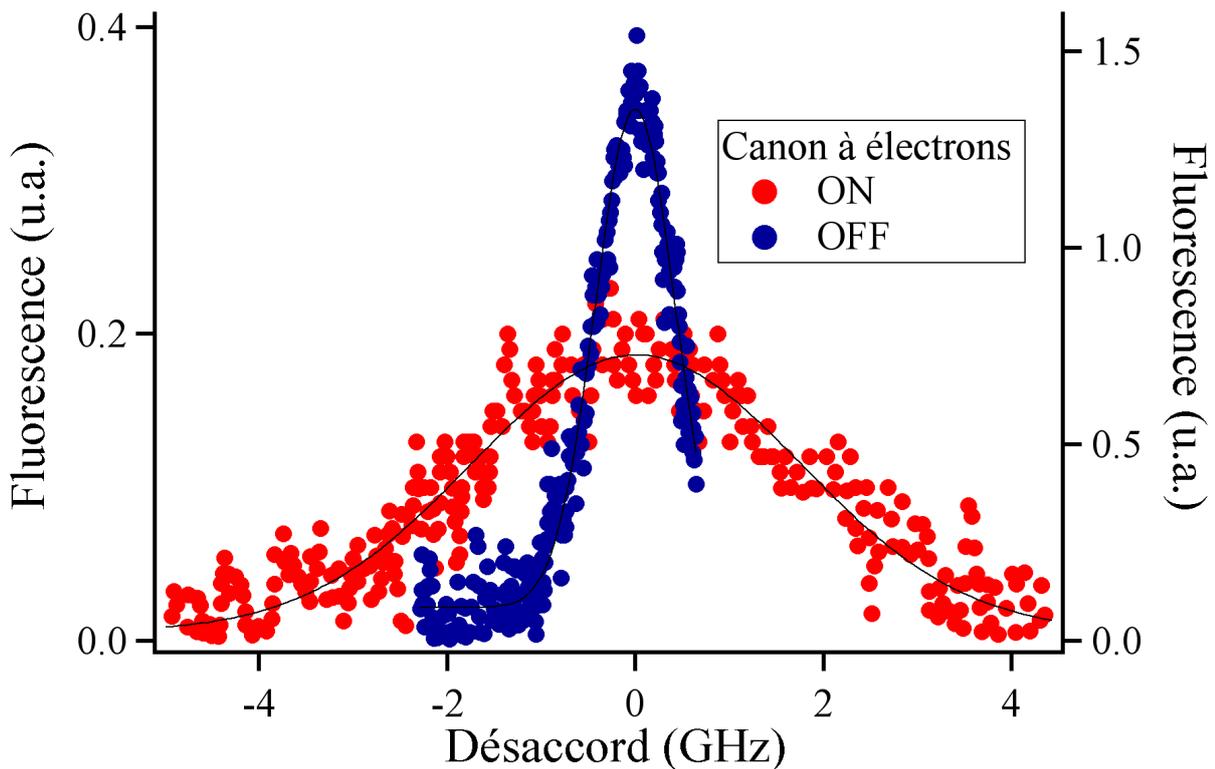


FIG. 6.3 – Spectres de fluorescence. Le four atomique est allumé pour les deux acquisitions. ON : le canon à électrons est actif. Le fit gaussien correspond à une température de 6000 K. OFF : le canon à électrons est éteint, le fit gaussien correspond à une température de 300 K. Le balayage dont la vitesse vaut 200 MHz/sec. est interrompu pour la courbe bleu pour éviter de perdre le nuage

profils obtenus ont une forme gaussienne, dont la largeur est très grande devant la largeur naturelle du niveau excité  $P$ . La principale cause d'élargissement est l'effet Doppler, et on peut extraire de ces profils une température moyenne du nuage.

La température correspondant à la courbe ON vaut 6000 K. On se situe alors dans un régime boltzmanien et d'après le calcul de la page 46 on peut estimer une température du nuage en fonction de la profondeur du pseudo-potential. Si aucun ion n'est présent sur les bords de la zone de confinement la température vaut au plus la hauteur de potentiel divisée par un

facteur de  $10k_B$ , soit ici 3000 K. Comme le chargement est maintenu durant toute la mesure, il est certain que l'on génère des ions à tous les endroits du piège et notamment sur les bords, et que l'on doit s'attendre à une température supérieure à 3000 K. Cela est cohérent avec les 6000 K déterminés à partir de la largeur du profil.

La température correspondant à la courbe OFF est 300 K. Après l'arrêt du canon à électrons, la température s'est stabilisée à une valeur nettement inférieure. Ceci s'explique principalement par l'arrêt du chargement, plus aucun nouvel ion d'énergie très importante n'est chargé dans le piège. Les lasers de refroidissement ont une action non négligeable car il y a un signal de fluorescence, néanmoins on se trouve loin de la température limite Doppler, inférieure au mK. Le refroidissement laser doit ici compenser d'importants effets de chauffage, principalement le chauffage RF et le chauffage dû aux collisions avec les atomes neutres de Strontium produits par le four non éteints.

On n'observe dans aucune des deux courbes une asymétrie des profils par rapport à la résonance comme on peut l'observer dans [158], [86] et [159]. Cette asymétrie est attendue lorsque les effets des lasers sont plus importants (ou à l'inverse les effets de chauffage plus faibles) et provient du fait que si l'effet des lasers pour un désaccord négatif est un effet de refroidissement, on attend un effet de chauffage pour un désaccord positif. En traversant la résonance, on passe d'un effet à l'autre et cela peut induire une différence notable dans le signal de fluorescence.

### 6.3.2 Régime intermédiaire

Dans les spectres présentés dans cette section les conditions expérimentales sont modifiées : d'une part l'amplitude de la tension RF est plus faible ( $q = 0.26$ ) et le flux d'atomes de Strontium est éteint, et d'autre part les lasers de refroidissement sont renvoyés vers les ions après le premier passage. Le chauffage est donc moindre et le refroidissement plus fort. Les autres paramètres expérimentaux sont sensiblement identiques. Le signal de fluorescence représenté sur la courbe 6.4 a été acquis avec le photomultiplicateur compteur de photons. L'axe des abscisses est donné par le signal d'absorption saturée qui n'a pas été représenté ici. Pour un désaccord négatif, on attend un effet de refroidissement et inversement, pour un désaccord positif on attend un effet de chauffage.

Le profil du spectre n'est pas tout à fait symétrique par rapport à la résonance. Cette allure peut s'expliquer de la manière suivante : pour un désaccord important, le laser n'interagit qu'avec les ions les plus rapides qui sont peu nombreux et le signal de fluorescence est faible. En s'approchant de la résonance, le nombre d'ions en interaction avec le laser augmente, et il en va de même pour le signal de fluorescence. De plus, tous ces ions se trouvent soumis à l'effet de refroidissement ce qui au niveau du nuage augmente la population dans les vitesses faibles. En s'approchant davantage la fluorescence augmente ce qui augmente la puissance de refroidissement, et on observe une forte pente positive dans le signal de fluorescence jusqu'à la résonance. Lorsque le désaccord devient positif les ions sont chauffés par les lasers : la fluorescence baisse car les populations correspondant aux faibles vitesses sont rapidement vidées. En augmentant le désaccord, la température du nuage augmente et le signal de fluorescence n'est pas retrouvé.

Si le balayage est suffisamment lent, le nuage est en permanence à l'équilibre : la puissance de refroidissement est égale à la puissance de chauffage totale. Cela est important pour interpréter le profil de fluorescence et déduire des informations sur la température. On s'assure que l'on travaille bien dans ce régime en diminuant la vitesse de balayage : si pour des vitesses

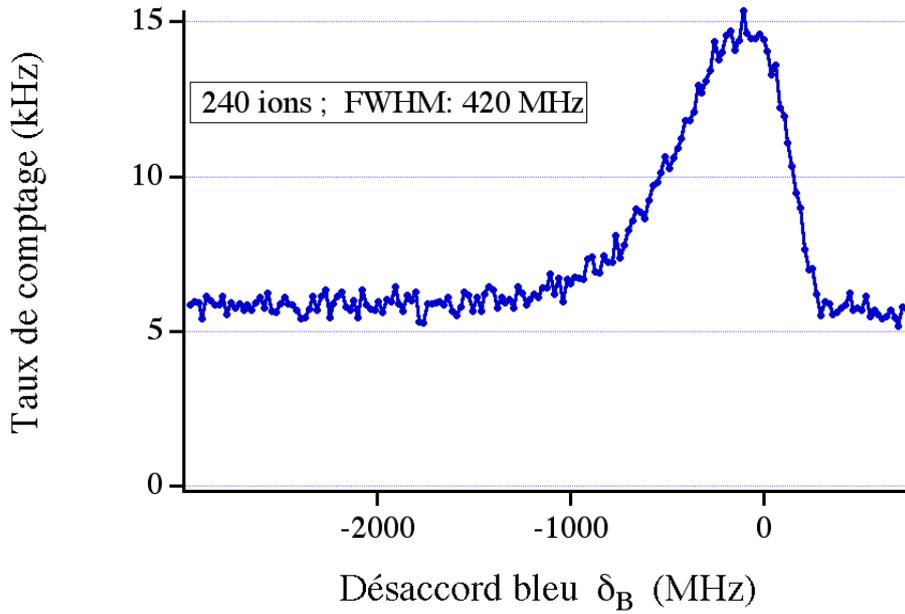


FIG. 6.4 – Spectre de fluorescence en fonction du désaccord sur la transition de refroidissement. Le four atomique et le canon à électrons sont éteints, la vitesse de balayage vaut 60 MHz/sec

beaucoup plus faibles le profil garde la même forme, c'est que l'équilibre est atteint en tout point du balayage.

Il est possible de déduire une borne supérieure de la température à partir de ce profil, comme proposé dans [159]. Le principe est de mesurer la différence entre la fréquence pour laquelle on atteint la moitié du signal maximal et la fréquence pour laquelle le signal a diminué de 10% par rapport au maximum. On recherche ensuite le profil de Voigt de la transition  $S - P$ , dont la demi-largeur est égale à la différence obtenue précédemment. La température correspondant au profil est alors la borne supérieure recherchée. Dans le cas présent la largeur fréquentielle est 330 MHz, et la borne supérieure en température est 100 K. La température minimale atteinte est probablement de l'ordre de la dizaine de Kelvins. Cette température est encore trop importante pour obtenir la cristallisation du nuage : on estime que pour un rayon de Wigner-Seitz de 10  $\mu\text{m}$  (correspondant aux paramètres du piège choisis) la température de transition est inférieure à 10 mK (voir pages 44 et 102). Les sources de chauffage sont donc encore trop importantes pour atteindre le régime de basse température. L'effet principal de chauffage est sans aucun doute le chauffage RF qui est très important à cause d'une part des paramètres de piégeage choisis et d'autre part de la géométrie du piège utilisée ici.

### 6.3.3 Régime de basse température

Les spectres décrits dans cette section ont été réalisés avec la version 2.0. Les paramètres de fonctionnement sont les suivants :  $q = 0.05$   $a = 0$ . L'amplitude du micro-mouvement étant proportionnel au facteur  $q$ , on attend un chauffage RF bien plus faible que dans les expériences précédentes. D'autre part dans cette nouvelle version du piège, le pseudo-potential est mieux

défini et notamment son zéro doit correspondre au zéro du potentiel radiofréquence instantané. De cette manière le micro-mouvement est réduit et nous avons pu, forts de ces modifications, atteindre une température bien plus faible que dans les expériences précédentes. On génère cette fois les ions par photo-ionisation de sorte qu'il n'y a aucun ion Argon ou Cuivre à déstabiliser. Les ions sont refroidis par un seul passage des faisceaux lasers de refroidissement dans l'axe du piège. Le balayage de la fréquence du laser bleu dont la vitesse vaut 15 MHz/s est interrompu peu après la résonance pour éviter de perdre le nuage. On obtient toujours des spectres de fluorescence asymétriques dont un exemple est donné sur la figure 6.5. On observe

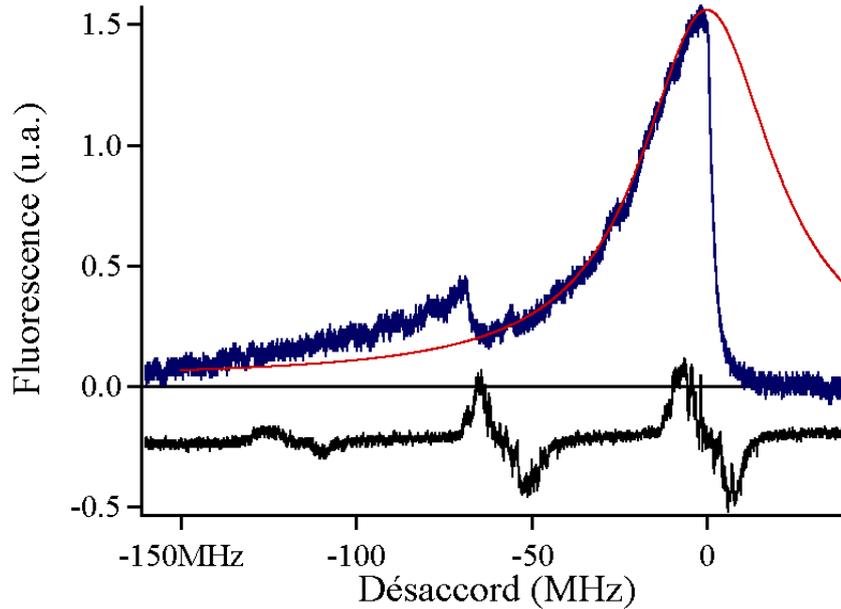


FIG. 6.5 – Bleu : spectre de fluorescence. Noir : dérivée du signal d'absorption saturée servant de référence pour l'axe des abscisses. L'ajustement par le profil de Voigt a été tracé en rouge. Le four atomique est éteint et la vitesse de balayage vaut 15 MHz/sec

tout d'abord sur ce spectre une largeur bien plus faible que dans les spectres précédents. En utilisant la méthode pour extraire une borne supérieure de la température, on obtient une demi-largeur du profil de Voigt de 23 MHz, et une borne supérieure de la température de 10 mK. Il faut être prudent avec cette température car il y a cette fois un élargissement par puissance. En effet, on travaille avec des intensités comprises entre 10 et 100 mW/cm<sup>2</sup> pour le faisceau bleu et entre 2 et 10 mW/cm<sup>2</sup> pour le faisceau. Compte tenu des intensités de saturation qui valent respectivement 33.4 mW/cm<sup>2</sup> et 0.14 mW/cm<sup>2</sup>, l'élargissement spectral peut être estimé entre 3 et 15 MHz. L'élargissement Doppler n'est donc pas l'élargissement principal, et la température du nuage pourrait être très inférieure aux 10 mK estimés. Pour le mesurer précisément, il conviendrait de réitérer cette expérience pour plusieurs puissances des faisceaux laser de refroidissement et d'observer l'effet sur la largeur.

On observe également sur cette courbe un pic secondaire pour un désaccord de -70 MHz, qui s'interprète comme un refroidissement soudain du nuage. La dépendance du chauffage RF, déjà présentée à la page 46, montre en effet un maximum en fonction de la température. Partant d'un nuage très chaud, la baisse de température augmente le chauffage RF. Dans ce

régime, l'équilibre est atteint lorsque le refroidissement laser est égal au chauffage RF. Si la puissance de refroidissement est suffisante pour dépasser le point de chauffage maximum, cet équilibre n'est plus possible car le refroidissement est toujours supérieur au chauffage RF. On s'attend alors à une chute brutale de la température et c'est ce que l'on observe dans ce pic secondaire, lorsque la fluorescence disparaît : les classes de vitesse en interaction avec le laser sont soudainement vidées au profit des classes de vitesses plus faibles. Notons que ce pic n'est pas une marque de cristallisation mais du passage du maximum de chauffage RF. Cet effet qui n'a pas été observé avec la version 1.0, indique que le chauffage RF a été nettement réduit dans la version 2.0, les paramètres du refroidissement n'ayant pas été modifiés.

**Résonance noire** Les spectres réalisés dans le régime de basse température permettent d'observer des effets jusqu'alors très difficiles à mettre en évidence. En particulier il est possible d'étudier l'effet CPT, présenté page 53, qui affecte la forme du spectre reporté sur la figure 6.6. En plaçant le laser de repompage avec un désaccord légèrement négatif, l'allure

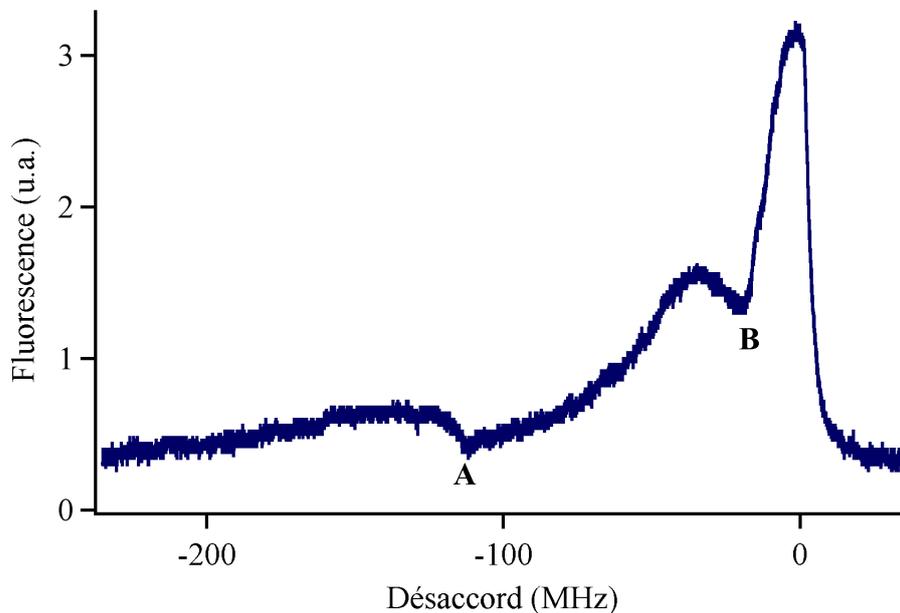


FIG. 6.6 – Spectre de fluorescence basse température. A : maximum du chauffage RF. B : Résonance noire ou CPT. La vitesse de balayage vaut 20 MHz/sec

du spectre de fluorescence est modifiée par rapport à celle de la figure 6.5. Le profil reste asymétrique par rapport à la résonance et le pic secondaire (point A) est encore présent, mais il apparaît un creux dans le flanc gauche (point B) du spectre. Cette diminution du niveau de fluorescence est interprétée en termes de résonance noire, obtenue lorsque les désaccords infrarouge et bleu sont égaux et que les ions sont partiellement pompés vers un état non couplé à la lumière. Pour vérifier cette hypothèse, on effectue une série de spectres bleus où le désaccord du repompeur est à chaque fois modifié. On s'attend à ce que la position du creux dans le flanc suive le désaccord du repompeur et que la position du pic secondaire, de maximum du chauffage RF soit peu voire pas modifiée. Le désaccord du laser de repompage est contrôlé par la tension qui alimente la cale piézo-électrique du laser. L'effet de la cale

piézo-électrique a été préalablement calibré grâce à la cavité doublement résonante et vaut 17 MHz/Volt. La figure 6.7 représente 6 de ces spectres. Le désaccord infrarouge est croissant de gauche à droite puis de bas en haut, il passe de -60 MHz à +10 MHz.

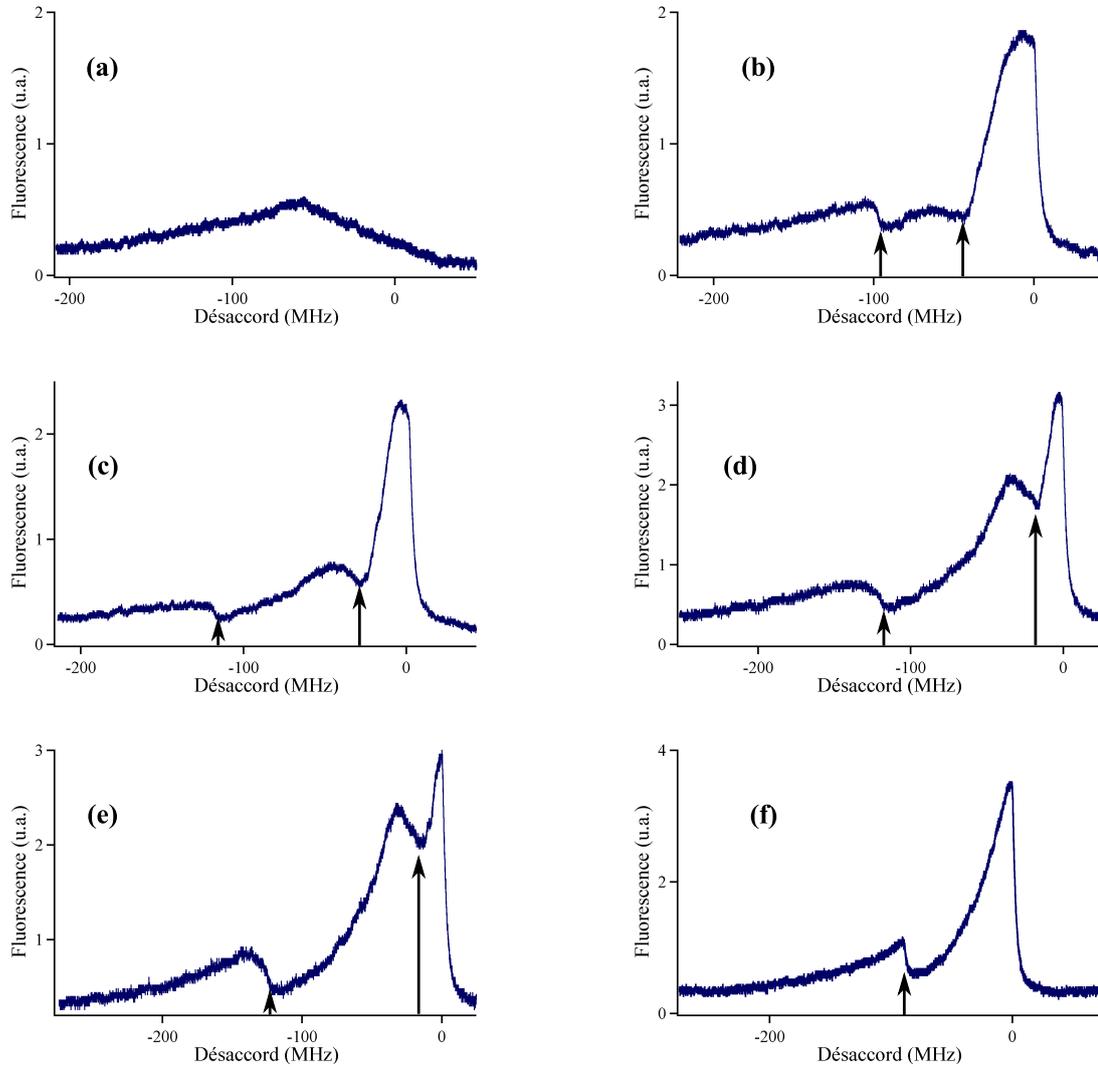


FIG. 6.7 – Spectres de fluorescence en fonction du désaccord sur la transition de refroidissement  $\delta_b$ . Chaque acquisition correspond à une tension d'alimentation du piézo-électrique différente. Les flèches repèrent la position du pic secondaire (flèche gauche) et celle du creux de la résonance noire (flèche droite). Le creux correspond aux positions (b)-45 MHz ; (c) -30 MHz ; (d) -20 MHz ; (e) -15 MHz. La vitesse de balayage vaut 20 MHz/sec.

On remarque que pour un désaccord du repompeur important (spectre (a)), le refroidissement n'est pas très efficace : le signal de fluorescence est faible, et on n'observe ni le pic principal asymétrique, ni de pic secondaire. Cela provient du pompage optique des ions dans le niveau D qui ne participent pas au refroidissement. Pour un désaccord infrarouge plus faible (spectre (b)), le repompage est suffisamment efficace, pour que l'on puisse observer le profil

asymétrique et le pic secondaire, localisé vers -100 MHz. Ce pic est obtenu plus tard, c'est à dire pour un désaccord sur la transition de refroidissement  $\delta_b$  plus faible que dans la figure 6.6 (correspondant à un désaccord infrarouge nul). Le chauffage RF est très certainement équivalent dans les deux expériences, mais comme le laser infrarouge n'est pas à résonance la puissance de refroidissement est plus faible (toutes choses égales par ailleurs) et l'égalité chauffage/refroidissement s'obtient pour un désaccord  $\delta_b$  plus faible. Pour des désaccords infrarouges plus faibles (spectre (c) à (e)), la position du pic secondaire n'évolue pas et reste fixe à -120 MHz, ce qui indique que la puissance de refroidissement laser est identique pour ces acquisitions. On observe également une évolution de la position du creux de la résonance noire qui est croissant avec le désaccord du repompeur. Enfin, lorsque ce désaccord est positif (spectre (f)), le creux disparaît.

La position du creux est reportée sur la figure 6.8 en fonction de la tension piezo-électrique du laser de repompage qui contrôle finement le désaccord. Si le laser de repompage est stable, cette tension donne exactement le désaccord  $D - P$ . Pour s'assurer de la stabilité de la source durant l'expérience qui dure environ 30 minutes, on effectue des spectres en balayant le désaccord infrarouge dans le sens croissant, puis immédiatement après une deuxième salve d'acquisition en balayant le désaccord du repompeur dans le sens décroissant. Si le laser a dérivé, on doit pouvoir distinguer les points mesurés à l'aller de ceux mesurés au retour. Tous les points sont reportés sur le graphe 6.8 et il est difficile de faire une différence entre l'aller et le retour. Ceci confirme et assure que le laser a été stable durant l'expérience et que la tension de la cale piézo-électrique donne le désaccord avec une précision suffisante. La pente

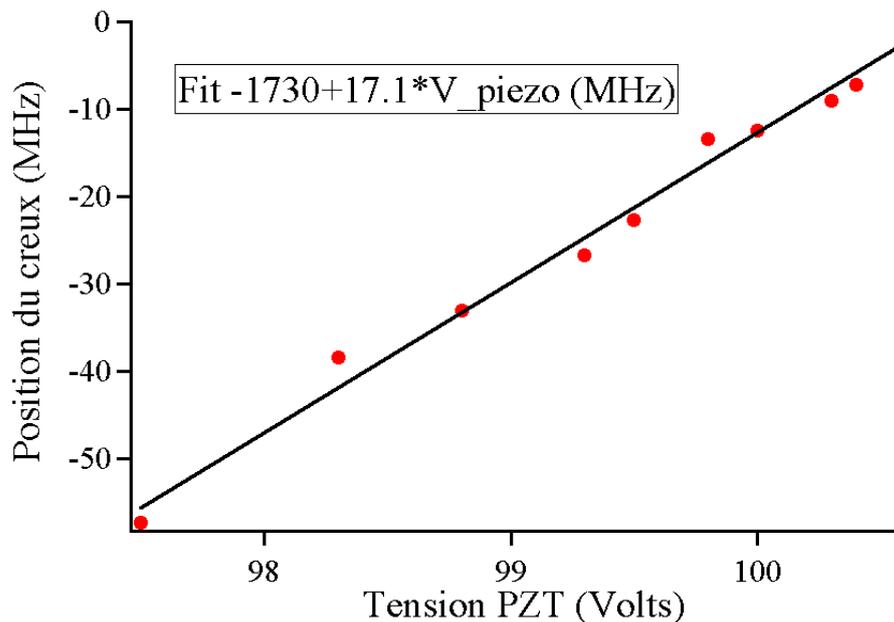


FIG. 6.8 – Position du creux de résonance noire en fonction de la tension piezo-électrique du laser de repompage

obtenue est de 17 MHz/volt du piézo-électrique, ce qui est la dépendance attendue, mesurée dans une autre expérience grâce à la cavité doublement résonante. Le creux dans le flanc

gauche des spectres est donc obtenu lorsque le désaccord  $\delta_b$  est égal au désaccord infrarouge, c'est à dire pour la condition de résonance noire.

### Estimation de la fluorescence

Les expériences décrites dans la section précédente (régime de basse température) ont été conduites sur des nuages contenant entre 100 et 1000 ions et le photocourant dû à la fluorescence des ions atteint au maximum 30 nA. A partir de ces valeurs on peut estimer la fluorescence par ion (on utilise les valeurs numériques introduites page 111 et suivantes). On convertit tout d'abord le courant électrique en flux incident de photons sur le photomulticateur R632, flux noté  $F_{ph}$  :  $F_{ph} = \frac{30 \times 10^{-9}}{1.6 \times 10^{-19}} \times \frac{1}{1.25 \times 10^5} \simeq 1 \times 10^6$  ph/sec. On a utilisé uniquement le doublet d'achromats pour collecter les photons, la fraction des photons émis par le nuage et collectée vaut  $4 \times 10^{-3}$  et la transmission de ces optiques vaut 98%. Finalement, le nombre total de photons émis au niveau du nuage vaut environ  $4 \times 10^8$  ph/sec, soit un taux de répétition de l'ordre  $10^6$  ph/sec. par ion.

Le taux de fluorescence d'un ion refroidi à 3 niveaux est toujours inférieur à  $\Gamma/3$  soit ici  $6 \times 10^6$  ph/sec. L'estimation faite du taux de fluorescence est proche de cette borne supérieure, indiquant à nouveau que le refroidissement est efficace et la température faible.

## 6.4 Imagerie

L'imagerie des nuages d'ions permet de révéler des informations importantes : les clichés permettent de déterminer les dimensions de l'échantillon, d'identifier clairement un régime cristallin lorsqu'il est atteint et d'en déterminer le rayon de Wigner-Seitz, d'obtenir des informations sur la composition chimique du nuage et la croissance des cristaux. On poursuit l'approche chronologique des résultats pour présenter les clichés de nuage les plus significatifs qui ont permis de préciser l'état du nuage du point de vue thermodynamique et chimique. En particulier, on détaille les images prises dans les régimes de haute et basse température, celles qui ont permis l'identification du régime cristallin, et enfin le cliché du plus grand cristal qui a pu être généré au cours de ce travail de thèse. Les différents systèmes d'imagerie qui ont été utilisés ont été présentés aux pages 111 et suivantes.

### 6.4.1 Régime de haute température

Les premiers clichés ont été réalisés avec la version 1.0 et ont été délicats à réaliser, à cause de la faiblesse du signal de fluorescence. D'autre part des réflexions parasites des faisceaux de refroidissement sur les hublots ou les bords d'électrodes occasionnaient un important fond de lumière parasite. La principale difficulté pour prendre des photos était le rapport signal sur bruit peu favorable.

Le cliché de la figure 6.9 est l'un des premiers réalisés. On y distingue le nuage d'ions ainsi que le diaphragme qui permet de limiter le bruit de fond sur le capteur. En particulier on cache l'image des électrodes RF et DC du piège qui diffusent une lumière bien plus importante que le nuage. Sans cette précaution, on fait travailler la caméra dans un régime saturé : la durée d'exposition nécessaire pour distinguer clairement le nuage est de plusieurs secondes, et le flux lumineux parasite reçu sur certaines zones est suffisant pour saturer les puits de potentiel des pixels. La largeur du diaphragme est de 1 mm, ce qui nous permet de déduire le grandissement total : 0.4. Le système d'imagerie est composé du bloc comprenant les

trois lentilles et le diaphragme, et de l'objectif VMC. 0.4 (les deux premières lentilles ont un grandissement de 0.375, et le système formé par la troisième lentille et l'objectif a un grandissement de 1.1). Le repère de 1 mm placé sur la figure se rapporte au plan objet des ions. Dans cette situation les fréquences du mouvement sont de 165 kHz dans le plan radial et de 45 kHz dans l'axe du piège. Les dimensions du nuage sont de 2.6 mm en horizontal et de  $800 \mu\text{m}$  en vertical, c'est à dire dans le rapport des fréquences du mouvement, comme attendu. Les paramètres expérimentaux sont pour le piège  $q = 0.13$ ,  $a = 0$ , et une tension qui alimente les endcaps de 500 V. Le désaccord sur la transition de refroidissement  $\delta_b$  est maintenu fixe autour de -100 MHz (soit  $-5\Gamma$ ), le désaccord infrarouge est nul. Ces paramètres maximisent le signal de fluorescence.

Pour un temps de pose de 5 secondes, les niveaux de lumière détectés sont pour la fluorescence

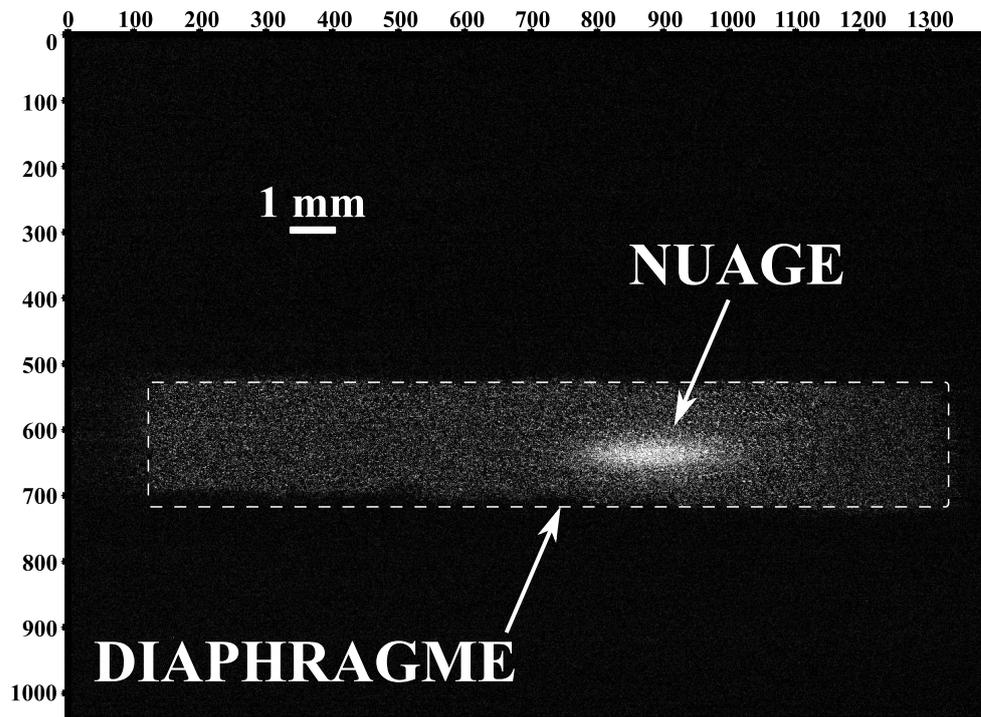


FIG. 6.9 – Cliché d'un nuage contenant un millier d'ions. Le temps de pose est de 5 secondes

de 30 coups/pixel maximum et pour la lumière parasite de 90 coups/pixel. Pour augmenter le rapport signal sur fond, on prend deux images : la première en l'absence du nuage, qui est soustraite à la seconde où le nuage est présent. Sur l'image finale, il ne reste alors que le bruit du fond parasite dont l'amplitude vaut normalement la racine carrée de l'amplitude du fond parasite. On trouve effectivement une valeur proche de 10 coups, et le rapport signal sur bruit s'élève *in fine* à trois.

A partir de cette image, il est possible d'estimer une borne supérieure de la température et la fluorescence par ion. Le majorant de la température est extrait à partir des dimensions du nuage et on fait l'hypothèse que l'on se trouve dans le régime de Mathieu (pour lequel l'énergie cinétique moyenne d'un ion est bien plus grande que l'énergie potentielle entre ions voisins). On s'attendrait alors à ce que les ions occupent la zone de confinement selon une répartition gaussienne. La largeur de cette gaussienne est alors reliée à la température (voir

page 48) :  $L = \frac{\ln(2)}{\pi\nu} \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$  ( $L$  étant largeur à mi-hauteur du nuage dans la direction où la fréquence du mouvement vaut  $\nu$ ). L'ajustement gaussien du signal donne une largeur à mi-hauteur de 2 mm dans l'axe du piège et de 500  $\mu\text{m}$  en vertical. La température extraite vaut 700 K.

Cette température est à comparer à la borne supérieure de 100 K, qui a été estimée dans l'expérience du spectre bleu en régime intermédiaire (page 140). La seule différence notable entre ces deux expériences est le facteur  $q$  qui est ici beaucoup plus faible. On s'attend donc à un chauffage RF plus faible, un effet de refroidissement comparable et par conséquent une température du nuage plus faible. On trouve au contraire une estimation de la température plus forte, ce qui indique que les hypothèses du calcul précédent n'étaient pas légitimes. Le nuage ne se trouve donc pas dans le régime de Mathieu, et l'énergie potentielle d'interaction n'est pas négligeable devant l'énergie cinétique. La répartition spatiale des ions n'est donc pas gouvernée par l'énergie cinétique seule mais aussi par l'énergie d'interaction, et le calcul que l'on a mené aboutit à une température nettement surestimée du nuage.

Concernant le taux de fluorescence, on peut l'estimer sachant que le nombre d'ions présents est supérieur à 1000, valeur mesurée à partir de l'éjection vers le détecteur de nuages tout à fait semblables et générés dans les mêmes conditions. Le flux de photons incidents sur le capteur CCD vaut environ  $8 \times 10^5$  ph/sec. Les pertes en transmission dans le système de collection s'élèvent à environ 25%, et la fraction de photons émis par le nuage qui traversent la première lentille du système d'imagerie est  $4 \times 10^{-3}$ . On en déduit que le taux de fluorescence par ion est inférieur à  $8 \times 10^5$  ph/sec. Cette valeur est faible comparée à la borne supérieure du taux de taux de répétition de  $\Gamma/3$  ( $6 \times 10^6$  ph/sec.). On s'attend pour une température des ions de l'ordre de 100 K et un désaccord du laser de refroidissement de  $-5\Gamma$  à être effectivement bien en dessous du taux maximal de fluorescence.

Dans ce régime de température, il est difficile de travailler avec des temps de pose inférieurs à 200 ms, à cause de la faiblesse du flux de fluorescence incident sur le capteur CCD.

### 6.4.2 Régime de basse température

La mise en place de la version 2.0 du piège et de nouveaux hublots traités a permis d'atteindre le régime de basse température et de forte fluorescence, et de diminuer considérablement le fond de lumière parasite. L'augmentation du rapport signal sur bruit peut être appréciée sur la figure 6.10, un des premiers clichés réalisés avec la version 2.0. Ce cliché réalisé sans diaphragme, sans filtre infrarouge, sans correction de fond et en utilisant seulement l'objectif VMC et la caméra, montre le nuage en forme de goutte placé entre les électrodes du piège. Les réflexions parasites des lasers sur les bords d'électrodes à droite et à gauche du nuage sont comparables en intensité lumineuse à la fluorescence des ions. Au delà d'une certaine taille, il est d'ailleurs possible de distinguer le nuage atomique à l'oeil nu à travers les hublots. Le grandissement est d'environ 0.2 dans cette situation, et le nuage atteint 4 mm de long pour 1 mm de large.

#### Régime de basse température : Chaînes à faible nombre d'ions

Dans le régime de faible température, le nuage doit se trouver sous forme cristalline et les ions prennent des positions fixes les uns par rapport aux autres. Pour vérifier que ce régime est effectivement atteint, il est nécessaire de résoudre les ions individuellement. Une structure simple où les ions peuvent être très éloignés est la chaîne d'ions. On choisit les paramètres

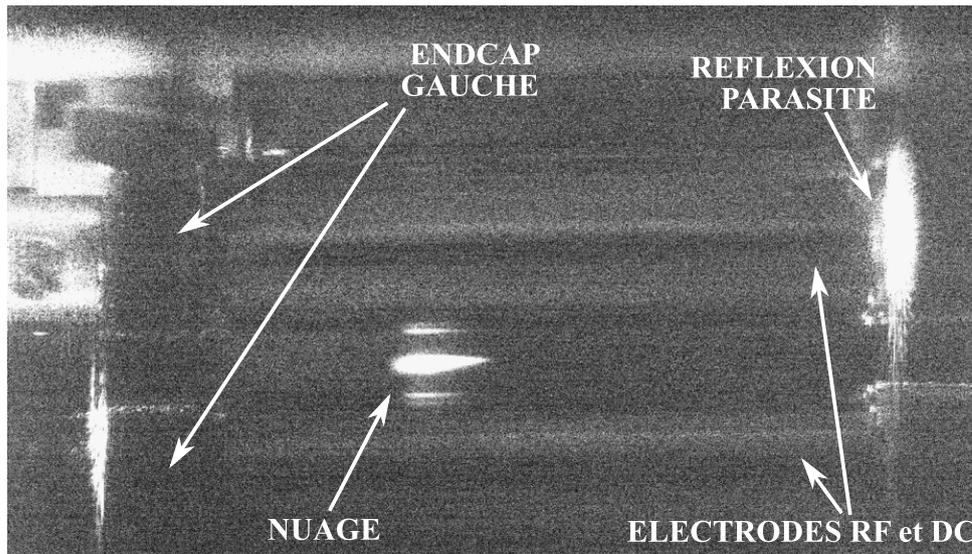


FIG. 6.10 – Cliché d'un nuage piégé dans la version 2.0 Le temps de pose est de 1 seconde

du piège pour avoir une fréquence radiale de 100 kHz nettement supérieure à la fréquence axiale de 30 kHz, de sorte que la chaîne s'aligne dans l'axe du piège, parallèle au capteur de la caméra. De plus, seule la fréquence axiale influe sur la distance entre ions voisins, et on l'a choisie afin de pouvoir résoudre deux ions voisins. On se place dans un régime de chargement par photoionisation très lent : on règle la température du four atomique et l'intensité du laser de photoionisation pour générer moins d'un ion toutes les dix secondes. Les lasers de refroidissement éclairent la zone de confinement et sont réglés pour optimiser la puissance de refroidissement : le désaccord  $\delta_b$  vaut  $-2\Gamma$  et le désaccord infrarouge est nul. Dans cette situation on s'attend à ce que les ions produits passent très rapidement en régime cristallin, ce qui permet d'observer la croissance des cristaux.

**Chaîne de deux ions** La figure 6.11 est un cliché obtenu avec un système d'imagerie contenant uniquement l'objectif canon EF 70-200  $f/2.8$  serie L IS USM et la caméra. Le fond lumineux s'élève à 4 coups par pixel, à comparer aux 160 coups sur le pixel central des taches lumineuses. On distingue clairement deux ions séparés par une distance de  $80 \mu\text{m}$ , et on prouve ici que le régime cristallin a été atteint. Le grandissement du système est de 0.65 et permet de résoudre une distance de  $10 \mu\text{m}$ .

A partir de la distance, il est possible de calculer l'énergie potentielle d'interaction coulombienne : elle vaut environ  $20 \mu\text{eV}$ . Comme on se trouve dans le régime cristallin, l'énergie cinétique est largement inférieure à l'énergie potentielle. Traduite en température, une énergie de  $20 \mu\text{eV}$  correspond à 200 mK et si on suppose que l'énergie d'interaction coulombienne entre ions voisins reste du même ordre de grandeur dans les cristaux, et que  $\Gamma = 200$  correspond à la transition entre les régimes intermédiaires et cristallin (voir page 102), on trouve une borne supérieure à la température de quelques mK. On peut comparer cette estimation avec la température extraite des spectres bleus les plus fins (voir page 141) : les paramètres expérimentaux sont en effet sensiblement les mêmes. Rappelons que ces mesures donnent une borne supérieure de la température de 10 mK, tout à fait compatible avec cette estimation.

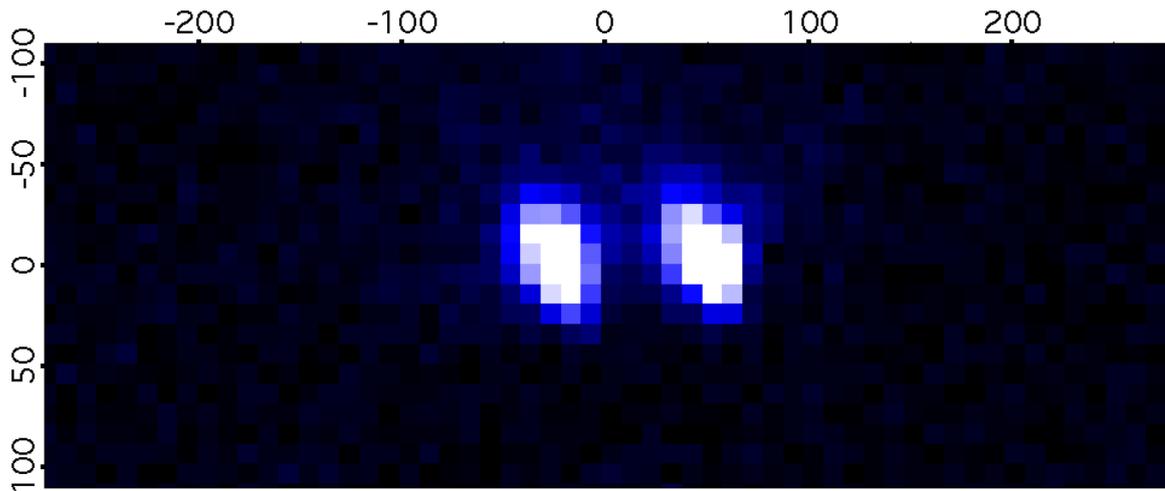


FIG. 6.11 – Cliché de deux ions piégés dans le régime cristallin. Le temps de pose est de 2 secondes. Les axes sont gradués en micromètres

On peut également estimer le taux de fluorescence des ions de manière beaucoup plus précise. Pour un temps de pose de 2 s, le nombre de coups intégrés pour chaque tache s'élève à  $3 \times 10^3$ . On utilise la calibration de la caméra CCD (13.7 photons/coup/pixel), la transmission de l'objectif (estimée à 80%) et enfin la probabilité qu'un photon émis par un ion passe par l'objectif ( $7 \times 10^{-3}$ ), pour établir le taux de fluorescence par ion :  $3.6 \times 10^6$  ph/sec. Cette valeur est à comparer à la précédente estimation de fluorescence dans le régime de basse température (page 145) de  $10^6$  ph/sec. par ion. Les conditions expérimentales étant assez proches, les deux valeurs peuvent être comparées et sont en bon accord. La borne supérieure du taux de fluorescence qui est de  $6 \times 10^6$  ph/sec. correspond à une probabilité de 33% que l'ion soit dans le niveau excité  $P$ , on se trouve ici avec une probabilité d'occupation de 20% environ.

Lorsque l'on continue le chargement lent du piège, on observe la croissance du cristal. Des chaînes de 3 à 10 ions sont formées et il est possible d'y distinguer les ions individuellement. On observe lorsqu'un nouvel ion est généré que le cristal disparaît durant une à deux secondes avant de réapparaître en comptant un nouvel ion. Cet effet peut s'interpréter de la façon suivante : l'énergie initiale du nouvel ion qui est au moins l'énergie cinétique de l'atome neutre issu du four vaut environ 30 meV, c'est à dire 3 ordres de grandeur au dessus de l'énergie totale des autres ions. Cela suffit à faire passer l'ensemble atomique du régime cristallin dans le régime liquide voire gazeux : la fluorescence chute et le cristal disparaît. Sous l'action des lasers de refroidissement qui continuent à éclairer le nuage, l'énergie des ions diminue et le régime cristallin est à nouveau atteint.

**Croissance d'une chaîne** La figure 6.12 contient deux clichés de cristaux contenant 3 et 7 ions. On observe que la distance entre ions voisins change en fonction du nombre d'ions contenus dans la chaîne. Elle est de  $80 \mu\text{m}$  pour deux ions, et en moyenne sur la chaîne de  $100 \mu\text{m}$  pour trois ions et  $50 \mu\text{m}$  pour 7 ions. D'après d'autres clichés de chaînes d'ions contenant au moins trois ions, la distance entre ions voisins diminue avec le nombre d'ions présents.

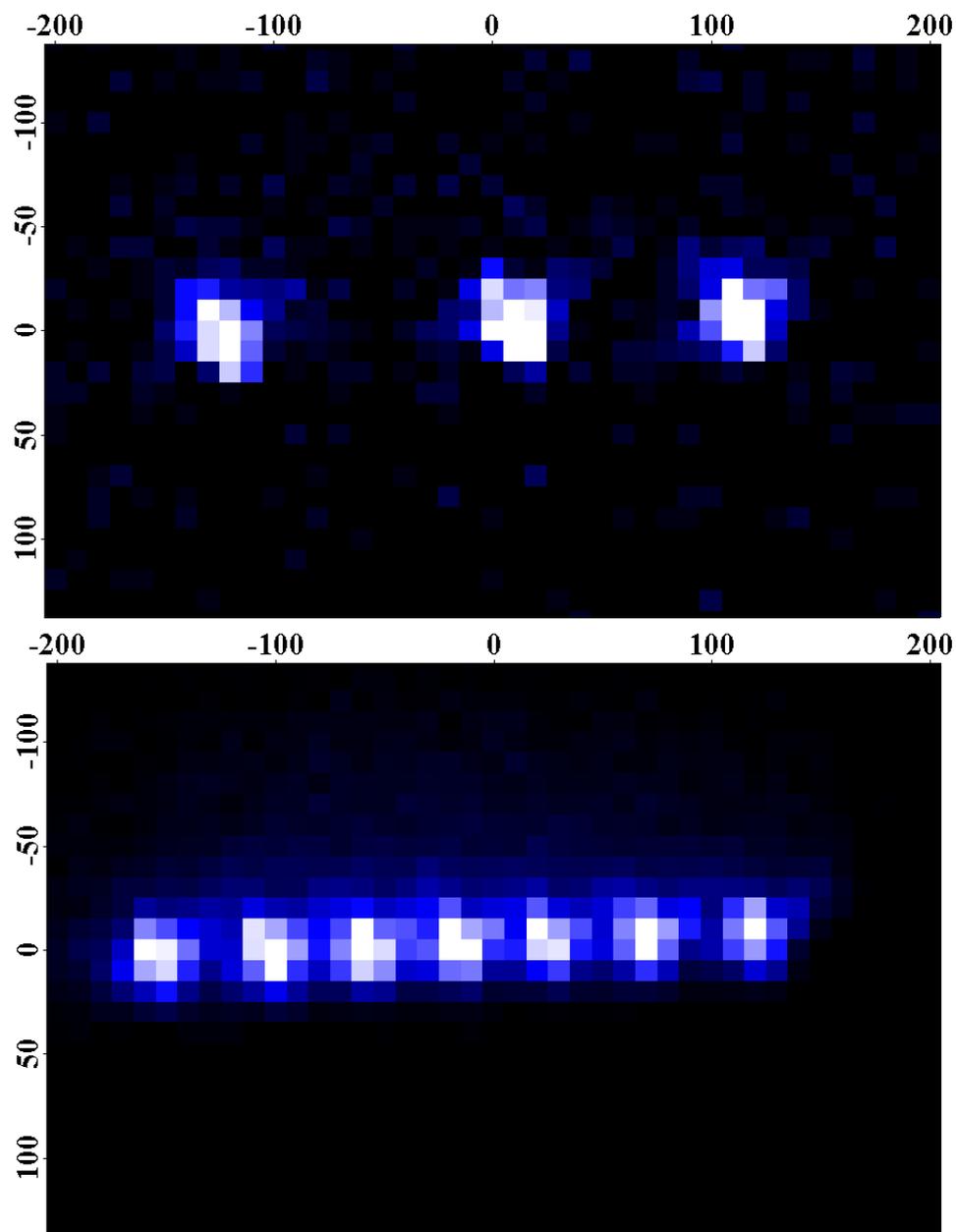


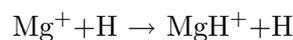
FIG. 6.12 – Clichés de cristaux contenant 3 et 7 ions piégés. Le temps de pose est de 500 ms pour la première image, de 10 secondes pour le seconde. Les axes sont gradués en micromètres

Cet effet est tel qu'il est d'ailleurs difficile de distinguer avec le système d'imagerie utilisé des chaînes contenant plus de dix ions. On peut interpréter simplement ce rapprochement entre ions voisins par la compétition entre l'énergie potentielle de piégeage et l'énergie potentielle coulombienne [160]. La distance inter-ion pondère la force de répulsion, et pour un ion à l'équilibre situé à l'extrémité de la chaîne cette force doit être égale à la force de rappel du pseudo-potentiel. En ajoutant un ion à chaque extrémité de la chaîne et en supposant que la distance entre voisins ne change pas, ces nouveaux ions ne sont pas à l'équilibre : la force de rappel est supérieure à la force de répulsion. Aussi les ions aux extrémités se rapprochent de leur voisin, jusqu'à ce que l'équilibre soit atteint. Les autres ions se réarrangent spatialement : la distance inter-ion se stabilise à une valeur plus faible et la force de répulsion à une valeur plus forte.

D'autre part, on constate que le niveau de fluorescence par ion diminue à mesure que la chaîne contient davantage d'atomes. Pour un ion unique on atteint quasiment  $\Gamma/5$ , alors que pour une chaîne de 7 ions ce niveau est de  $\Gamma/15$ . La tendance se confirme pour des chaînes plus importantes. Cet effet peut s'interpréter par une augmentation de l'énergie cinétique des ions.

**Ions non fluorescents** La figure 6.13 contient trois clichés de cristaux contenant 8 ions fluorescents. Ces clichés ont été pris à peu de temps d'intervalle, et font clairement apparaître un défaut dans la chaîne. Cette lacune dans la chaîne est due à un neuvième ion qui ne fluoresce pas mais dont l'énergie cinétique est suffisamment faible pour faire partie de la structure. Il n'est pas refroidi par les lasers puisqu'il ne fluoresce pas, mais par refroidissement sympathique, c'est à dire par interaction coulombienne avec ses voisins. Il s'agit d'un isotope 86 ou 87 du Strontium généré par photoionisation et chargé dans le piège, ou bien d'un produit de réaction chimique comme l'ion  $\text{SRH}^+$ . Dans le premier cas, son énergie initiale est transmise peu à peu aux ions de la chaîne par le couplage coulombien et finit par être totalement enlevée de l'ensemble atomique par refroidissement Doppler. Notons que le déplacement isotopique de la transition  $S - P$  est de -170 MHz pour l'ion  $^{86}\text{Sr}^+$ , et que pour l'ion  $^{87}\text{Sr}^+$  une structure hyperfine apparaît et le décalage est supérieur au GHz. Il est impossible que l'ion  $^{87}\text{Sr}^+$  puisse fluorescer lorsqu'il est soumis aux lasers de refroidissement utilisés, mais en revanche il est possible que l'ion  $^{86}\text{Sr}^+$  puisse être excité si le désaccord  $\delta_b$  est modifié.

Il est également possible que cet ion soit produit lors d'une réaction chimique entre un ion  $^{88}\text{Sr}^+$  et des atomes du gaz résiduel présent dans la chambre à vide. Des réactions chimiques entre des ions magnésium et des molécules de dihydrogène ont déjà été observées et identifiées dans [107]. L'équation bilan établie est



et cette réaction est qualifiée de photochimique car elle n'a lieu que lorsque le laser de refroidissement éclaire l'échantillon (c'est à dire que l'ion  $\text{Mg}^+$  se situe nécessairement dans l'état  $P$  pour que la réaction soit possible). Une réaction équivalente impliquant les ions Strontium a été observée durant une expérience caractérisant l'évolution temporelle de la fluorescence d'un nuage contenant une centaine d'ions. Lorsque les lasers de refroidissement éclairent durant plusieurs heures l'échantillon atomique, on observe une chute du signal de fluorescence, tous les paramètres de l'expérience étant maintenus constants. Le signal baisse d'environ 30% pour une durée de deux heures. La même expérience a été menée sans les lasers de refroidissement et aucune baisse du signal de fluorescence n'a été constatée. La mesure du nombre

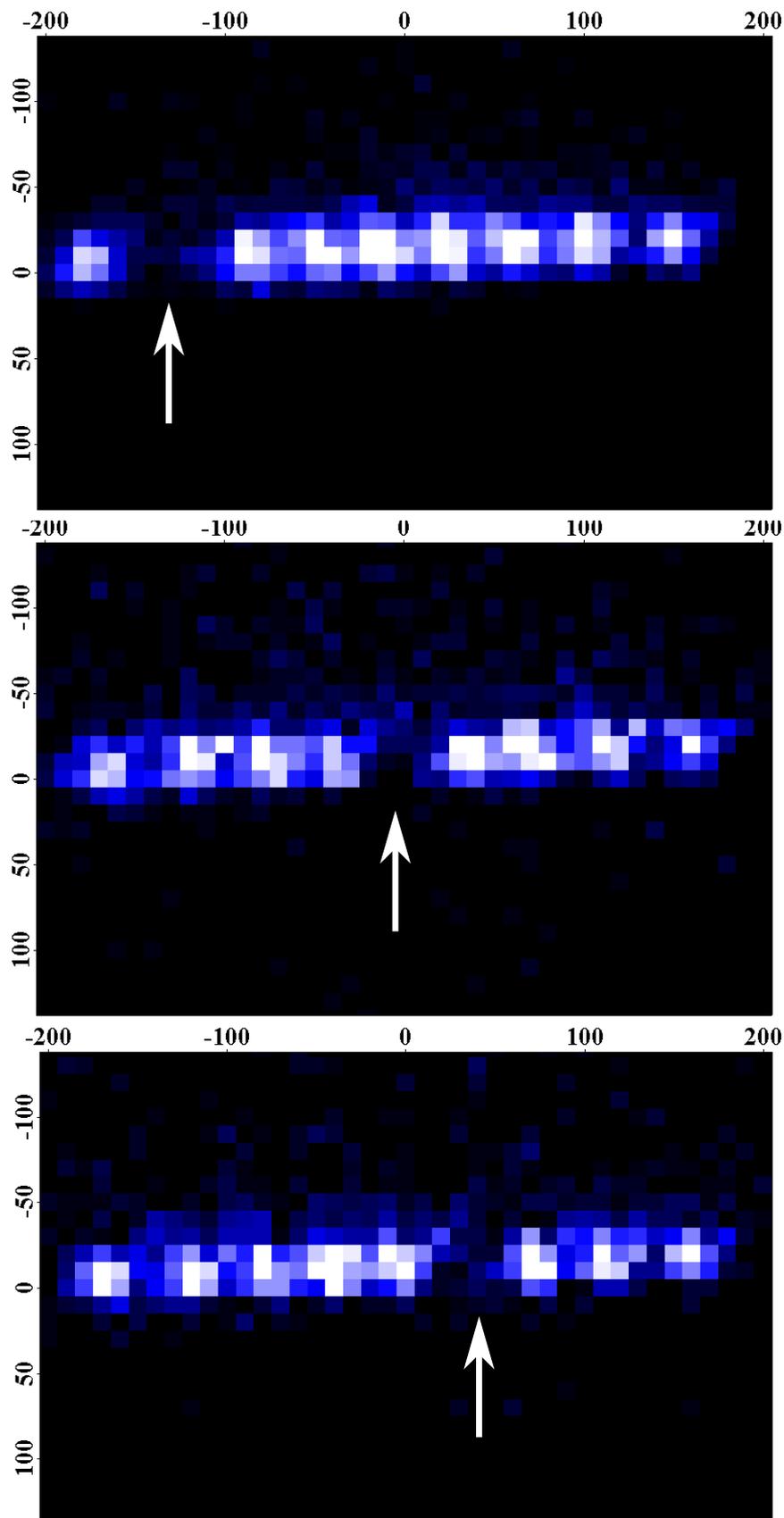


FIG. 6.13 – Clichés de cristaux contenant 8 ions piégés. Le temps de pose est de 2 s pour la première image, et de 500 ms pour les deux suivantes. Les axes sont gradués en micromètres

d'ions par éjection vers le détecteur montre que dans les deux cas le nombre d'ions reste sensiblement le même. Il semble donc que la présence des lasers de refroidissement stimulent une modification chimique de l'échantillon qui ne modifie pas le nombre d'ions piégés. La réaction chimique présentée plus haut correspond à ce cas.

Le défaut identifié par la flèche blanche sur les images de chaîne se déplace au cours du temps. Ce déplacement indique que des permutations entre ions peuvent se produire, et la fréquence des déplacements donne un indice sur la fréquence de collision et la qualité du vide qui règne dans la chambre. L'énergie nécessaire pour que deux ions permutent, qui est donnée par l'énergie d'interaction coulombienne, est apportée lors d'une collision avec un atome du gaz résiduel. Si on considère que les atomes du gaz résiduel sont à la température ambiante du laboratoire, ils possèdent une énergie typique de 25 meV. L'énergie. Ici, les ions sont séparés d'environ  $40 \mu\text{m}$ , soit une énergie potentielle de  $40 \mu\text{eV}$ . L'énergie cédée dans une collision est donc largement suffisante pour permettre une permutation. La fréquence des sauts de l'ion noir au sein de la chaîne donne donc des informations sur la fréquence de collision et la qualité du vide qui règne dans la chambre.

### Régime de basse température : Cristaux à grand nombre d'ions

On présente dans cette section les plus grands cristaux qu'il a été possible de produire durant ce travail de thèse. Pour les générer, on charge un piège dont les raideurs, initialement faibles, sont augmentées peu à peu au cours du temps. Le chargement s'effectue par photoionisation, les lasers de refroidissement éclairent la zone de confinement ; le désaccord infrarouge est nul et le désaccord  $\delta_b$  vaut typiquement  $-5\Gamma$ . On produit initialement un cristal d'ions peu dense car le piège est très lâche. On poursuit le chargement en augmentant l'amplitude de la tension radiofréquence, pour augmenter la densité du cristal. Le chauffage RF est plus important et la probabilité de passer dans le régime liquide devient plus forte. Expérimentalement ce passage entre les deux régimes s'observe très clairement par une chute brutale du signal de fluorescence. Pour équilibrer cet effet de chauffage, on augmente la puissance de refroidissement en diminuant le désaccord sur la transition de refroidissement  $\delta_b$ . On observe alors des cristaux de plus en plus grands, denses et brillants. Il existe évidemment une limite à cette procédure de chargement : au delà d'un certain paramètre  $q$ , qui pondère le chauffage RF, le cristal n'est plus stable et l'ensemble atomique passe dans le régime liquide. Ce paramètre  $q$  vaut typiquement 0.2 et correspond pour le piège version 2.0 à une amplitude de la tension RF de 160 V oscillant à  $\omega_{RF} = 2\pi \times 2.1 \text{ MHz}$ . Les plus grands cristaux sont obtenus pour des valeurs du facteur  $q$  comprises entre 0.1 et 0.2.

La figure 6.14 montre une image d'un cristal généré selon cette technique : le chargement dure 1 heure et s'achève pour  $q = 0.13$ . On ne peut pas résoudre les ions individuellement principalement à cause de la profondeur de champ du système d'imagerie qui est très importante. On met simultanément au point sur le capteur les ions les plus proches et les ions les plus éloignés, ce qui empêche la résolution de la structure cristalline.

On remarque que la forme des bords est très différente des clichés de nuages d'ions dans le régime de haute température. Sur la figure 6.15 sont tracés les profils moyens de la fluorescence dans les directions axiale et radiale, obtenues en moyennant respectivement 10 lignes de pixels autour de l'axe et 10 colonnes de pixels autour du point central du cristal. La normalisation s'effectue à partir du niveau de fluorescence de la zone la plus sombre entre les deux électrodes et du niveau de fluorescence maximal du cristal. Les bords du cristal sont nettement définis : pour les deux profils le signal chute de 50% sur une distance de  $200 \mu\text{m}$ .

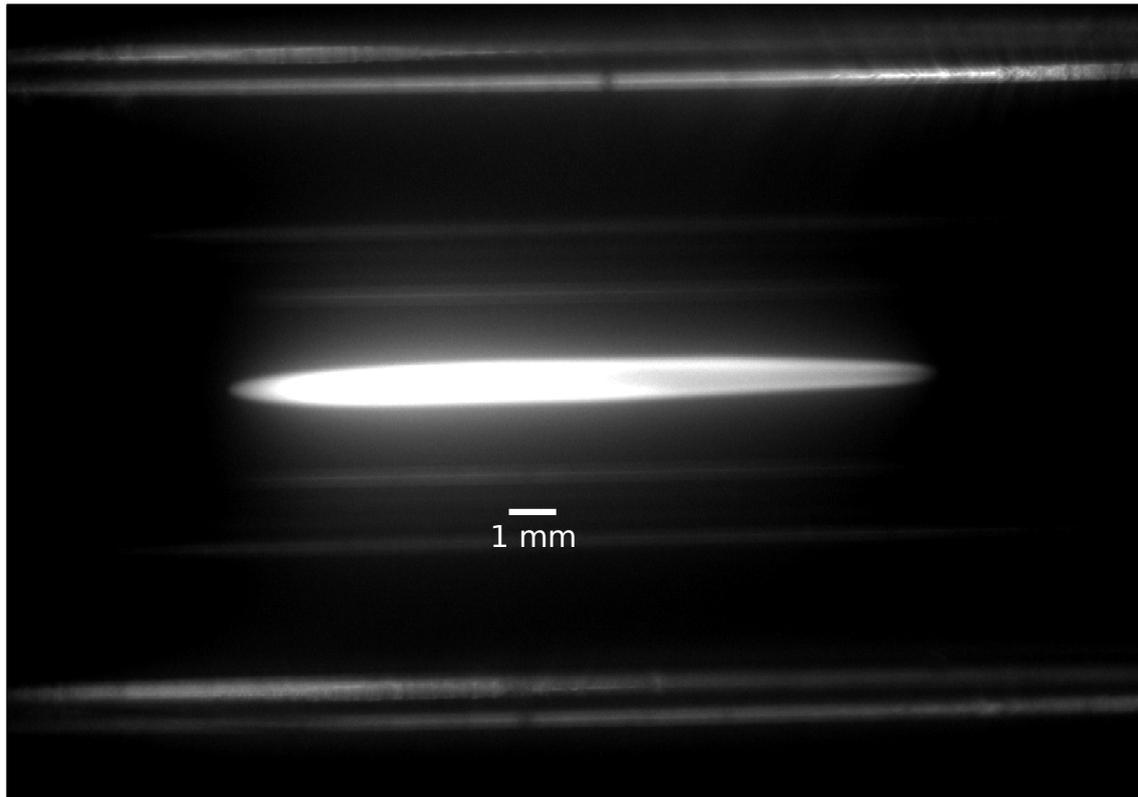


FIG. 6.14 – Cliché d'un cristal contenant un nombre estimé de 70 000 ions. Le temps de pose est de 2 s. Paramètres de piégeage :  $\omega_{RF} = 2\pi \times 2.1$  MHz,  $V_{RF} = 160$  V. La densité du piège est estimée à  $\simeq 8 \times 10^{13}$  ions/m<sup>3</sup>

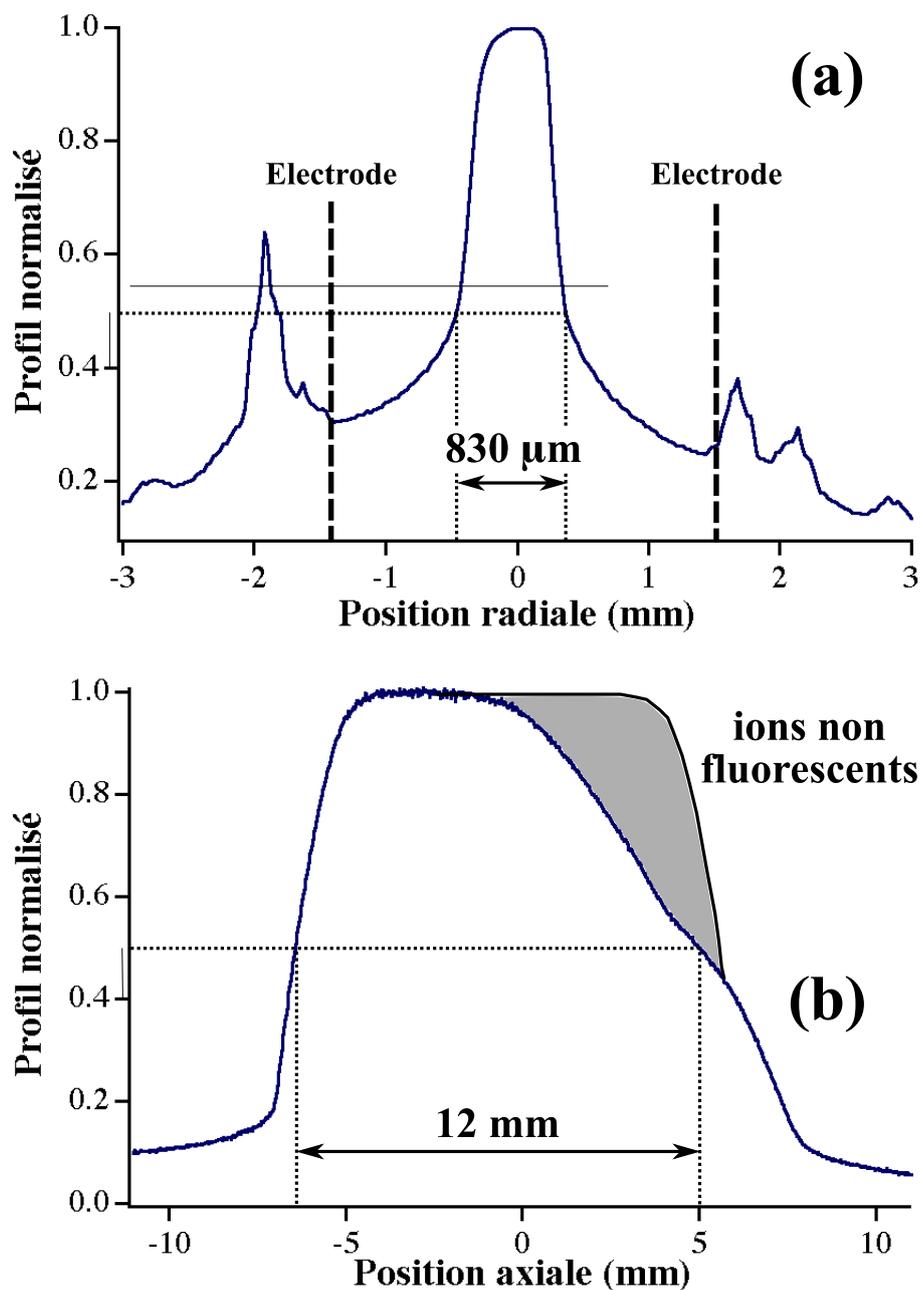


FIG. 6.15 – Profils normalisés radial (a) et axial (b) de la fluorescence du cristal de la figure 6.14. (a) : la position des électrodes RF et DC sont précisées, elles sont séparées de  $\simeq 3$  mm. (b) : une lacune dans le signal de fluorescence montre la présence d'ions non fluorescents : les zones grisées sont dessinées en se fondant sur le niveau maximal de fluorescence mesuré et la symétrie des bords du profil.

Comme expliqué à la page 48, le profil en de fluorescence en plateau aux flancs raides est la marque du régime cristallin. Cela permet de définir sans ambiguïté le volume du cristal. En considérant, par exemple, les dimensions correspondantes à une chute de 50% de la fluorescence maximale, elles valent 12 mm dans l'axe du piège et 0.83 mm dans le plan vertical. On peut évaluer la population atomique présente avec la densité maximale, établie à partir de la raideur du pseudo-potentiel. La fréquence du mouvement radial est de 46 kHz. On trouve alors  $n_{max} = 8.3 \times 10^{12}$  ions/m<sup>3</sup>. Le volume vaut 8.7 mm<sup>3</sup> et le nombre d'ions vaut alors  $7.1 \times 10^4$ .

La forme du cristal est globalement ellipsoïdale, mais on observe en bas à droite du cristal une zone plus sombre (cette zone est entourée sur la figure 6.16, cliché de droite). La zone sombre correspond à la présence d'ions non fluorescents, comme par exemple les isotopes 86 et 87 du Strontium ou bien un produit de réaction chimique. Elle est nettement visible sur le profil axial de la fluorescence. On a tracé des zones grisées correspondant à la zone de présence de ces ions non fluorescents : elles sont déduites du niveau maximal de fluorescence mesuré et de la symétrie des bords du profil. A partir de cette lacune de fluorescence, on peut estimer la fraction des espèces non fluorescentes à 20%. La position apparente de ces espèces sombres sur les clichés dépend de l'alignement du laser de refroidissement. La figure 6.16 présente deux images où on a précisé le domaine des ions non fluorescents : à droite le cristal déjà présenté à la figure 6.14, et à gauche un second cristal pour lequel l'alignement du laser de refroidissement a été modifié et la tension des endcaps augmentée. On observe que le cristal y adopte une symétrie axiale. Il semble que les ions non fluorescents se répartissent selon un cylindre aligné sur l'axe du piège au centre du cristal et que les ions fluorescents se situent, eux, dans un cylindre plus large à la périphérie. La position différent des espèces non fluorescents sur ces clichés est interprétée par deux effets : d'une part la pression de radiation et d'autre part le fait que la section des faisceaux lasers est plus faible que celle du cristal. La pression de radiation pousse les ions fluorescents ce qui tend à les séparer spatialement des autres ions non fluorescents (l'effet a déjà été observé dans des cristaux contenant deux isotopes du Barium [161]). Sur le cliché 6.14, le sens du laser de refroidissement est de la droite vers la gauche, poussant donc les ions fluorescents vers la gauche du nuage. Pour le second effet, on s'attend à ce que la répartition des ions respecte la symétrie axiale, et selon l'alignement du laser on excite différentes zones du cristal donnant l'impression sur les clichés d'un déplacement des espèces.

Notons que les électrodes endcaps ont un effet inattendu sur la forme du cristal : il s'est avéré au cours des expériences que les électrodes endcaps n'agissaient pas toujours de manière symétrique. En particulier, lorsqu'elles sont alimentées par une même tension de quelques volts, le nuage d'ions est décentré, repoussé plus fortement par une des électrodes endcap que par l'autre. Il s'agit probablement d'imperfections mécaniques dont les effets deviennent négligeables pour une tension supérieure à la dizaine de Volts.

Les ions non fluorescents présents dans le piège proviennent du chargement comme les ions  $^{86}\text{Sr}^+$  et  $^{87}\text{Sr}^+$ , ou bien d'une réaction chimique (voir page 137) comme les ions  $\text{SrH}_2^+$  ou  $\text{SrH}^+$ . A partir du cliché gauche de la figure 6.16 on peut extraire des informations sur la composition du nuage. Pour les cristaux d'ions contenant deux ou davantage d'espèces, on s'attend à trouver les ions les plus légers au centre et, à mesure que l'on s'en éloigne, à trouver les espèces de masse de plus en plus importante. D'après cette image, les ions non fluorescents seraient une espèce chimique plus légère que l'ion  $^{88}\text{Sr}^+$ . Il pourrait donc s'agir des ions  $^{86}\text{Sr}^+$  ou  $^{87}\text{Sr}^+$ , et d'une petite partie des ions  $\text{SrH}^+$  (lorsque Sr est un isotope 86 la molécule  $\text{SrH}^+$  est plus légère que l'ion  $^{88}\text{Sr}^+$ ). D'après le rayon des cylindres central et périphérique, le

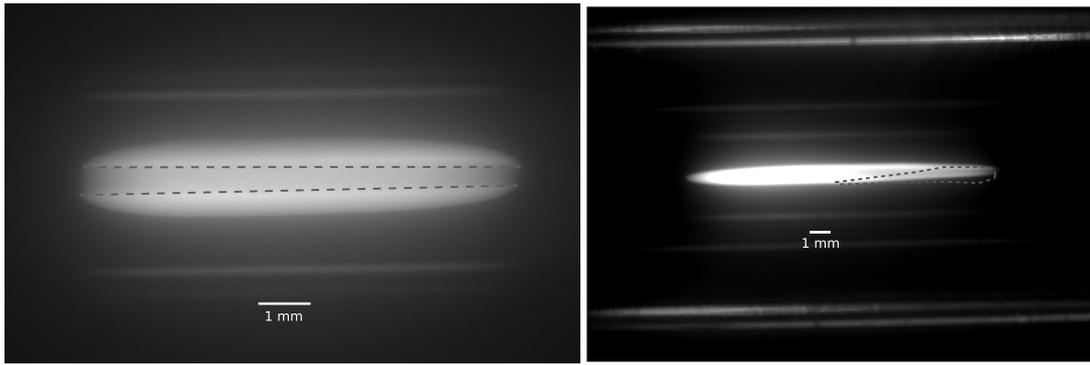


FIG. 6.16 – Clichés de cristaux, temps de pose : 2 s. Gauche : on observe une structure cylindrique mise en évidence par les tirets : les ions non fluorescents occupent le centre et les ions fluorescents sont à la périphérie. Droite : l’alignement du laser bleu est modifié et le signal de fluorescence est plus intense.

volume du cylindre central représente 15% du volume total, une valeur qui donne la fraction d’ions non fluorescents. Ce résultat est à rapprocher de l’estimation précédente effectuée à partir de la fluorescence qui donnait 20% d’ions non fluorescents. Notons que ces deux estimations sont toutes deux compatibles avec l’abondance naturelle cumulée des deux isotopes 86 et 87 qui s’élève à 17.86%.

Comme expliqué à la page 62, l’objectif de grands cristaux denses pousse à travailler à haute fréquence  $\omega_{RF}$  et haute tension  $V_{RF}$  : l’amplitude du micro-mouvement proportionnelle au facteur de stabilité  $q$  (responsable du chauffage RF) est diminuée, et simultanément la raideur  $\omega_r$  du potentiel dans le plan radial est augmentée. Un nouveau résonateur a été construit en juin 2009, capable de délivrer une amplitude  $V_{RF} = 500$  V pour  $\omega_{RF} = 2\pi \times 6.51$  MHz. Dans ces conditions,  $q = 0.03$  et  $\omega_r = 2\pi \times 170$  kHz, c’est à dire un très faible facteur  $q$  et une raideur du piège quatre fois plus importante dans la plan radial par rapport au cristal de la figure 6.14. La figure 6.17 montre une image d’un grand cristal piégé dans de telles conditions. On observe tout d’abord que la section radiale du cristal est plus importante que sur le cliché de la figure 6.14. Comme le facteur  $q$  est faible, des ions situés loin de l’axe ne sont pas soumis à un micro-mouvement important et le chauffage RF y reste faible. De cette manière, on peut ajouter des ions loin de l’axe sans quitter le régime cristallin. On remarque que le volume occupé par le nuage a une forme plus cylindrique qu’ellipsoïdale ce qui s’interprète par la forme du potentiel généré par les endcaps loin du centre. Selon les simulations numériques qui fournissent la forme du potentiel moyen (voir page 128), le potentiel créé par les endcaps de la version 2.0 n’a pas exactement une forme parabolique : il est plus raide près des endcaps et plus plat près du centre.

On observe également deux lignes brillantes horizontales au sein du cristal qui délimitent une zone un peu plus sombre. On attribue ce profil vertical à la présence d’ions non fluorescents. Des informations intéressantes sont contenues dans les profils moyens de la fluorescence dans les directions axiale et radiale. Les profils de la figure 6.18 ont été obtenus comme pour les profils de la figure 6.15. La forme du profil dans l’axe du piège (figure 6.18(b)) est un plateau aux flancs raides : le signal chute de 50% sur une longueur de  $100 \mu\text{m}$ . On observe comme pour le cristal de la figure 6.14 un creux dans le plateau dû à la présence des ions non fluorescents. La forme du profil dans le plan radial (figure 6.18(b)) est un plateau aux flancs

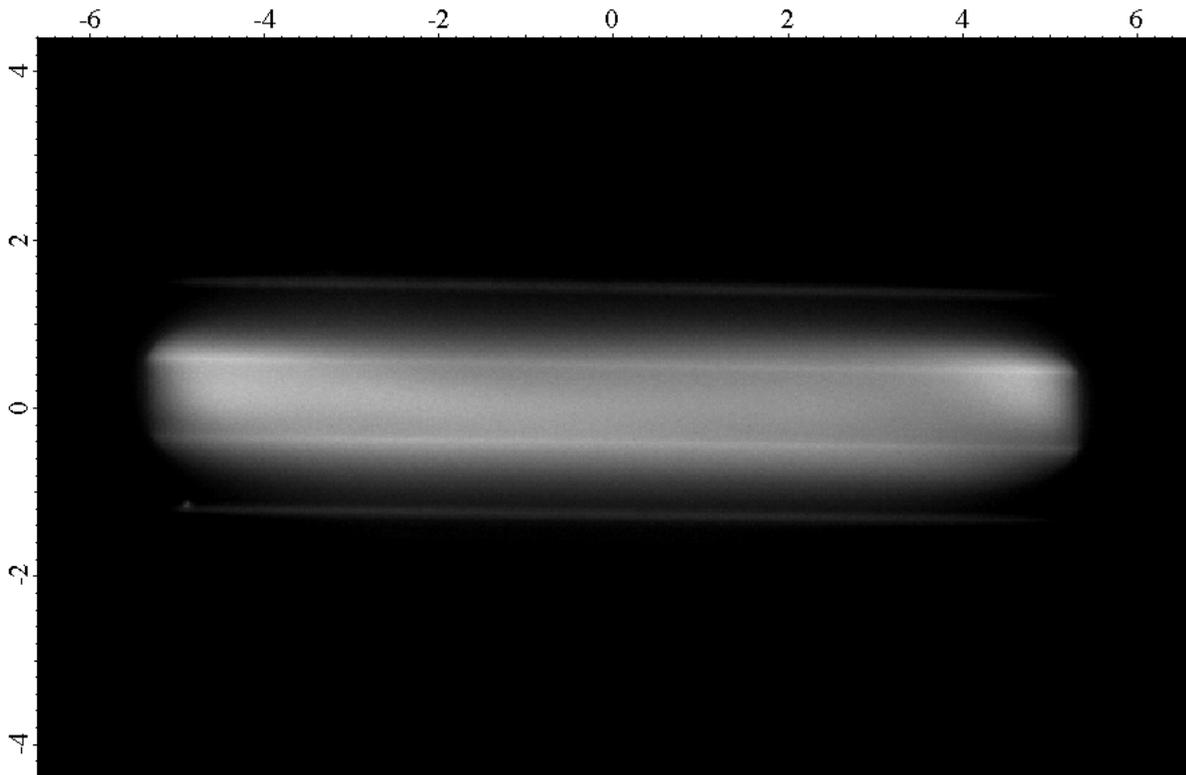


FIG. 6.17 – Cliché d'un cristaux, temps de pose : 2 s. Les axes sont gradués en millimètres et correspondant au plan du piège. Paramètres de piégeage :  $V_{RF} = 500$  V  $\omega_{RF} = 2\pi \times 6.1$  MHz on attend une densité de  $\simeq 10^{14}$  ions/m<sup>3</sup>

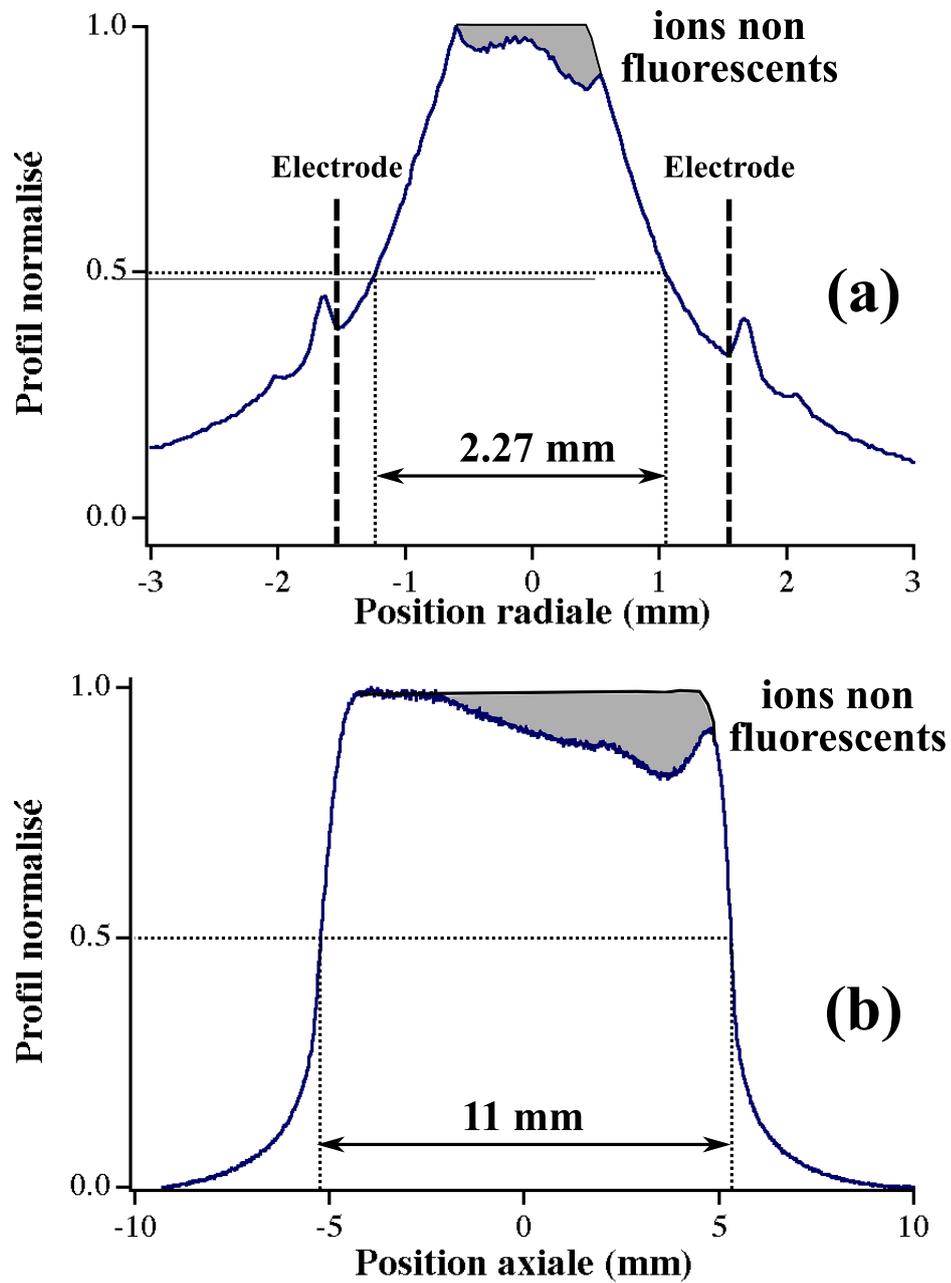


FIG. 6.18 – Profils normalisés radial (a) et axial (b) de la fluorescence du cristal de la figure 6.17. (a) : la position des électrodes RF et DC sont précisées, elles sont séparées de  $\simeq 3$  mm. On observe une lacune de fluorescence attribuée aux ions non fluorescents : les zones grisées sont définies à partir du niveau maximal de fluorescence mesuré et la symétrie des bords du profil.

marqués mais pas aussi raides : le signal chute de 50% sur une longueur de  $600 \mu\text{m}$ . On peut interpréter cette différence de raideur par la section du faisceau qui est inférieure à la section du cristal. Les ions loin de l'axe du piège se trouvent éclairés par les ailes gaussiennes du faisceau, ils ne sont pas aussi fluorescents que les ions plus proches de l'axe. Les bords du cristal apparaissent alors comme moins nets, la décroissance de fluorescence étant donnée par le profil du faisceau.

Les dimensions estimées du cristal sont de 11 mm dans l'axe du piège et 2.27 mm dans le plan vertical. Le volume de ce cristal vaut  $30 \text{ mm}^3$ . D'après la valeur de  $\omega_r$ , la densité atteint  $1.1 \times 10^{14}$  ions/ $\text{m}^3$ . On obtient alors un nombre d'ions de  $3 \times 10^6$ . Il s'agit d'un résultat très important de cette thèse, puisque l'objectif de piéger une population atomique supérieure au million a été rempli. En outre, on a identifié clairement quels sont les paramètres qui permettent de cristalliser une grande quantité d'ions, et le développement des sources de tension radiofréquence adaptées permettra certainement d'atteindre des cristaux encore plus peuplés et plus denses.

# Chapitre 7

## Absorption

L'interaction entre le milieu atomique formé par le cristal d'ions et un faisceau sonde à résonance avec la transition  $S - P$  doit être aussi importante que possible si on souhaite implémenter une mémoire quantique utilisant cet échantillon atomique et cette transition atomique particulière. La profondeur optique de l'échantillon pour la longueur d'onde correspondante est une mesure de ce couplage. En accédant au régime cristallin, la profondeur optique est devenue suffisamment importante pour être mesurée et on présente dans ce chapitre ces expériences d'absorption. Dans la première section, on identifie les caractéristiques de l'ensemble atomique qui pondèrent la profondeur optique et on estime la profondeur optique attendue pour les grands cristaux présentés à la fin du chapitre précédent. On présente ensuite le dispositif de l'expérience d'absorption et l'obtention du premier signal, avant de décrire un spectre d'absorption du faisceau sonde. Les modifications expérimentales qui permettraient d'atteindre un régime de profondeur optique plus importante sont proposées et discutées à la fin de ce chapitre.

### 7.1 Calcul préliminaire

On définit la profondeur optique  $\alpha L$  d'un échantillon atomique de section  $S$ , par la transmission d'un faisceau sonde qui en traverse la longueur  $L$ . Par définition, si on note l'intensité incidente  $I(0)$  et l'intensité de sortie  $I(L)$ , on a :

$$I(L) = I(0) \times e^{-\alpha L}$$

Pour que cette profondeur soit la plus importante possible, on recense les paramètres pertinents concernant la sonde, le recouvrement spatial entre la sonde et le milieu atomique et enfin le milieu atomique.

La sonde doit être placée à résonance avec la transition atomique et son intensité  $I(0)$  est choisie largement inférieure à l'intensité de saturation. Ainsi une fraction négligeable des atomes est portée dans l'état excité de sorte qu'en moyenne la probabilité d'absorption d'un photon par un atome est la plus grande possible. Dans ce régime, cette probabilité est donnée par  $p = \frac{\sigma}{\pi w^2}$  qui est le rapport entre la section efficace d'absorption  $\sigma = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{g_2}{g_1}$  ( $g_1$  et  $g_2$  sont les dégénérescences respectives des niveaux fondamental et excité, dans le cas qui nous intéresse  $g_1/g_2 = 1$ ) et la section du faisceau sonde ( $w$  étant son waist) [162].

Un soin particulier doit être apporté au recouvrement spatial de l'échantillon atomique par

le faisceau sonde, c'est à dire assurer deux conditions : on assure que le laser soit suffisamment peu focalisé pour que la longueur de Rayleigh soit grande devant  $L$ , ce qui s'écrit  $L \ll \frac{\pi w^2}{\lambda}$ , et d'autre part que la section du laser soit proche de la section de l'échantillon atomique. Dans le cas de faisceau laser gaussien, le recouvrement est idéal si la densité atomique dans un plan transverse suit un profil gaussien de même largeur. Dans la pratique, on travaille avec des cristaux d'ions car la densité  $y$  est plus forte, dont le profil transverse de densité est un plateau aux bords nets. Il est donc difficile de donner un critère exact sur le recouvrement transverse, et on utilisera par la suite le critère mathématiquement le plus simple, à savoir  $\pi w^2 = S$

Pour connaître les conditions sur le milieu atomique, on écrit localement l'absorption du faisceau sonde, en supposant que toutes les conditions précédentes sont remplies :

$$\frac{dI(z)}{dz} = -\frac{\sigma N}{S L} I(z)$$

$N$  est le nombre d'ions total contenus dans l'échantillon, et on considère que la densité d'ions est homogène. Cette équation traduit simplement que l'absorption du faisceau est proportionnelle à  $p$  (cf. supra) au nombre d'ions présents entre  $z$  et  $z + dz$  et au flux de photons incidents en  $z$ . Par intégration on obtient :

$$I(z) = I(0) \times e^{-\frac{\sigma N}{S L} z}$$

Par identification de l'expression de  $I(L)$ , on déduit la profondeur optique  $\alpha L = \frac{\sigma N}{S}$ . La caractéristique importante du cristal qui pondère l'absorption est donc le terme  $\frac{S}{N}$ , terme qui est aussi le produit de la densité atomique par la longueur du cristal. Pour maximiser le couplage, il convient de travailler avec un nuage très peuplé et de section transverse très faible ou de manière équivalente un nuage très dense et très allongé.

Notons que la température du cristal n'apparaît pas dans l'expression de la profondeur optique, car on a fait l'hypothèse que l'élargissement Doppler est négligeable devant la largeur naturelle du niveau.

On considère à présent le cas particulier de la transition  $S - P$  de l'ion  $^{88}\text{Sr}^+$ . On a  $\sigma = 2.8 \times 10^{-14} \text{m}^2$  et la section transverse des cristaux vaut typiquement  $S \simeq 10^{-6} \text{m}^2$  et la population  $N = 10^6$ . La condition sur la température est remplie tant que la température reste inférieure à quelques mK. Si on considère que cela est vérifié, on obtient  $\alpha L = 0.03$  et  $\frac{I(L) - I(0)}{I(0)} \simeq \alpha L = 3\%$ .

On s'attend donc à un signal d'absorption de l'ordre de quelques pourcents. Cela est suffisant pour mesurer clairement un signal d'absorption mais pas pour implémenter un protocole de mémoire. Afin d'augmenter la profondeur optique, on peut augmenter la densité : pour obtenir  $I(L) = I(0)/2$  et  $\alpha = 0.7$ , la condition sur le cristal s'écrit :  $\frac{N}{S} = n_0 \times L = 2.5 \times 10^{13} \text{ ions/m}^2$  ( $n_0$  étant la densité du nuage). Si le nuage atteint une longueur de 30 mm (correspondant à la longueur du piège), on doit assurer  $n_0 \simeq 10^{15} \text{ ions/m}^3$ , c'est à dire par exemple un rayon de Wigner-Seitz de 10  $\mu\text{m}$  et une population de  $20 \times 10^6$  ions. Une absorption de 50% est accessible pour une densité de  $10^{15} \text{ ions/m}^3$ . Notons que des densités de  $6 \times 10^{14} \text{ ions/m}^3$  ont déjà été atteintes dans des grands cristaux d'ions [100].

## 7.2 Expérience

On présente dans cette section le dispositif expérimental de mesure de l'absorption, notamment faisceau sonde, le cristal d'ions et le dispositif de mesure. On présente ensuite deux

expériences où le signal d'absorption apparaît clairement puis finalement un spectre d'absorption du faisceau sonde.

### 7.2.1 Cristal et faisceau sonde

Pour sonder le cristal d'ions, on prélève une partie du faisceau bleu dans le montage d'absorption saturée, faisceau qui se trouve en fonctionnement normal toujours à résonance avec la transition  $\nu_{Rb}$  (voir page 104 et suivante). Ce faisceau se trouve à -440 MHz de la transition de refroidissement  $S - P$  de l'ion  $^{88}\text{Sr}^+$ . On utilise un modulateur acousto-optique pour amener le faisceau à résonance (le montage est proche de celui utilisé pour le laser de refroidissement, voir page 104). En effectuant deux passages dans le modulateur piloté par une tension oscillante entre 170 MHz-240 MHz, on obtient un faisceau dont le désaccord est réglable entre -100 MHz et +40 MHz. On utilise à nouveau un schéma en œil de chat afin que la modification du désaccord ne modifie pas la direction du faisceau de sortie. La puissance disponible est  $10 \mu\text{W}$ , le waist au niveau de la zone de confinement atteint  $900 \mu\text{m}$ , ce qui donne une intensité d'une dizaine de  $\text{W}/\text{m}^2$  environ (l'intensité de saturation s'élève à  $340 \text{W}/\text{m}^2$ ). La modification de la direction du faisceau entraîne un déplacement du faisceau dans la zone de confinement inférieur à 10% du waist, pour un balayage de 60 MHz autour de la résonance. La direction du faisceau fait un angle de  $2^\circ$  avec l'axe du piège. Pour ajuster le recouvrement spatial, on éclaire le nuage d'ions avec le laser de repompage et le faisceau sonde dont on augmente fortement la puissance. Pour un désaccord négatif on parvient à faire fluorescer les ions, et en maximisant ce signal en jouant sur la direction du faisceau sonde, on optimise le recouvrement spatial.

Concernant le cristal, on cherche à travailler avec un échantillon aussi grand, dense et froid que possible. On maximise donc la puissance de refroidissement qui agit sur le cristal, mais on est cependant obligé de couper le laser bleu au moment de la mesure de l'absorption. En effet, sa présence diminue notablement la population atomique dans le niveau fondamental capable d'absorber la sonde. A l'inverse on doit être en présence du laser de repompage, afin que la population dans le niveau métastable soit la plus faible possible. Dans la pratique, le laser bleu est modulé par un hacheur optique définissant des séquences de refroidissement-mesure. Ceci a un impact négatif sur les caractéristiques du cristal : le laser étant coupé la moitié du temps, on diminue de moitié la puissance de refroidissement. Les cristaux sont donc plus chauds et moins peuplés que les cristaux présentés sur les clichés des figures 6.14 (page 154) et 6.17 (page 158).

Les mesures présentées dans cette section ont été menées avec un nuage d'une largeur de 1.2 mm ( $S = 1.5 \times 10^{-6}$ ) et d'une longueur de 14 mm. N'ayant pas atteint le régime où les flancs du signal de fluorescence sont raides, on ne possède qu'un majorant très grossier du nombre d'ions, à savoir  $10^5$  ions. Dans ces conditions, on s'attend à mesurer une profondeur optique maximale de  $\frac{\sigma}{S}N = \frac{2.8 \times 10^{-14}}{1.5 \times 10^{-6}} \times 10^5 = 2 \times 10^{-3} = 0.2\%$ . Ce calcul suppose que tous les ions se trouvent à résonance avec la sonde, mais les ions non fluorescents qui se trouvent au centre du cristal n'en font pas partie. On s'attend à ce que 80% des ions soient en interaction avec la sonde. L'absorption estimée est donc surévaluée. Cela représente quelques dizaines de nW, que l'on mesure sur une photodiode dont la sortie est amplifiée. On obtient typiquement un signal électrique de  $100 \text{mV}/\mu\text{W}$ . On prend soin de filtrer les lasers de refroidissement : filtrage interférentiel pour le repompage et filtrage par polarisation pour le laser bleu.

### 7.2.2 Mesures d'absorption

Les deux expériences que l'on présente dans ce paragraphe ont permis d'observer le phénomène d'absorption dans le cristal piégé. En éclairant le cristal avec les deux lasers de refroidissement et la sonde, et en modulant le laser bleu, il est possible de le mesurer la profondeur optique en mesurant la transmission de la sonde. On préfère cependant dans une première approche placer le cristal dans quatre situations d'interaction laser différentes et d'en observer les effets sur le faisceau sonde. Les quatre temps correspondent aux deux lasers coupés, à l'un des deux lasers coupé et enfin aux deux lasers présents.

La figure 7.1 fait apparaître une période de l'expérience dans laquelle on observe les quatre situations dans l'ordre suivant : bleu-rien-infrarouge-infrarouge+bleu. Le signal de référence correspond à la puissance totale des deux lasers de refroidissement. Les quatre zones ont des durées de  $500 \mu\text{s}$  (deux paliers courts) et  $750 \mu\text{s}$  (deux paliers longs). On observe des temps de coupure de  $150 \mu\text{s}$  pour le laser infrarouge et de  $300 \mu\text{s}$  pour le laser bleu, des temps qui dépendent du waist de ces deux faisceaux et de l'angle du hacheur optique par rapport à leur direction de propagation et bien évidemment de la vitesse de rotation du hacheur. Ces temps de coupure sont à comparer aux temps de vie du niveau excité  $P$  (7 ns) et du niveau métastable  $D$  (300 ms). Le signal de transmission de la sonde (figure 7.1) est une moyenne

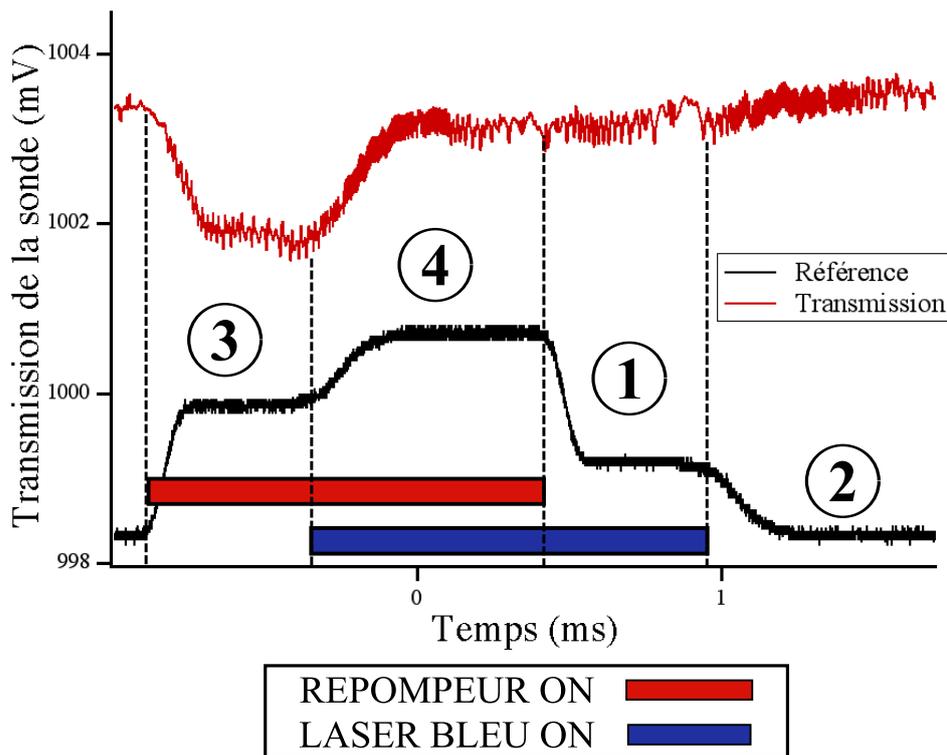


FIG. 7.1 – Signaux de transmission de la sonde et de référence pour quatre situations distinctes d'interaction laser du cristal d'ions. Les bandes rouge et bleue indiquent la présence des lasers de refroidissement.

sur 8 traces. Le signal a une valeur moyenne légèrement supérieure à 1 V, et il est globalement constant excepté dans une des quatre zones où sa valeur chute de 1.5 mV.

La forme du signal est interprétée de la manière suivante. Lorsque le laser bleu est le seul présent (zone 1 sur la figure), la population est pompée dans l'état métastable  $D$ , la sonde n'est pas absorbée et le signal mesuré est élevé. On coupe ensuite le bleu (zone 2) et comme le temps de vie du niveau métastable est de 300 ms, il n'y a toujours pas d'absorption. Dans la zone suivante, le faisceau de repompage éclaire le nuage et les ions sont dé pompés du niveau  $D$ , retombant ensuite vers le fondamental. Ils absorbent alors la sonde et on observe une chute du signal de transmission. Lorsqu'on ajoute le faisceau bleu (zone 4), une fraction importante de la population est portée dans l'état excité  $P$  et l'absorption diminue. Ceci indique que l'intensité du laser bleu utilisée ici sature la transition. La chute de signal dans la troisième zone est de 1.5 mV pour 1 V de signal total. L'absorption du faisceau sonde s'élève donc à 0.15 %. On trouve bien une valeur inférieure à l'estimation effectuée en accord avec le raisonnement proposé plus haut.

Une deuxième expérience préliminaire a été menée avec des paramètres expérimentaux assez proches. Le cristal utilisé est tout à fait semblable à celui de l'expérience précédente, mais la puissance du laser bleu a été diminuée et le découpage des faisceaux lasers est un peu différent : l'ordre des coupures est modifié (figure 7.2). Le signal de transmission de la sonde

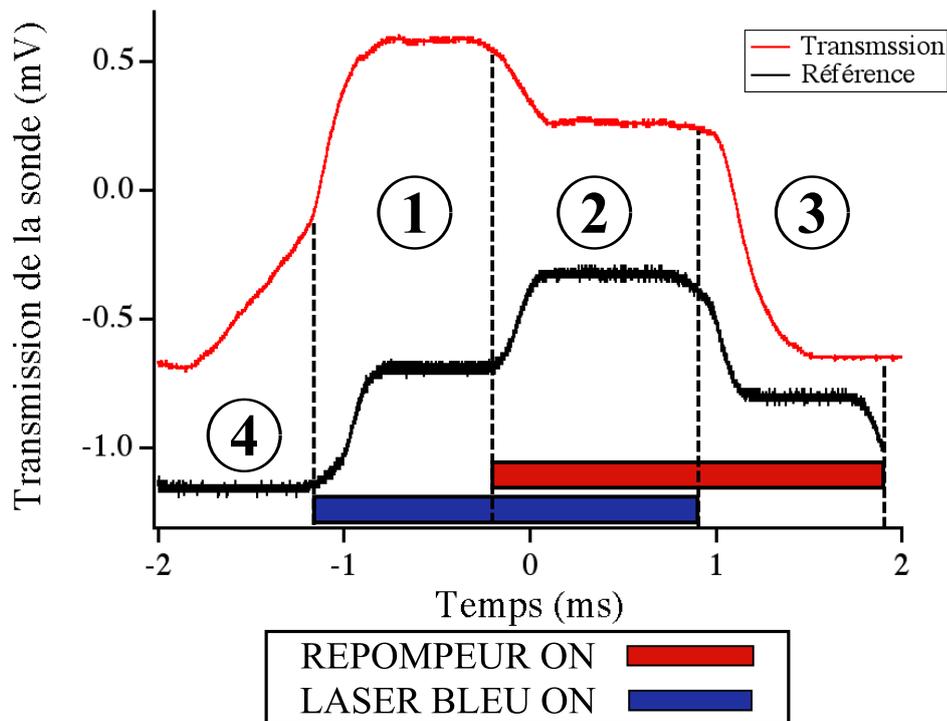


FIG. 7.2 – Signaux de transmission de la sonde et de référence pour quatre situations distinctes d'interaction laser du cristal d'ions. Les bandes rouge et bleue indiquent la présence des lasers de refroidissement.

est une moyenne de 52 traces. Le profil du signal est interprété de la façon suivante. Lorsque le laser bleu est le seul présent (zone 1), la population pompée dans l'état métastable  $D$  n'absorbe pas le faisceau sonde. En ajoutant le faisceau repompeur (zone 2), on repeuple le niveau fondamental et le laser bleu est, cette fois, suffisamment peu intense pour laisser une

fraction notable de la population dans cet état : la sonde est absorbée. On coupe ensuite le bleu (zone 3), ce qui augmente nettement la population dans le fondamental : l'absorption est plus importante. Enfin, le repompeur est coupé (zone 4) et la population est pompée dans le niveau  $D$  par le faisceau sonde : on observe une lente remontée du signal de transmission (i.e. une baisse de l'absorption). On peut estimer un temps caractéristique du phénomène : le taux de pompage des ions dans le niveau  $D$  est égal au nombre de photons absorbés, divisé par le rapport de branchement dans le système à trois niveaux  $S - P - D$  égal à 13. Le taux d'absorption des photons est donné par  $\frac{\sigma N}{E_{ph}} I(0)$ , avec  $I(0) = 1 \text{ W/m}^2$  l'intensité du faisceau sonde incident,  $E_{ph} = 4.7 \times 10^{-19} \text{ J}$  l'énergie d'un photon. On trouve un taux de pompage  $\frac{dN}{dt} = -\frac{\sigma I(0)}{13 E_{ph}} N = -\frac{N}{\tau}$ , où  $\tau = 200 \mu\text{s}$  est le temps caractéristique du pompage. Cette estimation est proche de la mesure sur la figure du temps caractéristique de pompage de 1 ms. Lorsque le faisceau bleu éclaire à nouveau le nuage (zone 4), la remontée est alors accélérée. La chute du signal est cette fois de 1 mV pour 1 V de signal, correspondant à une absorption de 0.1 %. Elle est un peu inférieure à l'absorption mesurée sur la figure 7.1 car le laser de repompage n'est pas exactement à résonance.

On observe sur ces deux figures un net effet d'absorption du faisceau sonde, et les profils ont pu être interprétés de manière satisfaisante. L'absorption s'élève à 0.1%, ce qui est en bon accord avec l'estimation faite pour un cristal contenant 50 000 ions, que l'on a utilisés ici. Une absorption plus importante pourrait être atteinte pour un cristal comptant une population plus importante, toutes choses égales par ailleurs.

### 7.2.3 Spectre d'Absorption

En utilisant le signal d'absorption obtenu dans l'expérience précédente, on peut effectuer un spectre d'absorption en fonction du désaccord du faisceau sonde. Le spectre est présenté dans la figure 7.3 On observe un maximum de l'absorption pour la résonance comme attendu. Le profil a une largeur de 60 MHz, ce qui est grand devant la largeur naturelle de la transition qui est de 20 MHz. L'élargissement provient principalement de l'effet Stark dynamique (*power broadening*). En effet, on a pris soin de ne pas quitter le régime cristallin, de sorte que l'élargissement Doppler n'est pas supérieur à 10 MHz et n'explique pas la largeur observée. L'intensité de la sonde est évidemment très inférieure à l'intensité de saturation mais en revanche l'intensité du repompeur est ici assez importante et atteint  $4 \text{ mW/cm}^2$ . L'intensité de saturation étant égale à  $0.14 \text{ mW/cm}^2$ , l'élargissement est légèrement supérieur à 50 MHz, ce qui explique la largeur observée. Pour mesurer plus précisément cet effet, il conviendrait d'acquérir de nouveaux spectres pour des intensités du laser infrarouge différentes. Notons que cet élargissement ne diminue pas la valeur maximale de l'absorption.

### 7.2.4 Vers une absorption plus importante

Pour obtenir un milieu atomique optiquement plus profond, on cherchera à travailler avec des cristaux plus froids et plus denses. On peut à cet effet employer une modulation du laser de refroidissement dont le rapport cyclique est plus favorable : si le temps de refroidissement est plus important, les cristaux dont on mesure l'absorption peuvent être semblables à ceux que l'on a présentés dans le chapitre précédent (figures 6.14 page 154 et 6.17 page 158) et qui contiennent jusqu'à  $10^6$  ions. Dans le cas particulier du cristal de la figure 6.17, l'absorption devrait être 20 fois plus importante et atteindre 3%. Rappelons que ce cristal est piégé dans

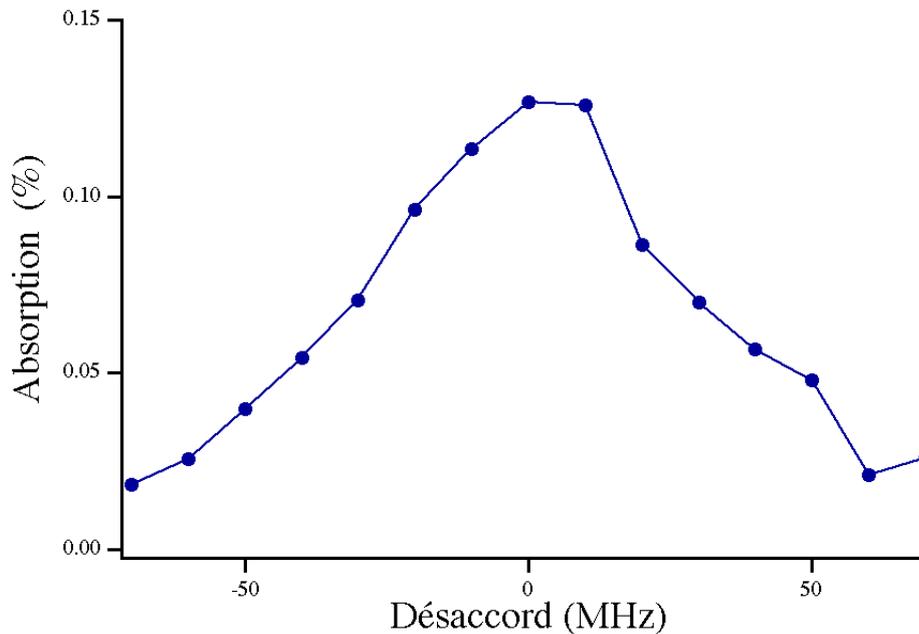


FIG. 7.3 – Spectre d’absorption de la sonde en fonction du désaccord à la transition  $S - P$ . Tous les points sont acquis avec le même cristal contenant 50 000 ions environ.

les conditions suivantes :  $V_{RF} = 500$  V et  $\omega_{RF} = 2\pi \times 6.51$  MHz. On a alors  $q = 0.04$ .

Des profondeurs optiques peuvent être obtenues si l’amplitude la tension  $V_{RF}$  et le facteur  $q$  sont plus importants. D’après ce qui a été constaté expérimentalement, les cristaux peuvent être conservés tant que le facteur  $q$  est inférieur à 0.15. Si on suppose que l’on se trouve dans la situation limite  $q = 0.15$  (correspondant à  $V_{RF} = 1900$  V), la densité est multipliée par 14 pour atteindre  $1.5 \times 10^{15}$  ions/m<sup>3</sup>. Pour un cristal de 30 mm, la profondeur optique vérifierait  $\alpha = \frac{q}{3}N = n_0 \times L \simeq 3$ , ce qui donnerait une absorption de 95%.

Les principaux obstacles pour alimenter les électrodes RF avec une telle tension d’amplitude est la trop grande différence de potentiel entre la masse et les passages de courant, les fils qui transportent la tension vers les électrodes et au niveau des diélectriques qui assurent l’isolation électrique des électrodes. Dans la configuration actuelle, les couples d’électrodes RF et DC sont alimentées pour le premier couple par la tension d’amplitude 1800 V d’une part et pour le second couple par une tension nulle. Si on alimente les couples par deux tensions opposées d’amplitude 900 V, on réduit d’un facteur 2 la différence de potentiel entre ces électrodes et la masse sans que le potentiel généré dans la zone de confinement soit modifié. Dans cette configuration, l’alimentation des électrodes ne poserait plus de problème et le régime de forte absorption pourrait être atteint.

Concernant la composition chimique de l’échantillon, celle-ci influe moins sur la profondeur optique. Une augmentation de 25% est attendue dans le cas où le cristal est composé uniquement d’ions  $^{88}\text{Sr}^+$ . Pour modifier la composition chimique, il est possible de mettre en œuvre une méthode de chargement optique suffisamment sélective pour charger une fraction plus faible d’ions  $^{87}\text{Sr}^+$  et  $^{86}\text{Sr}^+$ . Le schéma proposé dans [131] qui est basé sur l’absorption de deux photons, le premier portant l’atome neutre dans un niveau excité, permettrait une certaine sélectivité isotopique du chargement. Celle-ci dépend principalement de la largeur

spectrale du premier laser de photo-ionisation et de l'élargissement Doppler observée au sein du faisceau atomique sur la première transition atomique à comparer aux décalages isotopiques qui s'élèvent à 50 MHz pour l'isotope 87 et 120 MHz pour l'isotope 86. Il semble difficile de produire avec cette méthode un cristal contenant exclusivement des ions  $^{88}\text{Sr}^+$ , mais une sensible augmentation de cette population isotopique est certainement possible.

# Conclusion

La réalisation d'une mémoire quantique constitue une nécessité impérative pour la mise en œuvre de répéteur quantique et l'augmentation de la portée des réseaux de communication quantique. La démarche relève également d'enjeux plus fondamentaux portant sur l'obtention d'un milieu atomique présentant conjointement une profondeur optique très importante et un très long temps de cohérence. C'est précisément sur la production d'un tel milieu qu'a porté ce travail de thèse, un grand cristal d'ions  $\text{Sr}^+$  confinés dans un piège de Paul linéaire et soumis au refroidissement Doppler.

Le pari scientifique à l'origine de ce projet est de générer des cristaux suffisamment denses et froids pour présenter une profondeur optique appréciable tout en conservant des longs temps de cohérence tels qu'on peut les mesurer dans des petites chaînes d'ions. Le sujet de cette thèse porte donc sur la production et la caractérisation de très grands ensembles d'ions dans le régime cristallin, un sujet original en France et relativement peu répandu à l'étranger.

**Avancées expérimentales** Au début de cette thèse, seul le confinement des ions avait été démontré dans le premier piège à ions de dimensions centimétriques. La mise en œuvre du refroidissement d'ions  $\text{Sr}^+$  a permis de générer un signal de fluorescence suffisamment important pour apporter la preuve du refroidissement, caractériser et imager les nuages produits. Les informations extraites à partir de ce signal ont permis d'identifier le régime thermodynamique du nuage, apportant la preuve que le régime cristallin n'était pas atteint.

Une nouvelle technique de photo-ionisation basée sur l'absorption simultanée de deux photons de même longueur d'onde a été développée. Sa caractérisation et sa comparaison avec une technique plus traditionnelle de bombardement électronique a fait l'objet d'un article. Elle a permis d'atteindre un régime de chargement beaucoup plus favorable de sorte que le nombre maximal d'ions piégés a été nettement augmenté.

Le dessin, la simulation, la fabrication et finalement la mise en place d'une seconde version du piège de Paul linéaire a permis d'atteindre un régime cristallin de forte densité et de basse température. Le système d'imagerie a permis d'identifier clairement ce régime et de déterminer les caractéristiques des grands cristaux.

Pour un régime de faible chauffage et de potentiel moyen très raide, la population dépasse plusieurs millions d'ions. Compte tenu de la section efficace d'absorption, on attend alors une profondeur optique de l'échantillon un peu inférieure à 10%.

**Perspectives** Les efforts expérimentaux pour réaliser un milieu optiquement dense ont mené à une profondeur optique notable et ont aussi permis d'identifier les paramètres expérimentaux d'influence.

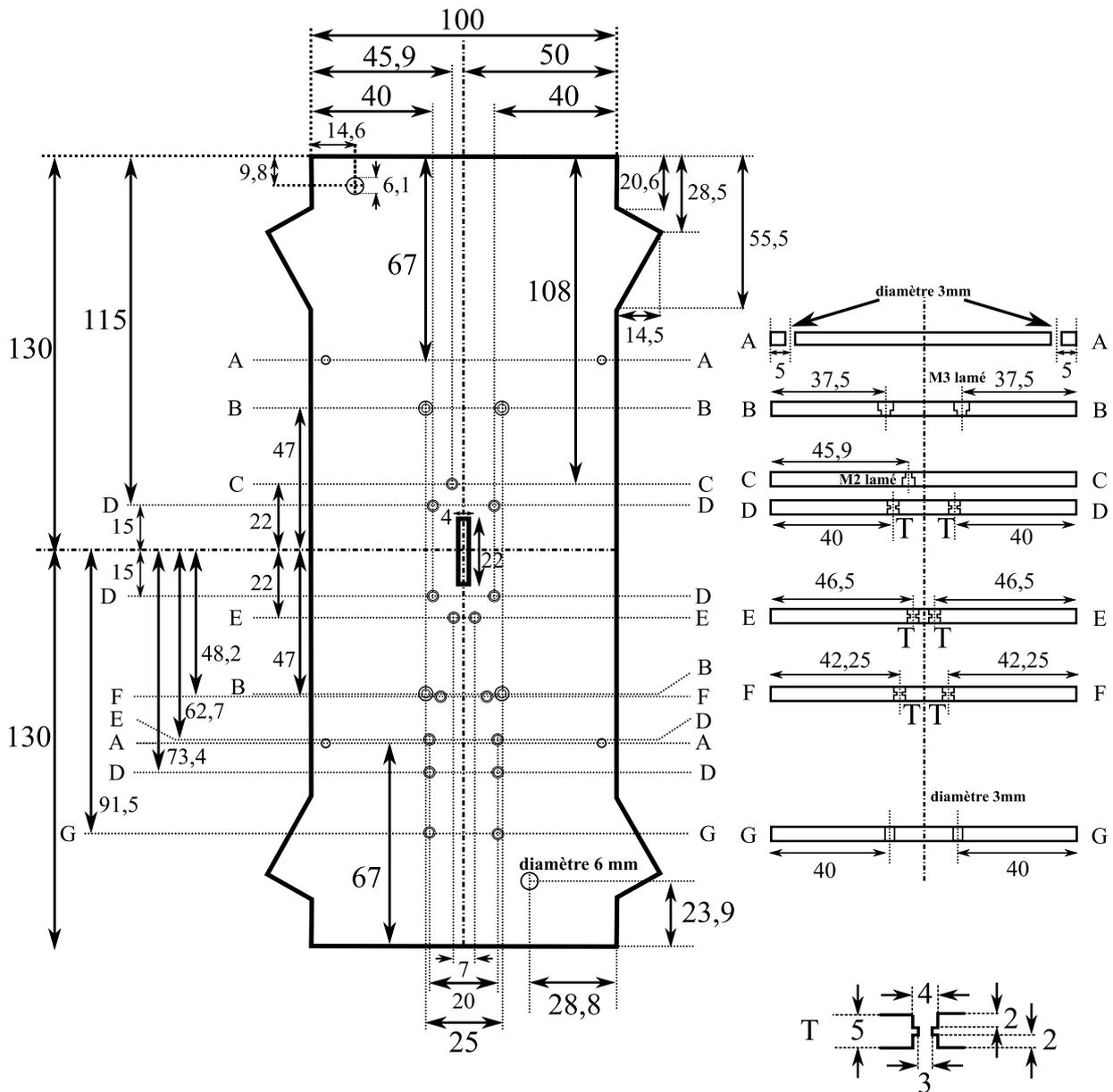
A ce titre la première partie du pari scientifique a été remplie. Il reste à présent à déterminer si les dimensions centimétriques du nuage et sa densité n'entraînent pas une chute des temps de cohérence. On s'attend à ce que les principales sources de décohérence soient les collisions avec les atomes du gaz résiduel et l'homogénéité du champ magnétique. Le premier effet dépend directement de la qualité du vide et le second de la qualité de la compensation des variations du champ magnétique réalisée sur toute la longueur de l'échantillon. C'est sans doute ce dernier travail qui expérimentalement peut s'avérer délicat. Le temps de cohérence ne dépend pas des collisions entre ions car dans un cristal où la distance entre deux ions est supérieure à plusieurs microns, le couplage entre leur spin est tout à fait négligeable et une collision n'induit pas de modification du spin. Il n'y a pas à priori d'obstacle fondamental à l'obtention de grands temps de cohérence et la première réalisation du protocole de mémoire quantique pourrait donc être menée très bientôt.

La particularité spectroscopique de l'ion  $^{88}\text{Sr}^+$ , à savoir la coïncidence entre une de ses transitions et une transition atomique du Rubidium neutre, pourrait être mise à profit pour stocker dans un cristal d'ions  $\text{Sr}^+$  des états non classiques de la lumière : ces états seraient générés par mélange à quatre ondes dans une vapeur chaude de Rubidium en utilisant la transition coïncidente.

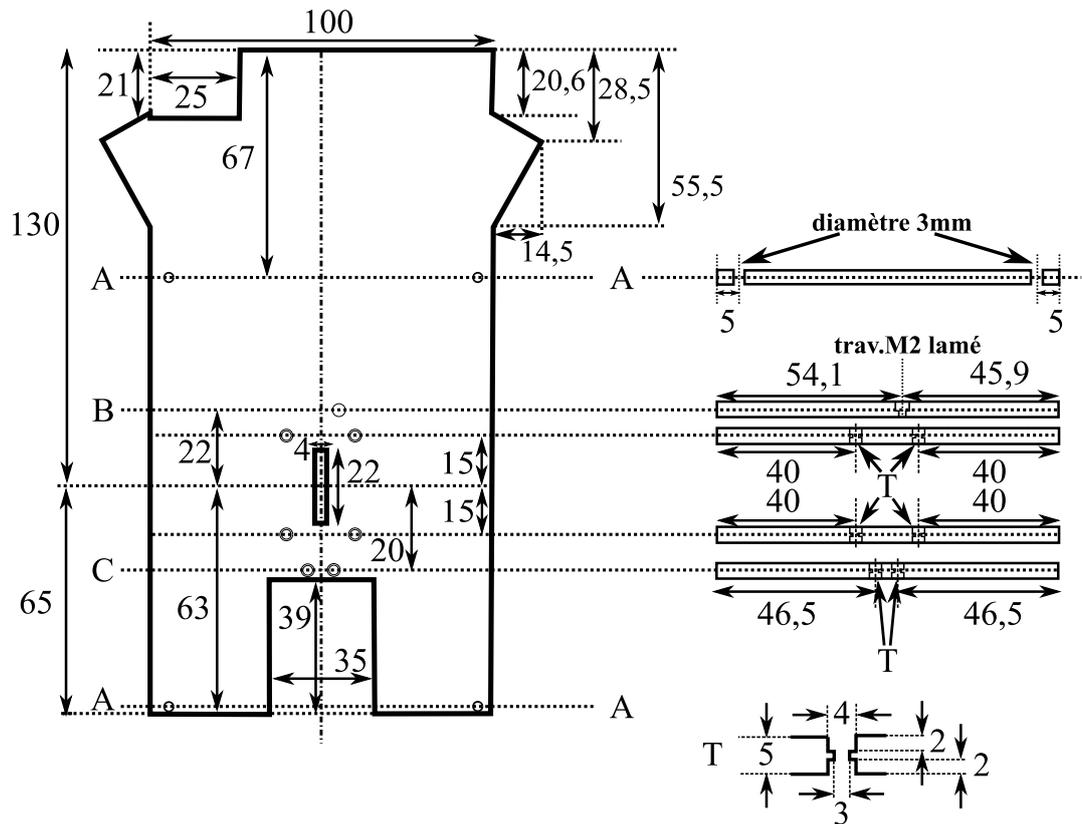
Les cristaux optiquement profonds générés pourront être utilisés pour stocker des impulsions lumineuses mais pourront également être utilisés dans le régime de variables discrètes. L'implémentation des répéteurs DLCZ [37] suppose de disposer d'ensembles atomiques capables d'absorber un photon unique et de le restituer à la demande. Des cristaux d'ions piégés pourraient être de tels ensembles atomiques.

## Annexe : Pièces du piège

# PLAQUE INFERIEURE INOX EPAISSEUR 5mm

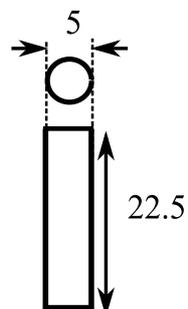


# PLAQUE SUPERIEURE INOX EPAISSEUR 5mm

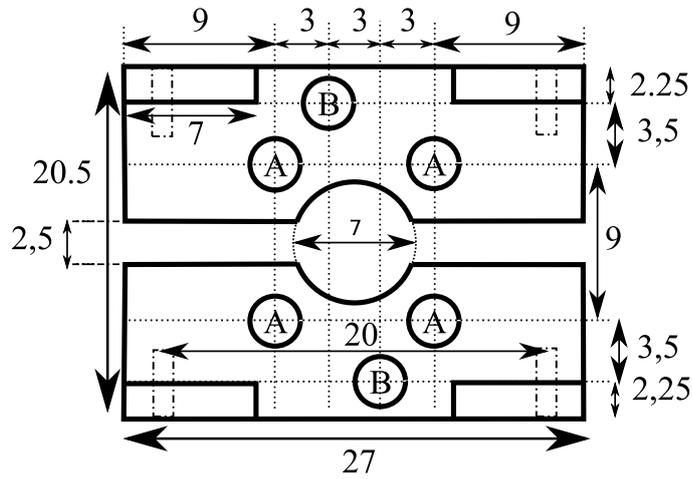


## COLONNES INTER-PLAQUE INOX

4 exemplaires INOX

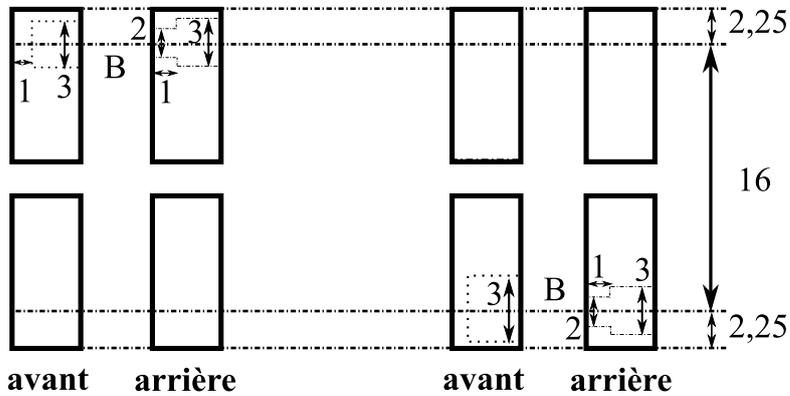
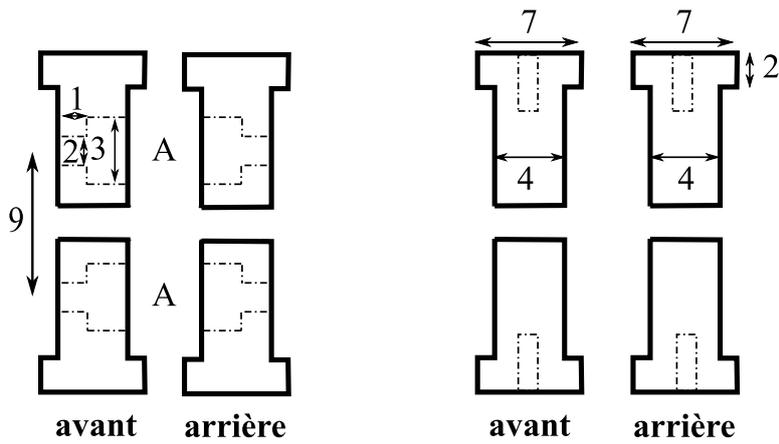


# ENDCAPS

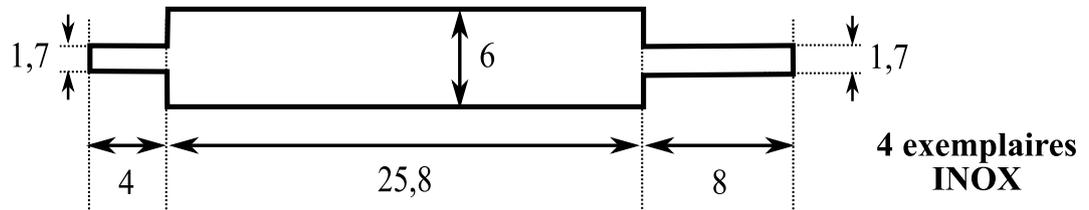


 trou fileté M2 débouchant

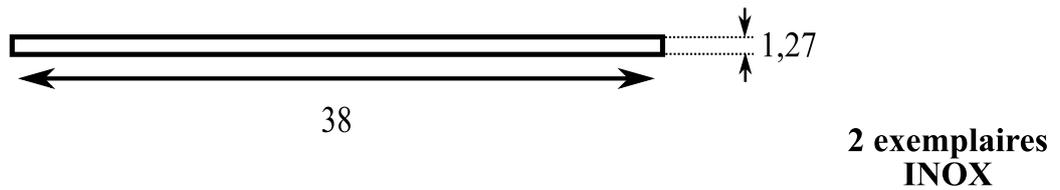
Espacement plaques:  
1 mm de chaque côté



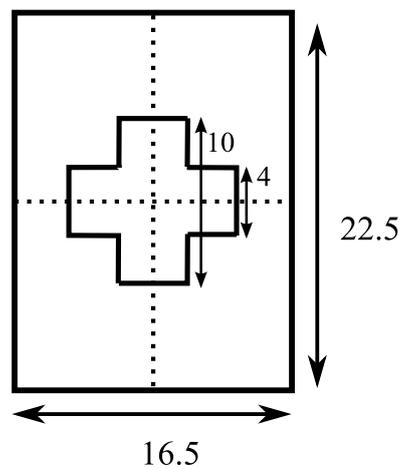
## ELECTRODES RF et DC



## ELECTRODES de COMPENSATION



## WISEURS

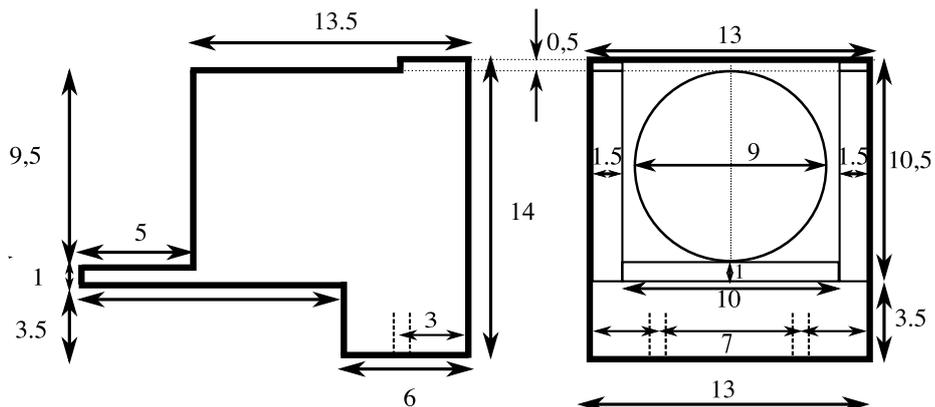


4 exemplaires  
INOX (épaisseur: 4 mm)

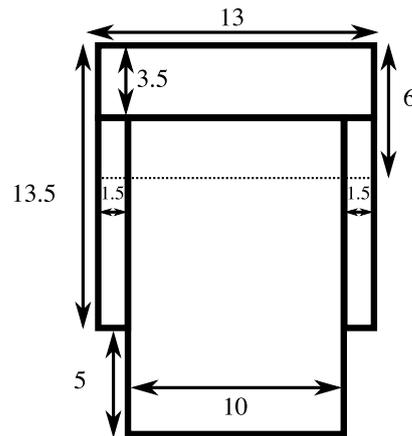
# ELECTRODES DE DEFLECTION

## DEFLECTEUR BAS

(espacement plaque dessous: 2.25 mm)

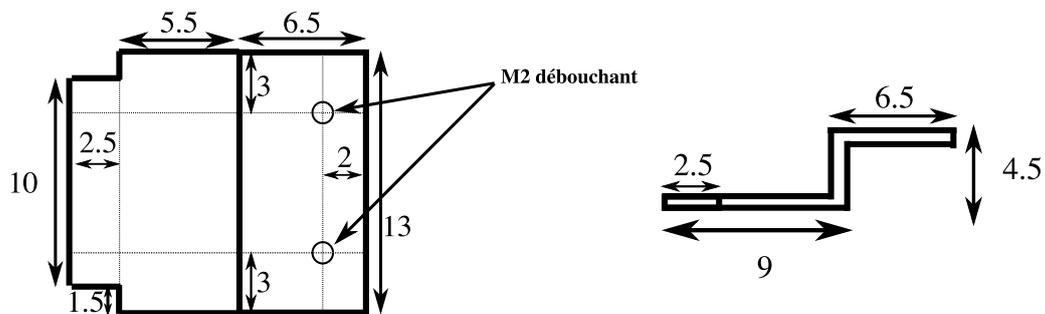


**Trou non débouchant.**  
**Profondeur: 3,5mm**  
**Ajouter trou latéral**  
**pour sorte d'air**



## DEFLECTEUR HAUT

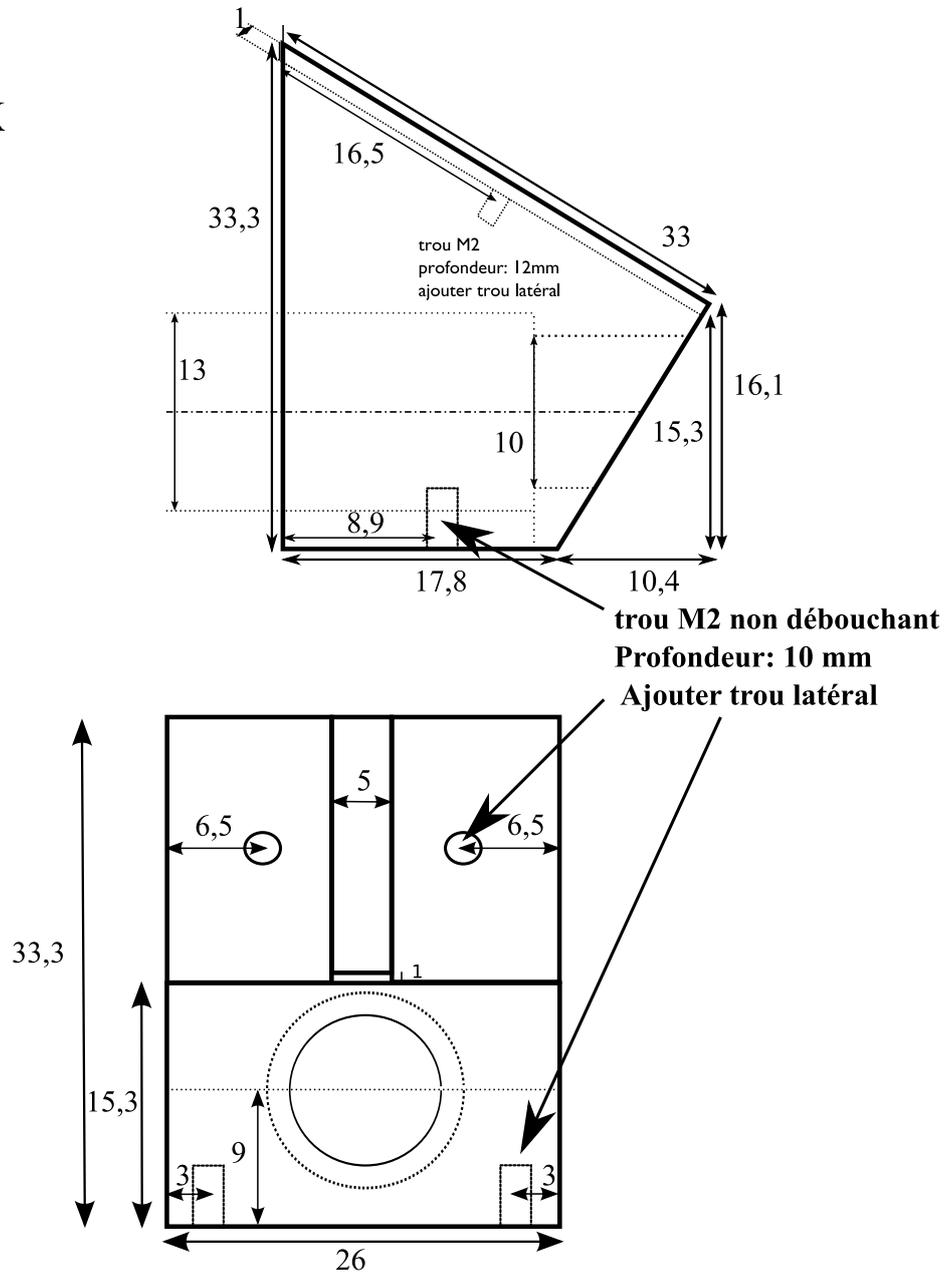
(espacement plaque dessus: 1.75 mm)





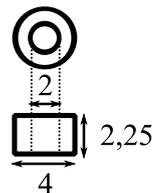
# SUPPORT BLINDAGE DETECTEUR

**INOX**

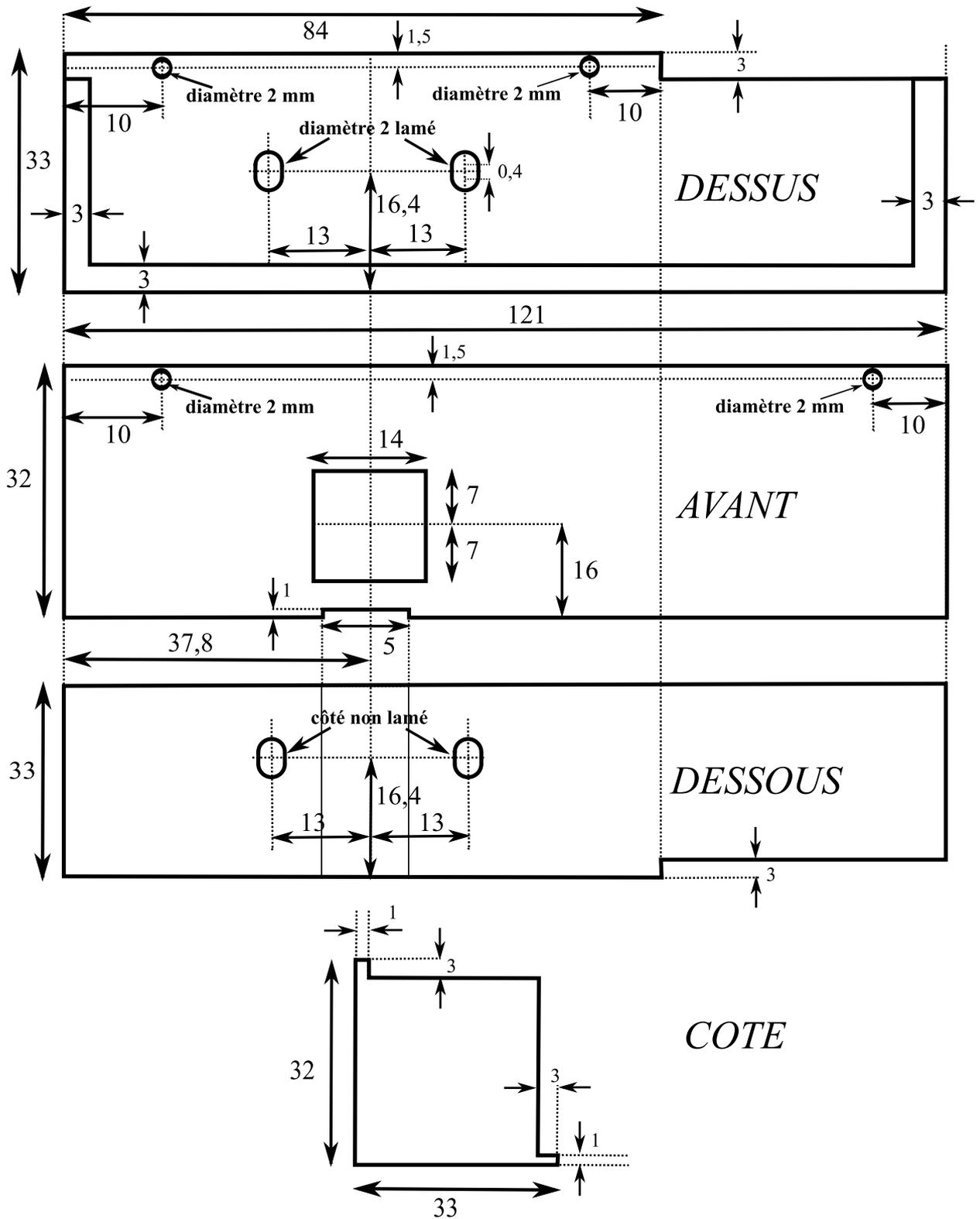


## Contacts support blindage // plaque

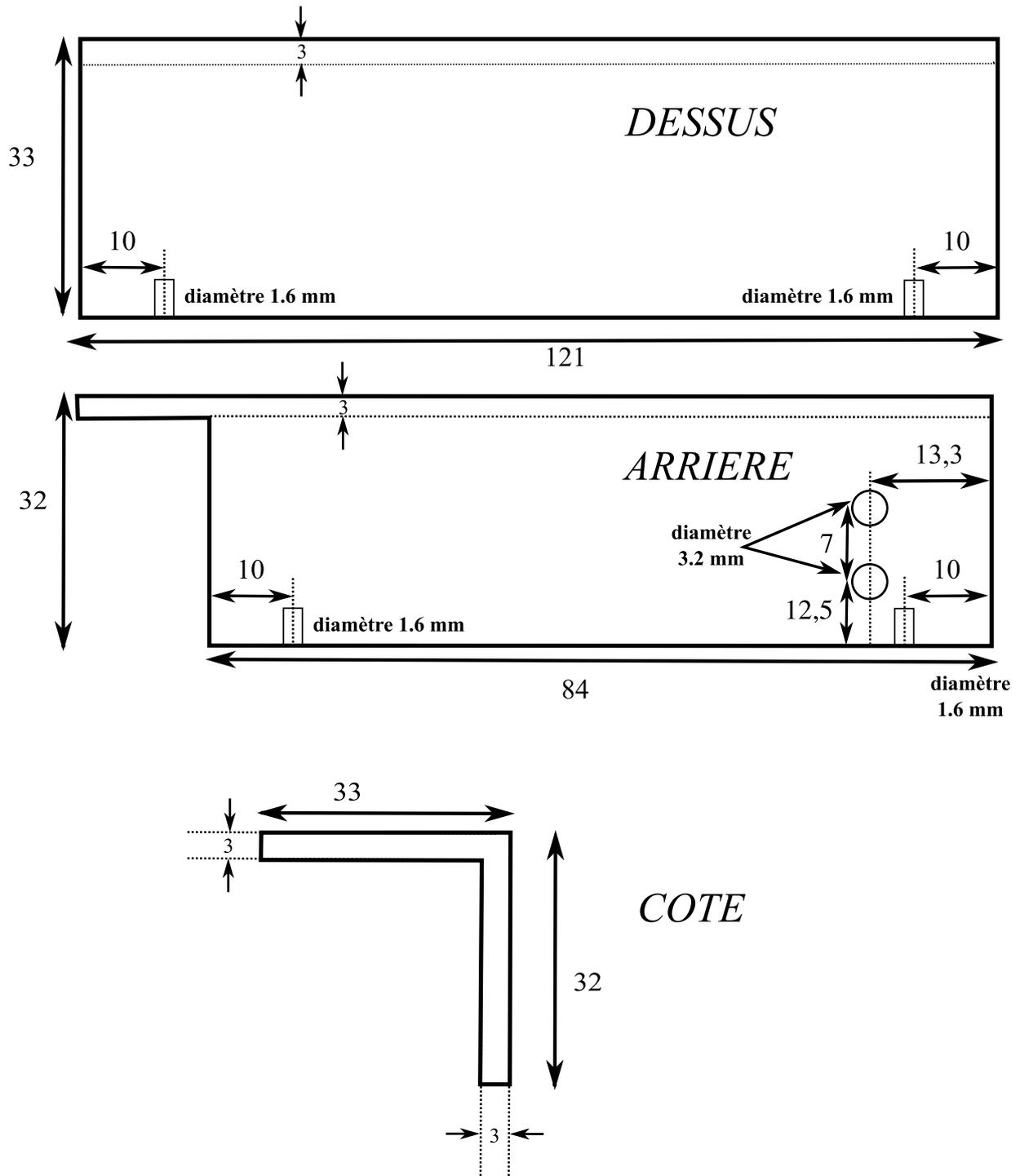
**2 exemplaires INOX**



# BLINDAGE DETECTEUR 1/2

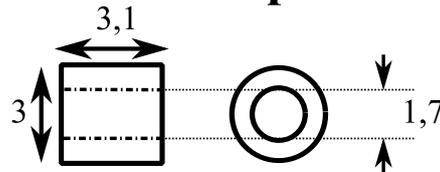


# BLINDAGE DETECTEUR 2/2



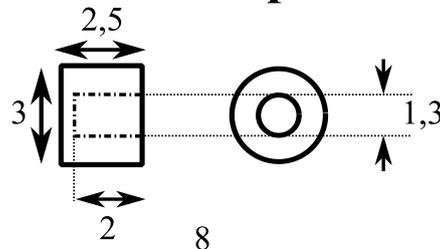
## PIECES EN CERAMIQUE (1/2)

### Contacts Endcap // Electrodes de piege

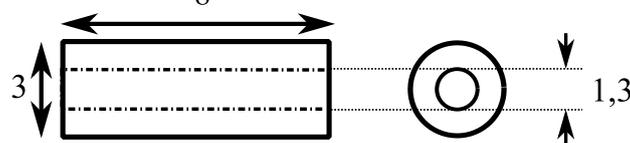


8 exemplaires

### Contacts Endcap // Electrodes de compensation

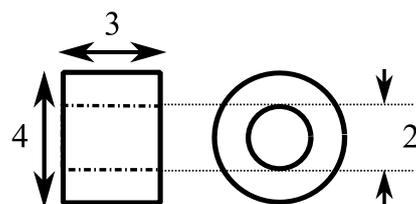


2 exemplaires



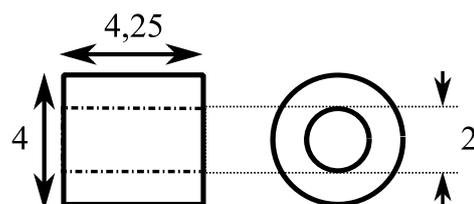
2 exemplaires

### Contacts Endcap // Plaques



16 exemplaires

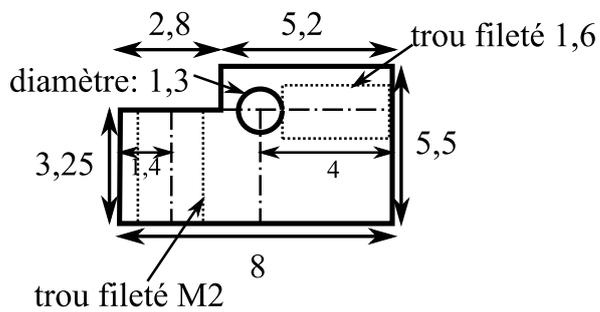
### Contacts Lentille // Plaques



12 exemplaires

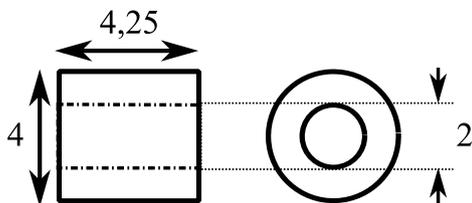
## PIECES EN CERAMIQUE (2/2)

### Support Electrodes de compensation

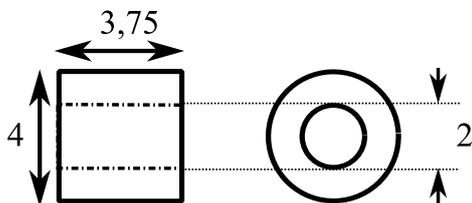


2 exemplaires  
MACOR (épaisseur: 4 mm)

### Contact Déflecteur // Plaque



Déflecteur BAS  
2 exemplaires



Déflecteur HAUT  
2 exemplaires

# Bibliographie

- [1] 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*, 1984.
- [2] P. W. Shor. Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer. *SIAM J. Comput.*, 1997.
- [3] R. Alleaume. Secoqc white paper on quantum key distribution and cryptography. [www.secoqc.net](http://www.secoqc.net).
- [4] H.-J. Briegel, W. Dür, J. I. Cirac, and P. Zoller. Quantum repeaters : the role of imperfect local operations in quantum communication. *Physical Review Letters*, 81(26) :5932, 1998.
- [5] B. Julsgaard, J. Sherson, J. I. Cirac, J. Fiurasek, and E. S. Polzik. Experimental demonstration of quantum memory for light. *Nature*, 432(7016) :482, 2004.
- [6] A. L. Alexander, J. J. Longdell, M. J. Sellars, and N. B. Manson. Photon echoes produced by switching electric fields. *Physical Review Letters*, 96(4) :043602, 2006.
- [7] G. Hetet, J. J. Longdell, A. L. Alexander, P. K. Lam, and M. J. Sellars. Gradient echo quantum memory for light using two-level atoms. [arXiv :quant-ph/0612169](https://arxiv.org/abs/quant-ph/0612169), 2007.
- [8] T. Chaneliere, D. N. Matsukevich, S. D. Jenkins, S. Y. Lan, T. A. B. Kennedy, and A. Kuzmich. Storage and retrieval of single photons transmitted between remote quantum memories. *Nature*, 438(7069) :833, 2005.
- [9] C. W. Chou, H. de Riedmatten, D. Felinto, S. V. Polyakov, S. J. van Enk, and H. J. Kimble. Measurement-induced entanglement for excitation stored in remote atomic ensembles. *Nature*, 438(7069) :828, 2005.
- [10] M. D. Eisaman, A. Andre, F. Massou, M. Fleischhauer, A. S. Zibrov, and M. D. Lukin. Electromagnetically induced transparency with tunable single-photon pulses. *Nature*, 438(7069) :837, 2005.
- [11] C. Langer, R. Ozeri, J. D. Jost, J. Chiaverini, B. DeMarco, A. Ben-Kish, R. B. Blakstad, 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. *Physical Review Letters*, 95(6) :060502, 2005.
- [12] T. Coudreau, F. Grosshans, S. Guibal, and L. Guidoni. Feasibility of a quantum memory for continuous variables based on trapped ions : from generic criteria to practical implementation. *Journal of Physics B*, 40(2) :413, 2007.
- [13] A. Aspect, J. Dalibard, and G. Roger. Experimental test of Bell's inequalities using time-varying analyzers. *Physical Review Letters*, 49 :1804, 1982.

- [14] R. Feynman. Simulating physics with computers. *International Journal of Theoretical Physics*, 21(6) :467, 1982.
- [15] S. Wiesner. Conjugate coding. *ACM SIGACT News*, 15, 1983.
- [16] C. H. Bennett, G. Brassard, and J. Robert. Privacy amplification by public discussion. *SIAM J. Comput.*, 17(2) :210, 1988.
- [17] D. Deutsch, A. Ekert, R. Jozsa, C. Macchiavello, S. Popescu, and A. Sanpera. Quantum privacy amplification and the security of quantum cryptography over noisy channels. *Physical Review Letters*, 77(13) :2818, 1996.
- [18] A. Ekert. Quantum cryptography based on Bell's theorem. *Physical Review Letters*, 67(6) :661, 1991.
- [19] C. H. Bennett. Quantum cryptography using any two nonorthogonal states. *Physical Review Letters*, 68(21) :3121, 1992.
- [20] C. H. Bennett, G. Brassard, and N. D. Mermin. Quantum cryptography without Bell's theorem. *Physical Review Letters*, 68(5) :557, 1992.
- [21] C. H. Bennett, F. Bessette, G. Brassard, L. Salvail, and J. Smolin. Experimental quantum cryptography. *Journal of Cryptology*, 5(1) :3, 1992.
- [22] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, and H. Zbinden. Quantum cryptography. *Reviews of Modern Physics*, 74(1) :145, 2002.
- [23] L. M. K. Vandersypen, M. Steffen, G. Breyta, C. S. Yannoni, M. H. Sherwood, and I. L. Chuang. Experimental realization of Shor's quantum factoring algorithm using nuclear magnetic resonance. *Nature*, 414 :883, 2001.
- [24] J. I. Cirac and P. Zoller. Quantum computations with cold trapped ions. *Physical Review Letters*, 74(20) :4091, 1995.
- [25] T. Sleator and H. Weinfurter. Realizable universal quantum logic gates. *Physical Review Letters*, 74(20) :4087, 1995.
- [26] A. Barenco, D. Deutsch, A. Ekert, and R. Jozsa. Conditional quantum dynamics and logic gates. *Physical Review Letters*, 74(20) :4083, 1995.
- [27] W. G. Teich, K. Obermayer, and G. Mahler. Structural basis of multistationary quantum systems. II. effective few-particle dynamics. *Physical Review B*, 37(14) :8111, 1988.
- [28] A Cottet, D. Vion, A. Aassime, Joyez P., D. Esteve, and M.H. Devoret. Implementation of a combined charge-phase quantum bit in a superconducting circuit. *Physica C*, 367 :197, 2002.
- [29] I. L. Chuang and Y. Yamamoto. Simple quantum computer. *Physical Review A*, 52(5) :3489, 1995.
- [30] J. Benhelm, G. Kirchmair, C. F. Roos, and R. Blatt. Towards fault-tolerant quantum computing with trapped ions. *Nature Physics*, 4(6) :463, 2008.
- [31] H. Häffner, W. Hänsel, C. F. Roos, J. Benhelm, D. Chek-al kar, M. Chwalla, T. Körber, D. Rapol, M. Riebe, P. O. Schmidt, C. Becher, O. Gühne, W. Dür, and R. Blatt. Scalable multiparticle entanglement of trapped ions. *Nature*, 438 :643, 2005.
- [32] H. Hübel, M. R. Vanner, T. Lederer, B. Blauensteiner, T. Lorünser, A. Poppe, and A. Zeilinger. High-fidelity transmission of polarization encoded qubits from an entangled source over 100 km of fiber. *Optics Express*, 15(12) :7853, 2007.

- [33] C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres, and W. K. Wootters. Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels. *Physical Review Letters*, 70(13) :1895, 1993.
- [34] C. H. Bennett, G. Brassard, S. Popescu, B. Schumacher, J. A. Smolin, and W. K. Wootters. Purification of noisy entanglement and faithful teleportation via noisy channels. *Physical Review Letters*, 76(5) :722, 1996.
- [35] P. Grangier, J. A. Levenson, and J. Poizat. Quantum non-demolition measurements in optics. *Nature*, 396(6711) :537, 1998.
- [36] W. K. Wootters and W. H. Zurek. A single quantum cannot be cloned. *Nature*, 299(5886) :802, 1982.
- [37] L. M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac, and P. Zoller. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. *Nature*, 414(6862) :413, 11 2001.
- [38] N. Sangouard, C. Simon, B. Zhao, Y. Chen, H. de Riedmatten, J. Pan, and N. Gisin. Robust and efficient quantum repeaters with atomic ensembles and linear optics. *Physical Review A*, 77 :062301, 2008.
- [39] D. Felinto, C. W. Chou, J. Laurat, E. W. Schomburg, H. de Riedmatten, and H. J. Kimble. Conditional control of the quantum states of remote atomic memories for quantum networking. *Nature Physics*, 2(12) :844, 2006.
- [40] S. Chen, Y. Chen, B. Zhao, Z. Yuan, J. Schmiedmayer, and J. Pan. Demonstration of a stable atom-photon entanglement source for quantum repeaters. *Physical Review Letters*, 99 :180505, 2007.
- [41] Z. Yuan, Y. Chen, S. Chen, B. Zhao, M. Koch, T. Strassel, Y. Zhao, G. Zhu, J. Schmiedmayer, and J. Pan. Synchronized independent narrow-band single photons and efficient generation of photonic entanglement. *Physical Review Letters*, 98 :180503, 2007.
- [42] C. Chou, J. Laurat, H. Deng, K. Choi, H. de Riedmatten, D. Felinto, and H. J. Kimble. Functional quantum nodes for entanglement distribution over scalable quantum networks. *Science*, 316(5829) :1316, 2007.
- [43] Y. Chen, S. Chen, Z. Yuan, B. Zhao, C. Chuu, J. Schmiedmayer, and J. Pan. Memory-built-in quantum teleportation with photonic and atomic qubits. *Nature Physics*, 4(2) :103, 2008.
- [44] L. Duan, J. I. Cirac, P. Zoller, and E. S. Polzik. Quantum communication between atomic ensembles using coherent light. *Physical Review Letters*, 85 :5643, 2000.
- [45] S. F. Pereira, Z. Y. Ou, and H. J. Kimble. Quantum communication with correlated nonclassical states. *Physical Review A*, 62(4) :042311, 2000.
- [46] D. Gottesman and J. Preskill. Secure quantum key distribution using squeezed states. *Physical Review A*, 63(2) :022309, 2001.
- [47] F. Grosshans and P. Grangier. Continuous variable quantum cryptography using coherent states. *Physical Review Letters*, 88(5) :057902, 2002.
- [48] F. Grosshans, G. Van Assche, J. Wenger, R. Brouri, N. J. Cerf, and P. Grangier. Quantum key distribution using gaussian-modulated coherent states. *Nature*, 421(6920) :238, 2003.
- [49] L. Vaidman. Teleportation of quantum states. *Physical Review A*, 49(2) :1473, 1994.
- [50] S. L. Braunstein and H. J. Kimble. Teleportation of continuous quantum variables. *Physical Review Letters*, 80(4) :869, 1998.

- [51] A. Furusawa, J. L. Sørensen, S. L. Braunstein, C. A. Fuchs, H. J. Kimble, and E. S. Polzik. Unconditional quantum teleportation. *Science*, 282(5389) :706, 1998.
- [52] Z. Wang, X. Feng, S. Gong, and Z. Xu. Atomic-state teleportation by using a quantum switch. *Physical Review A*, 63(6) :062308, 2001.
- [53] S. Lloyd and S. L. Braunstein. Quantum computation over continuous variables. *Physical Review Letters*, 82(8) :1784, 1999.
- [54] M. Kitagawa and M. Ueda. Squeezed spin states. *Physical Review A*, 47(6) :5138, 1993.
- [55] J. L. Le Gouet. Quantum memory for light. HAL : cel-00258259.
- [56] C. Schori, B. Julsgaard, J. L. Sørensen, and E. S. Polzik. Recording quantum properties of light in a long-lived atomic spin state : Towards quantum memory. *Physical Review Letters*, 89(5) :057903, 2002.
- [57] W. Happer and B. S. Mathur. Effective operator formalism in optical pumping. *Physical Review*, 163(1) :12, 1967.
- [58] A. Kuzmich, L. Mandel, J. Janis, Y. E. Young, R. Eijnisman, and N. P. Bigelow. Quantum nondemolition measurements of collective atomic spin. *Physical Review A*, 60(3) :2346, 1999.
- [59] A. Kuzmich and E. S. Polzik. Atomic quantum state teleportation and swapping. *Physical Review Letters*, 85(26) :5639, 2000.
- [60] S. A. Moiseev and S. Kröll. Complete reconstruction of the quantum state of a single-photon wave packet absorbed by a doppler-broadened transition. *Physical Review Letters*, 87(17) :173601, 2001.
- [61] M. Nilsson and S. Kröll. Solid state quantum memory using complete absorption and re-emission of photons by tailored and externally controlled inhomogeneous absorption profiles. *Optics Communications*, 247(4-6) :393, 2005.
- [62] N. Sangouard, C. Simon, M. Afzelius, and N. Gisin. Analysis of a quantum memory for photons based on controlled reversible inhomogeneous broadening. *Physical Review A*, 75(3) :032327, 2007.
- [63] W. Tittel, M. Afzelius, R.L. Cone, T. Chanelière, S. Kröll, S. A. Moiseev, and M. Sellars. Photon-echo quantum memory. arxiv :0810.0172, 2009.
- [64] S. E. Harris. Electromagnetically induced transparency. *Physics Today*, 50(7) :36, 1997.
- [65] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg. *Processus d'interaction entre photons et atomes*. CNRS Editions- EDP Sciences, 1988.
- [66] S. H. Autler and C. H. Townes. Stark effect in rapidly varying fields. *Physical Review*, 100(2) :703, 1955.
- [67] C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, and L. V. Hau. Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses. *Nature*, 409(6819) :490, 2001.
- [68] D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R. L. Walsworth, and M. D. Lukin. Storage of light in atomic vapor. *Physical Review Letters*, 86(5) :783, 2001.
- [69] M. Fleischhauer and M. D. Lukin. Dark-state polaritons in electromagnetically induced transparency. *Physical Review Letters*, 84(22) :5094, 2000.
- [70] A. Dantan and M. Pinard. Quantum-state transfer between fields and atoms in electromagnetically induced transparency. *Physical Review A*, 69(4) :043810, 2004.

- [71] J. Appel, E. Figueroa, D. Korystov, M. Lobino, and A. I. Lvovsky. Quantum memory for squeezed light. *Physical Review Letters*, 100(9) :093602, 2008.
- [72] K. Honda, D. Akamatsu, M. Arikawa, Y. Yokoi, K. Akiba, S. Nagatsuka, T. Tanimura, A. Furusawa, and M. Kozuma. Storage and retrieval of a squeezed vacuum. *Physical Review Letters*, 100(9) :093601, 2008.
- [73] P. Grangier, G. Roger, and A. Aspect. Experimental evidence for a photon anticorrelation effect on a beam splitter : A new light on single-photon interferences. *Europhysics Letters*, 1(4) :173, 1986.
- [74] W. Paul and H. Steinwedel. Ein neues massenspektrometer ohne magnetfeld. *Z. Naturforsch.*, A8 :448, 1953.
- [75] W. Paul, O. Osberghaus, and E. Fischer. Ein ionenkäfig. *Forschungsbericht des Wirtschafts und Verkehrs Ministeriums Nordrhein-Westfalen*, 1958.
- [76] H. Dehmelt. Radiofrequency spectroscopy and stored ions. *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*, 3(53), 1967.
- [77] D. A. Church. Storage-ring ion trap derived from the linear quadrupole radio-frequency mass filter. *Journal of Applied Physics*, 40 :3127, 1969.
- [78] J. D. Prestage, G. J. Dick, and Maleki L. New ion trap for frequency standard applications. *Journal of Applied Physics*, 66 :1013, 1989.
- [79] P. K. Ghosh. *Ion Traps*. Oxford University Press, 1996.
- [80] E. Mathieu. Mémoire sur le mouvement vibratoire d'une membrane elliptique. *Journal de Mathématiques pures et appliquées*, 13 :137, 1868.
- [81] 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, 1998.
- [82] D. H. E. Dubin and T. M. O'Neil. Trapped nonneutral plasmas, liquids, and crystals (the thermal equilibrium states). *Reviews of Modern Physics*, 71(1) :87, Jan 1999.
- [83] R. Blümel, C. Kappler, W. Quint, and H. Walther. Chaos and order of laser-cooled ions in a Paul trap. *Physical Review A*, 40(2) :808, 1989.
- [84] J. P. Schiffer. Melting of crystalline confined plasmas. *Physical Review Letters*, 88(20) :205003, 2002.
- [85] S. L. Gilbert, J. J. Bollinger, and D. J. Wineland. Shell-structure phase of magnetically confined strongly coupled plasmas. *Physical Review Letters*, 60(20) :2022, 1988.
- [86] L. Hornekær and M. Drewsen. Formation process of large ion Coulomb crystals in linear Paul traps. *Physical Review A*, 66(1) :013412, 2002.
- [87] J. D. Prestage, A. Williams, L. Maleki, M. J. Djomehri, and E. Harabetian. Dynamics of charged particles in a paul radio-frequency quadrupole trap. *Physical Review Letters*, 66(23) :2964, 1991.
- [88] J. P. Schiffer, M. Drewsen, J. S. Hangst, and L. Hornekaer. Temperature, ordering, and equilibrium with time-dependent confining forces. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 97(20) :10697, 2000.
- [89] V. L. Ryjkov, X. Zhao, and H. A. Schuessler. Simulations of the rf heating rates in a linear quadrupole ion trap. *Physical Review A*, 71(3) :033414, 2005.

- [90] V. L. Ryjkov. *Laser cooling and sympathetic cooling in a linear quadrupole RF Trap*. PhD thesis, Texas A & M University, 2003.
- [91] R. D. Knight and M. H. Prior. Laser scanning measurement of the density distribution of confined  ${}^6\text{Li}^+$  ions. *Journal of Applied Physics*, 50(5) :3044–3049, 1979.
- [92] T. W. Hänsch and A. L. Schawlow. Cooling of gases by laser radiation. *Optics Communications*, 13 :68, 1975.
- [93] D. J. Wineland and H. Dehmelt. Proposed  $10^{14}\delta\nu/\nu$  laser fluorescence spectroscopy  $\text{Ti}^+$  mono-ion oscillator iii (side band cooling). *Bull. Am. Phys. Soc.*, 20 :637, 1975.
- [94] J. Dalibard, J. M. Raimond, and J. Zinn-Justin, editors. *Systèmes fondamentaux en Optique quantique Les Houches Session LIII*. North Holland, 1990.
- [95] A. Aspect, J. Dalibard, A. Heidmann, C. Salomon, and C. Cohen-Tannoudji. Cooling atoms with stimulated emission. *Physical Review Letters*, 57(14) :1688, 1986.
- [96] G. Alzetta, S. Gozzini, L. Moi, and G. Orriols. *Nuovo Cimento*, 36B(5), 1976.
- [97] M. Schubert, I. Siemers, and R. Blatt. Line shape of three-level ions in Paul traps. *Physical Review A*, 39(10) :5098, 1989.
- [98] D. J. Berkeland and M. G. Boshier. Destabilization of dark states and optical spectroscopy in zeeman-degenerate atomic systems. *Physical Review A*, 65(3) :033413, 2002.
- [99] I. Siemers, M. Schubert, R. Blatt, W. Neuhauser, and P. E. Toschek. The "trapped state" of a trapped ion - line shifts and shape. *Europhysics Letters*, 18 :139, 1992.
- [100] P. Herskind, A. Dantan, M. Langkilde-Lauesen, A. Mortensen, J. L. Sørensen, and M. Drewsen. Loading of large ion Coulomb crystals into a linear Paul trap incorporating an optical cavity. *Applied Physics B*, 93(2) :373–379, 11 2008.
- [101] A. Ostendorf, B. Zhang, M. A. Wilson, D. Offenber, B. Roth, and Schiller S. Sympathetic cooling of complex molecular ions to millikelvin temperatures. *Physical Review Letters*, 97(24) :243005, 2006.
- [102] D. J. Larson, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, W. M. Itano, and D. J. Wineland. Sympathetic cooling of trapped ions : A laser-cooled two-species nonneutral ion plasma. *Physical Review Letters*, 57(1) :70, 1986.
- [103] R. Drullinger, D. J. Wineland, and J. C. Bergquist. High- resolution optical spectra of laser cooled ions. *Applied Physics*, 22 :365, 1980.
- [104] B. M. Jelenković, A. S. Newbury, J. J. Bollinger, W. M. Itano, and T. B. Mitchell. Sympathetically cooled and compressed positron plasma. *Physical Review A*, 67(6) :063406, 2003.
- [105] D. Offenber, B. Zhang, C. Wellers, B. Roth, and Schiller S. Translational cooling and storage of protonated proteins in an ion trap at subkelvin temperatures. *Physical Review A*, 78(6) :061401, 2008.
- [106] R. Krems, B. Friedrich, and W. Stwalley. *Cold Molecules : theory, experiment, applications*. Taylor and Francis, 2009.
- [107] K. Mølhave and M. Drewsen. Formation of translationally cold  $\text{MgH}^+$  and  $\text{MgD}^+$  molecules in an ion trap. *Physical Review A*, 62(1) :011401, 2000.
- [108] B. Roth, U. Fröhlich, and S. Schiller. Sympathetic cooling of  $\text{He}^+4$  ions in a radio-frequency trap. *Physical Review Letters*, 94(5) :053001, 2005.

- [109] S. R. Jefferts, C. Monroe, A. S. Barton, and D. J. Wineland. Paul trap for optical frequency standards. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 44(2) :148, 1995.
- [110] P. Herskind. *Cavity Quantum Electrodynamics with Ion Coulomb Crystals*. PhD thesis, University of Aarhus, 2008.
- [111] F. Diedrich, J. C. Bergquist, W. M. Itano, and D. J. Wineland. Laser cooling to the zero-point energy of motion. *Physical Review Letters*, 62(4) :403, 1989.
- [112] J. Eschner, M. Giovanna, F. Schmidt-Kaler, and R. Blatt. Laser cooling of trapped ions. *J. Opt. Soc. Am. B*, 20(5) :1003, 2003.
- [113] F. Schmidt-Kaler, H. Häffner, S. Gulde, M. Riebe, G. P. T. Lancaster, T. Deuschle, C. Becher, W. Hänsel, J. Eschner, C. F. Roos, and R. Blatt. How to realize a universal quantum gate with trapped ions. *Applied Physics B*, 77 :789, 2003.
- [114] S. Gulde. *Experimental Realization of Quantum Gates and the Deutsch-Jozsa Algorithm with trapped  $^{40}\text{Ca}^+$  Ions*. PhD thesis, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, 2003.
- [115] R. J. Hughes, D. F. V. James, E. H. Knill, R. Laflamme, and A. G. Petschek. Decoherence bounds on quantum computation with trapped ions. *Physical Review Letters*, 77(15) :3240, 1996.
- [116] D. Kielpinski, C. Monroe, and D. J. Wineland. Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer. *Nature*, 417(6890) :709, 2002.
- [117] S. Seidelin, J. Chiaverini, R. Reichle, J. J. Bollinger, D. Leibfried, J. Britton, J. H. Wesenberg, R. B. Blakestad, R. J. Epstein, D. B. Hume, W. M. Itano, J. D. Jost, C. Langer, R. Ozeri, N. Shiga, and D. J. Wineland. Microfabricated surface-electrode ion trap for scalable quantum information processing. *Physical Review Letters*, 96(25) :253003, 2006.
- [118] D. Stick, W. K. Hensinger, S. Olmschenk, M. J. Madsen, K. Schwab, and C. Monroe. Ion trap in a semiconductor chip. *Nature Physics*, 2(1) :36, 2006.
- [119] J. Labaziewicz, Y. Ge, P. Antohi, D. Leibbrandt, K. R. Brown, and I. L. Chuang. Suppression of heating rates in cryogenic surface-electrode ion traps. *Physical Review Letters*, 100(1) :013001, 2008.
- [120] C. Henkel and M. Wilkens. Heating of trapped atoms near thermal surfaces. *EPL (Europhysics Letters)*, 47(4) :414–420, 1999.
- [121] 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. *Physical Review A*, 61(6) :063418, 2000.
- [122] R. Dubessy, T. Coudreau, and L. Guidoni. Electric field noise above surfaces : a model for heating rate scaling law in ion traps. arXiv :0812.3380v1.
- [123] W. K. Hensinger, S. Olmschenk, D. Stick, D. Hucul, M. Yeo, M. Acton, L. Deslauriers, C. Monroe, and J. Rabchuk. T-junction ion trap array for two-dimensional ion shuttling, storage, and manipulation. *Applied Physics Letters*, 88(3) :034101, 2006.
- [124] D. R. Leibbrandt, R. J. Clark, J. Labaziewicz, P. Antohi, W. Bakr, K. R. Brown, and I. L. Chuang. Laser ablation loading of a surface-electrode ion trap. *Physical Review A*, 76(5) :055403, 2007.

- [125] R. J. Hendricks, D. M. Grant, P. F. Herskind, A. Dantan, and M. Drewsen. An all-optical ion-loading technique for scalable microtrap architectures. *Applied Physics B*, 88(4) :507, 2007.
- [126] R. Kelly, A. Miotello, A. Mele, and A. Giardini Guidoni. *Laser Ablation and Desorption*. Academic Press, 1998.
- [127] S. Gulde, D. Rotter, P. Barton, F. Schmidt-Kaler, R. Blatt, and W. Hogervorst. Simple and efficient photo-ionization loading of ions for precision ion-trapping experiments. *Applied Physics B*, 73 :861, 2001.
- [128] C. Balzer, A. Braun, T. Hannemann, C. Paape, M. Ettl, W. Neuhauser, and C. Wunderlich. Electrostatically trapped  $\text{Yb}^+$  ions for quantum information processing. *Physical Review A*, 73(4) :041407, 2006.
- [129] D. M. Lucas, A. Ramos, J. P. Home, M. J. McDonnell, S. Nakayama, J.-P. Stacey, S. C. Webster, D. N. Stacey, and A. M. Steane. Isotope-selective photoionization for calcium ion trapping. *Physical Review A*, 69(1) :012711, 2004.
- [130] U. Tanaka, H. Matsunishi, I. Morita, and S. Urabe. Isotope-selective trapping of rare calcium ions using high-power incoherent light sources for the second step of photoionization. *Applied Physics B*, 81(6) :795, 2005.
- [131] M. Brownnutt, Letchumanan V., G. Wilpers, Thompson; R. C., P. Gill, and A. G. Sinclair. Controlled photoionization loading of  $^{88}\text{Sr}^+$  for precision ion-trap experiments. *Applied Physics B*, 87 :411, 2007.
- [132] A. V. Steele, L. R. Churchill, P. F. Griffin, and M. S. Chapman. Photoionization and photoelectric loading of barium ion traps. *Physical Review A*, 75(5) :053404, 2007.
- [133] N. Kjaergaard, L. Hornekaer, A. M. Thommesen, Z. Videsen, and M. Drewsen. Isotope selective loading of an ion trap using resonance-enhanced two-photon ionization. *Applied Physics B*, 71(2) :207, 2000.
- [134] M. Cetina, A. Grier, J. Campbell, I. L. Chuang, and V. Vuletic. Bright source of cold ions for surface-electrode traps. *Physical Review A*, 76(4) :041401, 2007.
- [135] D. J. Heinzen and D. J. Wineland. Quantum-limited cooling and detection of radio-frequency oscillations by laser-cooled ions. *Physical Review A*, 42(5) :2977, 1990.
- [136] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, S. R. Jefferts, W. M. Itano, D. J. Wineland, and P. Gould. Resolved-sideband raman cooling of a bound atom to the 3d zero-point energy. *Physical Review Letters*, 75(22) :4011, 1995.
- [137] G. Morigi, J. Eschner, and C. H. Keitel. Ground state laser cooling using electromagnetically induced transparency. *Physical Review Letters*, 85(21) :4458, 2000.
- [138] C. F. Roos, D. Leibfried, A. Mundt, F. Schmidt-Kaler, J. Eschner, and R. Blatt. Experimental demonstration of ground state laser cooling with electromagnetically induced transparency. *Physical Review Letters*, 85(26) :5547, 2000.
- [139] C. Champenois, G. Hagel, M. Knoop, M. Houssin, C. Zumsteg, F. Vedel, and M. Drewsen. Two-step doppler cooling of a three-level ladder system with an intermediate metastable level. *Physical Review A*, 77(3) :033411, 2008.
- [140] R. J. Hendricks, J. L. Sørensen, C. Champenois, M. Knoop, and M. Drewsen. Doppler cooling of calcium ions using a dipole-forbidden transition. *Physical Review A*, 77(2) :021401, 2008.

- [141] G. C. Stafford, P. E. Kelley, J. E. P. Syka, W. E. Reynolds, and J. F. J. Todd. Recent improvements in and analytical applications of advanced ion trap technology. *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes*, 60(1) :85, 1984.
- [142] G.C. Stafford, P.E. Kelley, and D. R. Stephens. Method of mass analysing a sample by use of a quadruple ion trap. US Patent 4 540 884, 1985.
- [143] M. Vedel, J. Rocher, M. Knoop, and F. Vedel. Evidence of radial-axial motion couplings in an rf stored ion cloud. *Applied Physics B*, 66(2) :191, 1998.
- [144] L.D. Landau and E.M. Lifshitz. *Mechanics*. Butterworth Heinemann, 1976.
- [145] F. G. Major and H. G. Dehmelt. Exchange-collision technique for the rf spectroscopy of stored ions. *Physical Review*, 170(1) :91, 1968.
- [146] D. J. Wineland and H. G. Dehmelt. Principles of the stored ion calorimeter. *Journal of Applied Physics*, 46(2) :919, 1975.
- [147] S. Ul-Haq, S. Mahmood, N. Amin, Y. Jamil, R. Ali, and M. A. Baig. Measurements of photoionization cross sections from the  $5s5p\ ^1P_1$  and  $5s6s\ ^1S_0$  excited states of strontium. *Journal of Physics B*, 39 :1587, 2006.
- [148] M. A. Baig, M. Yaseen, R. Ali, N. Ali, and Bhatti S. A. Near-threshold photoionization spectra of strontium. *Chemical Physics Letters*, 296 :403, 1998.
- [149] M. Asano and K. Kubo. Vapor pressure of strontium below 660 k. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 15(10) :765, 1978.
- [150] C. Gerz, T. Hilberath, and G. Werth. Lifetime of the  $4d3/2$  and  $4d5/2$  metastable states in Sr II. *Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters*, 5(2) :97, 1987.
- [151] A. L. Schawlow. Spectroscopy in a new light. *Reviews of Modern Physics*, 54(3) :697, 1982.
- [152] J. Marek and P. Munster. Radiative lifetimes of excited states of rubidium up to quantum number  $n=12$ . *Journal of Physics B*, 13 :1731, 11980.
- [153] D. A. Shaddock, M. B. Gray, and D. E. McClelland. Frequency locking a laser to an optical cavity by use of spatial mode interference. *Optics Letters*, 24(21) :1499, 1999.
- [154] A.E. Siegman. *Lasers*. University Science books, 1986.
- [155] M. Madine and H. W. Van der Hart. Single- and two-photon ionization of Sr. *Journal of Physics B*, 38(12) :1895, 2005.
- [156] R. Dubessy, S. Removille, B. Dubost, S. Guibal, T. Coudreau, and L. Guidoni. Non-linear couplings and cooling dynamics in a large Paul trap designed for quantum information. in CLEO/Europe and IQEC 2007 Conference Digest, (Optical Society of America, 2007), paper IC.17.
- [157] M. Drewsen, I. Jensen, J. Lindballe, N. Nissen, R. Martinussen, A. Mortensen, P. Staannum, and D. Voigt. Ion coulomb crystals : a tool for studying ion processes. *International Journal of Mass Spectrometry*, 229(1-2) :83, 2003.
- [158] W. Nagourney, G. Janik, and H. Dehmelt. Linewidth of single laser-cooled  $24Mg^+$  ion in radiofrequency trap. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 80(2) :643, 1983.
- [159] X. Zhao, V. L. Ryjkov, and H. A. Schuessler. Fluorescence profiles and cooling dynamics of laser-cooled  $Mg^+$  ions in a linear rf ion trap. *Physical Review A*, 73(3) :033412, 2006.

- [160] A. Steane. The ion trap quantum information processor. *Applied Physics B*, 64(6) :623, 1997.
- [161] C. B. Zhang, D. Offenberg, B. Roth, M. A. Wilson, and S. Schiller. Molecular-dynamics simulations of cold single-species and multispecies ion ensembles in a linear paul trap. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)*, 76(1) :012719–13, 2007.
- [162] R. C. Hilborn. Einstein coefficients, cross sections, f values, dipole moments, and all that. arXiv : physics/0202029v1.