



HAL
open science

Réalisation d'une source d'électrons par ionisation d'un jet d'atomes de césium refroidis par laser

Guyve Khalili

► **To cite this version:**

Guyve Khalili. Réalisation d'une source d'électrons par ionisation d'un jet d'atomes de césium refroidis par laser. Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2015. Français. NNT : 2015PA112103 . tel-01233284

HAL Id: tel-01233284

<https://theses.hal.science/tel-01233284>

Submitted on 24 Nov 2015

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

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

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ECOLE DOCTORALE ONDE ET MATIÈRE
LABORATOIRE AIMÉ COTTON

DISCIPLINE : PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue le 10 Juillet 2015 par

Guyve Khalili

**Réalisation d'une source d'électrons
par ionisation d'un jet d'atomes de césium
refroidis par laser**

Directeur de thèse : M. Daniel Comparat DR (Laboratoire Aimé Cotton)

Composition du jury :

Président du jury :	M. Philippe Roncin	DR (ISMO)
Rapporteurs :	M. Christian Bordas	DR (Institut Lumière et Matière)
	Mme Caroline Champenois	CR (Laboratoire PIIM)
Examineurs :	M. Vincent Lorent	Professeur (Laboratoire de Physique des Lasers)
	M. Matthieu Viteau	Docteur (Société Orsay Physics)



Table des matières

Remerciements	5
Introduction	7
1 Les atomes froids comme sources d'électrons/ions	13
1.1 Notions de qualité d'une source	13
1.1.1 Représentation dans l'espace des phases et l'espace des traces . . .	13
1.1.2 Emittance	14
1.1.3 Validité du théorème de Liouville et de la conservation de l'émittance	18
1.1.4 Brilliance	19
1.1.5 Lien avec la température	20
1.1.6 Dispersion en énergie	20
1.2 Processus d'émission d'électrons des sources standard	21
1.3 Les sources d'électrons/ions issues des atomes froids	24
1.4 Expérience du LAC	30
1.4.1 Choix de la source d'atomes froids	31
1.4.2 La méthode d'ionisation	32
2 Le jet d'atomes froids	35
2.1 Le dispositif : un PMO-2D	35
2.2 Les sources lasers pour le PMO-2D	37
2.3 Méthodes de caractérisation du jet atomique par fluorescence	42
2.3.1 Modèle du jet et paramètres à mesurer	44
2.3.2 Dispositif expérimental de la détection	45
2.3.3 Mesure du profil de densité transverse du jet	45

2.3.4	Mesure du profil de vitesse	50
2.4	Mesure des paramètres standard du jet	51
2.5	1 ^{re} expérience : étude du jet selon la puissance du pousseur.	52
2.6	2 ^e expérience : guidage dipolaire	56
2.6.1	Guide dipolaire collimaté	60
2.6.2	Guide dipolaire focalisé	65
3	Ionisation du jet	73
3.1	Les atomes de Rydberg	74
3.1.1	Etats de Rydbergs : niveaux d'énergies et fonctions d'ondes	74
3.1.1.1	Rappel sur l'hydrogène	75
3.1.1.2	Rydberg alcalins et cas du Césium	76
3.1.2	Atomes de Rydberg en champ électrique	81
3.1.2.1	Effet Stark de l'hydrogène	81
3.1.2.2	Effet Stark des Rydberg alcalins	84
3.2	Schéma d'ionisation de notre jet d'atomes froids	87
3.3	Taux d'ionisation en champ des Rydberg alcalins	92
3.3.1	Cas de l'hydrogène	92
3.3.2	Cas des alcalins : explication par un modèle à 2 niveaux	94
3.3.3	États de Rydberg exceptionnel : stabilisation local en champ d'un état ionisant	100
3.4	Calcul de la dispersion en énergie	103
3.4.1	Hydrogène	105
3.4.2	Sodium	105
3.4.3	Optimisation de la dispersion en énergie	107
3.4.4	Cas du césium	108
3.5	Spectroscopie des états de Rydberg du césium	109
	Conclusion	113

Remerciements

Tout d'abords, je tiens à remercier évidemment mon directeur de thèse Daniel. Merci pour ton soutien, ta disponibilité et ta bonne humeur constante au cours de cette thèse. Pendant celle-ci, j'ai pu découvrir la recherche expérimentale en travaillant sur un sujet appliquée très motivant.

Je remercie Pierre Pillet et Jean-François Roch, directeurs successifs du Laboratoire Aimé Cotton pendant ma thèse pour m'avoir accueilli au sein de ce laboratoire. Un grand merci également à l'atelier de mécanique, à l'atelier d'électronique ainsi qu'au bureau d'étude pour le travail formidable qu'ils font et sur lequel s'appuie les expérimentateurs.

Merci à tous les membres du groupe MFC. Merci à Hans et ses discussions acharnées sur tous les sujets possibles et inimaginables (et souvent intéressants), merci à Patrick pour ses explications scientifiques rigoureuses qui m'ont beaucoup aidé durant ma première année. Je remercie également mes collaborateurs directs sur l'expérience d'électrons froids : Yoann, mon prédécesseur en thèse, tous les stagiaires qui ont travaillé avec nous en particulier Neven Santic et enfin un grand merci à Andy qui a grandement bénéficié au travail de ma thèse et avec qui j'ai passé de nombreuses heures et de très bons moments en salle de manip.

Durant ma thèse, j'ai également été accueilli pendant 2 mois au sein de la société Orsay Physics dans le cadre de notre collaboration. Je remercie pour cet accueil Pierre Sudraud (fondateur d'Orsay Physics et qui nous a quitté au printemps dernier), Bernard Rasser et Matthieu Viteau.

Un grand merci et bonne continuation à tous les thésards et post docs du labo que j'ai croisé durant ces longues années de thèses : Paul, Aurore, Thomas, Vincent, Isam, Héloïse, Citlali, Bob, Matthieu, Julian, Alexandre, Mehdi, Mélanie, Ricardo etc... (j'en oublie sûrement).

Je remercie Marie-Pauline Gacoin et Pierre Dhez, de l'association Science ACO, qui m'ont proposé d'animer le club de sciences de Bures sur Yvette ainsi que toutes les personnes qui y ont contribué et avec qui j'ai partagé cette expérience pendant 2 ans. Je souhaite une bonne continuation à l'association Science ACO dans son ensemble et à tous ses membres qui font un travail formidable.

Enfin et surtout, un grand merci également à ma famille.

Introduction

Cette thèse présente le travail que j'ai réalisé sous la direction de Daniel Comparat au sein du Laboratoire Aimé Cotton dans l'équipe Matière Froide Corrélée. Elle s'inscrit dans la continuité d'un projet démarré en 2008 de développement et de réalisation d'une nouvelle source d'électrons (ou d'ions de césium) basée sur l'ionisation d'un jet d'atomes de césium refroidis par laser. La très faible température des atomes (de l'ordre de la centaine de μK) avant leur ionisation offre en effet des perspectives très intéressantes quant à la qualité d'une source d'électrons (ou d'ions) ainsi créée. Le travail décrit ici concerne en particulier la réalisation d'un faisceau d'électrons de basse énergie (quelques eV) et de très faible dispersion en énergie (de l'ordre de 10 meV idéalement).

Le champ d'application des faisceaux de particules chargées est extrêmement vaste. Les faisceaux d'électrons et d'ions sont en effet de nos jours des outils uniques et devenus incontournables dans de nombreux domaines. Ils sont présents dans des secteurs tels que les accélérateurs de particules, les télécommunications (sources d'onde radiofréquences et hyperfréquences), l'outillage industriel (découpe ou soudure par faisceau etc ...). Les faisceaux d'ions ou d'électrons permettent aussi d'analyser ou de modifier des matériaux à des échelles micrométriques à nanométriques. Cela a donné lieu à une palette d'instruments scientifiques très variée basée sur l'utilisation de faisceaux de particules chargées. Il est en effet possible de manipuler les faisceaux de particules chargées avec différents champs électromagnétiques et de les focaliser sur de très petites surfaces (la limite de focalisation théorique est égale à la limite de diffraction déterminée par la longueur d'onde de de Broglie). La variété des interactions possibles entre le faisceau et l'échantillon ouvre la voie à toujours plus d'applications. Ces interactions dépendent évidemment des propriétés du faisceau telles que la nature de ses particules (électrons, type d'ion), leur énergie, le courant etc... Ces applications nécessitent d'assurer un contrôle spatial et énergétique précis du faisceau.

Ces applications étant nombreuses, il n'est pas question d'en faire un inventaire complet ici mais je vais en citer quelques unes à titre d'illustration. On peut déjà différencier les instruments utilisant des faisceaux d'électrons ou d'ions. Parmi les techniques utilisant des électrons, citons par exemple la microscopie électronique à balayage et à transmission, les différentes techniques de diffraction d'électrons, la spectrométrie de perte d'énergie d'électrons... Les faisceaux d'électrons sont en fait principalement utilisés comme outils d'analyse non destructifs grâce à leur très faible masse. Au contraire les ions peuvent être

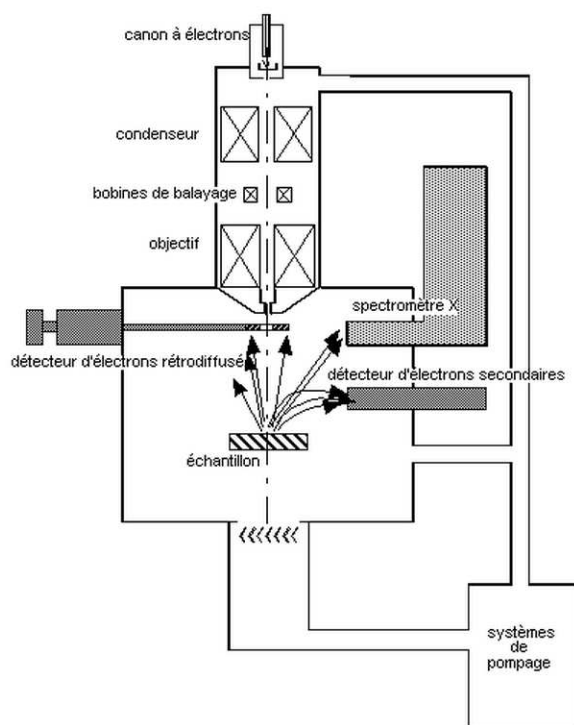


FIGURE 1 – Schéma d'une colonne de microscope électronique à balayage issu de « <http://www.stem.lps.u-psud.fr/book/export/html/197> ».

utilisés pour modifier l'échantillon. Les faisceaux d'ions focalisés (couramment appelés FIB pour « Focused Ion Beam ») peuvent ainsi être utilisés de différentes manières : pulvérisation, déposition etc... Ils sont très utilisés pour la gravure, le diagnostic et la réparation de matériaux semi-conducteurs. Ils servent également à la préparation d'échantillons pour la microscopie électronique à transmission. Cela consiste à découper de fines lamelles (100 nm d'épaisseur) dans un échantillon massif. De la même manière que les microscopes électroniques à balayage, la microscopie ionique à balayage s'est développée utilisant pour cela des ions légers comme l'Hélium.

Que ce soit dans un accélérateur de particules ou dans une colonne de microscope électronique, on retrouve le long de la trajectoire d'un faisceau des éléments « optiques » (lentilles électrostatiques ou magnéto-statiques, déflecteurs etc...) dont le rôle est de confiner, guider et mettre en forme le faisceau depuis l'extraction des particules de la source jusqu'à la cible. Une ligne de faisceau contient ainsi une série d'éléments optiques ainsi que des sections accélératrices (ou décélératrices). La figure 1 montre le schéma d'une colonne de microscopie électronique à titre d'exemple.

Le développement continu de ces instruments et en particulier dans le domaine des nanotechnologies nécessite des sources toujours plus performantes. La résolution de ces

instruments est en effet limitée par de nombreux facteurs mais l'élément principal qui limite les performances actuelles de ces techniques est la qualité des sources d'ions ou d'électrons disponibles. C'est en cela que le développement de nouvelles sources basées sur la technologie des atomes froids est intéressant. La très faible température des atomes avant leur ionisation pourrait permettre de créer des sources de qualité. L'idée de créer un nouveau type de sources d'électrons ou d'ions basé sur les atomes froids date de 2003 [1, 2]. Les objectifs en termes de performances des nouvelles générations de sources d'ions et d'électrons froids sont différents mais les atomes froids offrent de nombreux avantages dans les deux cas. Différents groupes dans le monde ont donc mené des travaux visant à proposer des dispositifs de sources d'ions ou d'électrons issus d'atomes froids. Des expériences et des études pour caractériser ces sources et mieux comprendre les phénomènes physiques en jeu lors de l'ionisation des atomes froids ont également été menées.

A titre d'illustration de l'avancée des sources froides actuellement, l'application de ces sources à deux techniques instrumentales a été réalisée. Pour les ions, une source d'ions froids pulsée a été couplée avec succès à une colonne FIB [3, 4] et l'imagerie de surfaces a été réalisée. Pour les électrons, une expérience de diffraction d'électrons ultra-rapide (« Ultrafast Electron Diffraction » ou UED) [5] avec des paquets d'électrons issus d'une source d'atomes froids a été réalisée. Le développement des sources de particules chargées basées sur les atomes froids est assez jeune et les performances de ces sources restent à démontrer. En parallèle du développement de ces sources, différentes applications sont proposées pour lesquelles une source froide offre des perspectives intéressantes : SIMS (« Secondary Ion Mass Spectroscopy »), SIM (« Scanning Ion Microscopy »), UED (« Ultrafast Electron Diffraction »).

La source d'électrons développée au cours de cette thèse au Laboratoire Aimé Cotton (LAC) a pour objectif quant à elle de réaliser un faisceau d'électrons de basse énergie (1-100 eV), de bonnes résolutions spatiales (< 100 nm) et énergétiques (~ 10 meV) et avec un courant de l'ordre de 10 pA à 1 nA. Une telle dispersion en énergie reste inédite à l'heure actuelle, en particulier pour de si faible énergie de faisceau.

Une source de particules chargées est en général constituée de différents éléments :

1. une source d'atomes froids
2. l'ionisation des atomes
3. l'extraction des particules chargées
4. leur couplage à une colonne électrostatique vers l'application

Différentes possibilités existent et ont été essayées par différents groupes. Le dispositif que nous avons réalisé au LAC est décrit sur la figure 2. Un piège magnéto-optique 2D (PMO-2D) assure en même temps le rôle de la source d'atomes et du refroidissement laser des atomes. C'est un dispositif compact qui délivre un jet d'atomes refroidis transversalement (de l'ordre de $100 \mu\text{K}$). Le schéma d'ionisation choisi est celui de l'ionisation d'atomes de Rydberg en champ. Ce schéma d'ionisation est différent de celui utilisé

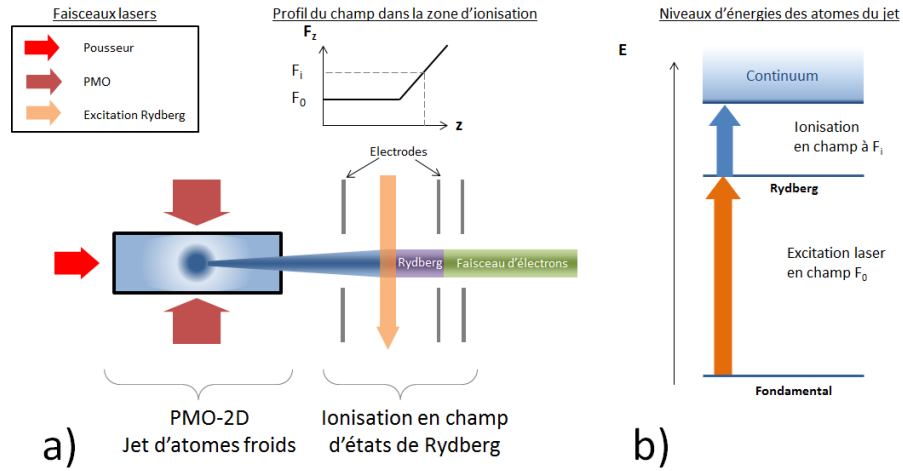


FIGURE 2 – a) Schéma général de notre source d’électrons. Un jet d’atomes refroidis transversalement est créé dans une première partie (piège magnéto-optique à 2 dimensions). Le jet d’atomes pénètre ensuite dans une zone où un ensemble d’électrodes cylindriques percées en leur centre créent un champ électrique statique $\vec{F}_z(z)$. Dans une première zone, le champ électrique est homogène et les atomes du jet y sont excités par laser sur un état de Rydberg en dessous de la limite d’ionisation. Juste après l’excitation Rydberg, le champ électrique croît rapidement selon l’axe de propagation afin que les atomes de Rydberg s’ionisent rapidement. b) Diagramme d’énergie des états des atomes du jet.

jusqu’à maintenant dans les expériences concurrentes qui utilisent la photo-ionisation. L’ionisation d’atomes de Rydberg en champ offre des perspectives intéressantes pour réduire la dispersion en énergie du jet et créer ainsi un jet d’électrons extrêmement monocinétiques.

Une fois notre source réalisée, il faut ensuite la caractériser et l’optimiser. Pour cela, il a été prévu après une première étude de la dispersion en énergie de la source de la coupler à une expérience réalisée à l’Institut des Sciences Moléculaires d’Orsay (ISMO) dans le groupe d’Anne Lafosse. Il s’agit actuellement d’une expérience utilisant différentes sources d’électrons lents, soit pour induire des réactions sélectives dans des substrats moléculaires, soit pour analyser ces substrats ainsi modifiés par la technique HREELS (High Resolution Electron Energy Loss Spectroscopy). Il est envisagé de coupler notre source à leur expérience afin d’en tester les performances et d’améliorer leur dispositif expérimental. Toutefois cela n’est pas décrit dans cette thèse.

Une autre expérience est en cours de développement en collaboration avec Gerd Schönhense (Université de Mayence), qui a développé un microscope PEEM (Photo-Emission Electron Microscopy) permettant de mesurer de manière très précise les positions et les vitesses des électrons émis par une surface soumise à une impulsion lumineuse. Les limites de ce microscope sont mal connues faute d’avoir une source avec une disper-

sion énergétique suffisamment faible. L'observation par un PEEM des électrons produits à partir d'un PMO-3D est intéressant en cela. De plus l'observation de l'ionisation d'un PMO par ce microscope pourrait permettre de mieux comprendre les conditions d'ionisation des atomes froids et de mesurer la température réelle des électrons. Ceci n'est pas non plus décrit dans ce manuscrit.

Personnellement, j'ai également eu l'occasion de travailler sur deux autres projets non rapportés dans cette thèse. Il s'agit d'abord de la mise en place d'un ralentisseur Zeeman à aimants permanents et champ magnétique transverse. La position des aimants a été calculée grâce à un modèle numérique tenant compte de la variation du paramètre de saturation avec l'absorption du laser afin d'optimiser le ralentissement des atomes et en particulier la longueur de ralentissement. Nous avons utilisé également comme faisceau laser ralentisseur un faisceau dont le profil d'intensité transverse est uniforme (ceci grâce à une optique spéciale). Malheureusement, le temps a manqué et les soucis techniques ne nous ont pas permis de pousser plus en avant cette expérience. J'ai eu également l'occasion de travailler sur une autre thématique du groupe : le refroidissement de molécules par laser. Nous avons en effet tenté d'effectuer le refroidissement vibrationnel de molécules de Cs_2 produites dans un jet supersonique d'atomes de césium.

Cette thèse est composée de trois chapitres. Le **chapitre 1** introduit le cadre de cette thèse en présentant certaines notions physiques nécessaires à la conception d'une source de particules comme la brillance et l'émittance ainsi que le lien avec la température des particules chargées. Cela permettra d'expliquer en quoi les atomes froids sont une méthode intéressante pour créer de nouvelles sources. L'état de l'art des sources froides développées jusqu'à maintenant est également présenté dans ce chapitre. Enfin, notre schéma expérimental est présenté plus en détail et les différents choix scientifiques expliqués. Le **chapitre 2** est consacré à la réalisation et l'étude du jet d'atomes froids qui représente la première étape de notre source. Une expérience utilisant un guide dipolaire afin d'optimiser le flux d'atomes pour notre expérience est également présentée. Le **chapitre 3** présente la deuxième étape de notre source : l'ionisation en champ du jet d'atomes préalablement excités sur un état de Rydberg. Les bases théoriques de la description des états de Rydberg et leur comportement en champ sont tout d'abord présentés puis le dispositif expérimental. Une étude plus fine de l'ionisation des états de Rydberg est faite afin de sélectionner sur un diagramme Stark quel état de Rydberg exciter afin de minimiser la taille de la zone d'ionisation et la dispersion en énergie. Des résultats expérimentaux préliminaires d'études spectroscopiques des états de Rydberg du césium sont enfin présentés et comparés à un modèle numérique réalisé par F. Robicheaux visant à trouver des états très particulier s'ionisant particulièrement vite.

Chapitre 1

Les atomes froids comme sources d'électrons/ions

1.1 Notions de qualité d'une source

Cette partie a pour but de définir les grandeurs de mérite utilisées en général pour quantifier la qualité d'un faisceau (ou d'une source) indépendamment du système de transport et de manière commune à tous les utilisateurs de faisceaux. Dans un premier temps est présenté très succinctement une partie du formalisme utilisé pour la modélisation des faisceaux de particules chargées. Il existe de nombreuses références complètes sur ce sujet [6, 7, 8]. Enfin, nous exprimerons les grandeurs de mérites qui en découlent telles que l'émittance et la brillance. Ces deux grandeurs sont des concepts délicats et complexes que nous ne ferons qu'aborder ici. Les références [9, 10] traitent en particulier de ces grandeurs et s'attachent à en éclaircir la définition. Dans un but de simplification, nous exprimerons toutes les formules dans le cas non-relativiste correspondant à notre cas car notre faisceau d'électron ne dépasse pas 10 keV.

1.1.1 Représentation dans l'espace des phases et l'espace des traces

Un faisceau est constitué d'un ensemble de particules. Lors du transport de ces particules le long d'une « ligne de faisceau », chaque particule possède une trajectoire décrite dans un repère cartésien par les variables $x(t)$, $y(t)$ et $z(t)$. Les trajectoires de ces particules sont gouvernées par les lois de Newton. Les particules d'un faisceau interagissent avec l'extérieur (champs appliqués) et entre elles via la force de Coulomb. Lorsque les faisceaux dépassent une certaine énergie, le traitement relativiste s'impose. Le formalisme hamiltonien se prête très bien à la description d'un tel système possédant un grand nombre de particules. Un ensemble de particules du faisceau est alors représenté dans l'espace des phases à différents instants t .

En pratique, un faisceau se propageant suivant une direction privilégiée (Oz) avec

($p_z \gg p_x, p_y$), il est d'usage de travailler dans ce qui est appelé l'espace des traces $\{x, x', y, y'\}$ où $x' = p_x/p_z$ et $y' = p_y/p_z$. Dans le cas de faisceaux à faible vergence (approximation paraxiale), ce qui est généralement le cas, x' et y' sont les angles de la trajectoire des particules dans les plans xOz et yOz . Dans la dimension longitudinale, le faisceau est caractérisé par sa dispersion en énergie ΔE . Dans le cas d'un faisceau constitué en paquets, chacun est alors également caractérisé par sa longueur Δz . Dans notre expérience, nous ne travaillons qu'avec des faisceaux continus donc Δz n'est pas défini. La représentation dans l'espace des traces est extrêmement pratique et utilisée. De plus, très souvent on peut considérer en première approximation que les distributions des particules dans les plans xOx' et yOy' sont découplées. Ceci permet une représentation et un traitement indépendant des distributions dans les deux espaces des traces à 2 dimensions xOx' et yOy' .

1.1.2 Emittance

L'émittance d'un faisceau est une grandeur extrêmement importante dans le domaine des faisceaux de particules chargées. Elle permet de connaître la focalisation maximale qu'il est possible d'atteindre avec ce faisceau. Dans le plan xOx' , l'émittance ϵ_x est définie par la surface qu'occupe la distribution des particules. De même pour ϵ_y dans le plan yOy' . Une des nombreuses difficultés qui apparaît lorsque l'on cherche une définition exacte de l'émittance est la variété de ces définitions et des conventions existantes dans la littérature. Cette variété a des origines historiques. En effet, le concept et la définition de l'émittance ont évolués et se sont affinés avec le temps et cela soulève encore des questions. La notion d'émittance est en soi un concept simple et extrêmement complexe.

A l'origine, l'émittance est définie comme la surface géométrique A_x de l'ellipse la plus petite contenant la distribution (voir la figure 1.1) divisée par π . Alors on a :

$$\epsilon_x = \frac{A_x}{\pi} = \frac{pq}{4} \quad (1.1)$$

L'unité de l'émittance est le m.rad. On rencontre souvent le sous multiple mm.mrad. ou encore le π mm.mrad.. Lorsque l'ellipse d'émittance a ses axes selon celui de l'espace des traces xOx' , on est soit dans le cas où le faisceau est collimaté au maximum ou focalisé au maximum (voir la figure 1.2, les cas D1 et D3). Dans ces cas là, on peut effectivement écrire :

$$\epsilon_x = \frac{\Delta x \Delta x'}{4} \quad (1.2)$$

Sous cette forme, l'émittance apparaît clairement comme le produit de la taille du faisceau et de sa divergence.

La forme d'ellipse est liée au formalisme utilisé pour décrire le transport de l'enveloppe d'un faisceau dans une ligne optique dans le cas où l'on ne considère que des transforma-

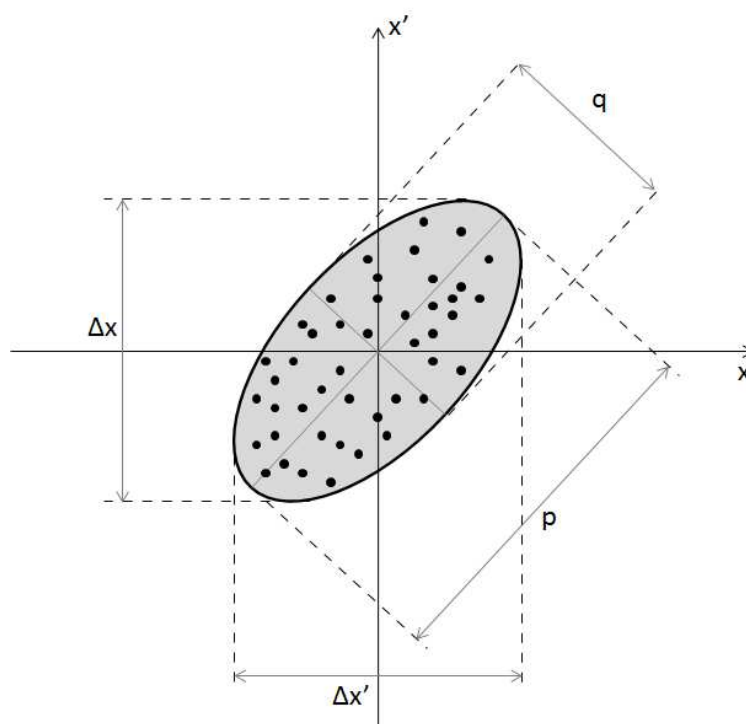


FIGURE 1.1 – Représentation dans l'espace des traces d'une ellipse d'émission. L'ellipse enveloppe la distribution des particules.

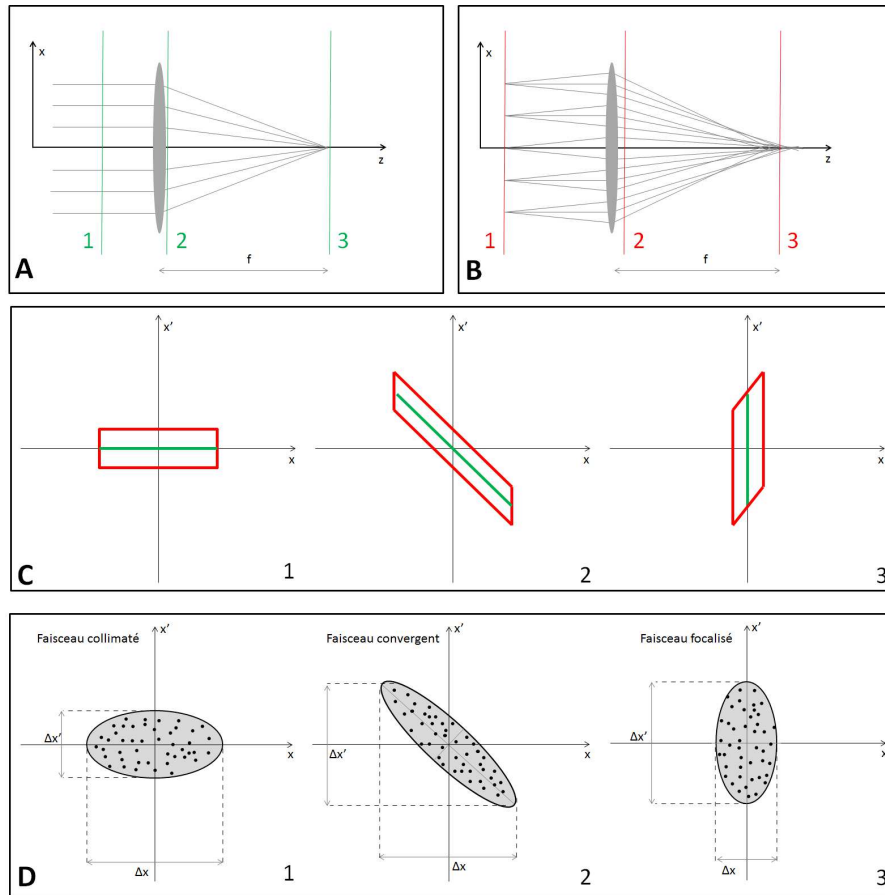


FIGURE 1.2 – A) Trajectoires dans le plan xOz des particules d'un faisceau idéal laminaire d'émittance nulle. Avant la lentille le faisceau est idéalement collimaté. Une lentille linéaire idéale focalise parfaitement le faisceau sur un unique point focal. B) Même schéma mais avec un faisceau d'émittance finie. C) Représentation dans l'espace des traces xOx' de la surface d'émittance des deux faisceaux présentés en A), en vert, et en B), en rouge, et à différentes abscisses z (indiquées également sur les figures A et B) : 1) avant la lentille (faisceau collimaté), 2) juste après la lentille, (effet de focalisation de la lentille, 3) après propagation en espace libre jusqu'au point focal. D) Représentation dans l'espace des traces xOx' d'ellipse d'émittances aux trois abscisses précédentes.

tions linéaires. L'ellipse est en fait la forme de surface qu'un tel système peut transmettre efficacement. Lors de la conception d'une ligne de faisceau, l'émittance du faisceau doit correspondre à l'émittance acceptée par une optique sous peine de perdre des particules. Remarquons déjà que dans cette définition géométrique de l'émittance n'intervient pas l'aspect de la distribution interne du faisceau. Le choix de l'ellipse entourant « au mieux » est également une notion floue. L'objectif est cependant ici de transporter efficacement le faisceau sans perte de courant.

Le lien entre la qualité d'un faisceau et l'émittance est illustré sur la figure 1.2. Ainsi un faisceau parfait possède une émittance (au sens géométrique) nulle. Cela correspond à un faisceau dit « laminaire », c'est à dire où les trajectoires des particules du faisceau ne se croisent jamais et l'angle x' d'une particule dans le faisceau est proportionnel à sa position à l'axe x . Ce modèle est cependant loin de la réalité et un ensemble de particule occupe dans l'espace des traces une surface non nulle qui détermine alors la taille minimale du point focal.

L'émittance géométrique est cependant une définition limitée et bien qu'extrêmement pratique et puissante au début du développement des techniques de guidage de faisceaux, elle est insuffisante car elle ne tient pas compte de la distribution des particules dans le faisceau. Pour la calculer il est nécessaire de définir une surface ou un volume aux bords nets. Il est donc possible de définir cette surface de différentes manières.

Une autre définition utilisée plutôt de nos jours est la définition statistique de l'émittance qui utilise les moments de la distribution des particules dans l'espace des traces xOx' , $\langle x^2 \rangle$, $\langle x'^2 \rangle$ et $\langle xx' \rangle$:

$$\overline{\epsilon_x} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \quad (1.3)$$

Le terme $\langle xx' \rangle$ représente les corrélations entre x et x' qui apparaissent par exemple lorsque le faisceau est convergent ou divergent. Il existe une relation entre l'émittance géométrique et l'émittance statistique selon la distribution considérée (voir la référence [10] en particulier pour des calculs d'émittance géométrique et statistique avec des distributions types).

Les énergies de faisceau couramment utilisées peuvent varier sur plusieurs ordres de grandeurs (quelques keV à quelques centaines de keV pour des colonnes d'ions et d'électrons courantes). Or la divergence d'un faisceau est liée mécaniquement à la vitesse longitudinale de ses particules : afin de pouvoir comparer l'émittance d'un faisceau indépendamment de son énergie d'utilisation, on utilise couramment l'émittance normalisée définie comme :

$$\epsilon_{xn} = \epsilon_x \sqrt{U} \quad (1.4)$$

De même :

$$\overline{\epsilon_{xn}} = \overline{\epsilon_x} \sqrt{U} \quad (1.5)$$

où U est l'énergie moyenne du faisceau en eV. Sous certaines conditions idéales que nous explicitons plus loin, l'émittance normalisée est une grandeur qui se conserve le long de la trajectoire d'un faisceau. Au niveau de la source, les particules possèdent une distribution initiale dans l'espace des phases à partir de laquelle il est possible de définir l'émittance de la source : on parle d'émittance native. La propriété de conservation de l'émittance permet d'expliquer comment les propriétés d'une source influent directement sur les propriétés du faisceau : elle détermine la taille de focalisation minimale possible du faisceau (voir figure 1.2). En réalité, l'émittance d'un faisceau a plutôt tendance à se dégrader (i.e. à augmenter) entre la source et la zone d'utilisation du faisceau. Par contre il est extrêmement compliqué de la réduire. C'est pourquoi, lorsque l'on conçoit une source, il est très important d'en minimiser l'émittance native.

1.1.3 Validité du théorème de Liouville et de la conservation de l'émittance

A ce point, il est intéressant de discuter des conditions de validité de la conservation de l'émittance ou autrement dit d'en expliquer les causes de l'augmentation. Le principe de conservation de l'émittance découle directement du théorème de Liouville qui stipule que le volume occupé par une distribution $f(\mathbf{r}^1, \mathbf{p}^1, \dots, \mathbf{r}^N, \mathbf{p}^N)$ de N particules dans l'espace des phases à $6N$ dimensions est invariant au cours du temps dans un système hamiltonien. Autrement dit, le long de la trajectoire entre la source et le point d'application du faisceau, le volume de la distribution dans l'espace des phases est constant. Ce théorème est cependant peu pratique et la distribution $f^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ réduite à une seule particule dans l'espace des phases est plutôt utilisée. Or le volume de la distribution $f^{(1)}$ a tendance en réalité à augmenter lors du transport du faisceau entre la source et l'échantillon dans une colonne optique. En effet, c'est seulement en l'absence de forces entre les particules, comme les forces coulombiennes, que l'on peut écrire :

$$f(\mathbf{r}^1, \mathbf{p}^1, \dots, \mathbf{r}^N, \mathbf{p}^N) = \prod_{i=1}^N f^{(1)}(\mathbf{r}^i, \mathbf{p}^i) \quad (1.6)$$

Dans ce cas là et uniquement, on peut transposer le théorème de Liouville de l'espace à $6N$ dimensions à celui à 6 dimensions d'une particule. Si les forces entre les particules du faisceau sont négligeable, par exemple si la densité est faible, alors le volume de la distribution $f^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ n'augmente pas. En réalité, ces interactions ne sont pas négligeables dans la plupart des systèmes de faisceaux de particules ce qui conduit à une augmentation du volume occupé par la distribution $f^{(1)}(\mathbf{r}^i, \mathbf{p}^i)$.

D'autre part, même si l'on considère un cas où les interactions entre particules sont réellement négligeables et que le volume de $f^{(1)}(\mathbf{r}^i, \mathbf{p}^i)$ est conservé, la forme de la distribution peut cependant être déformée à cause de la présence de forces externes non-linéaires. Ce sont par exemple les aberrations des systèmes optiques qui guident le faisceau

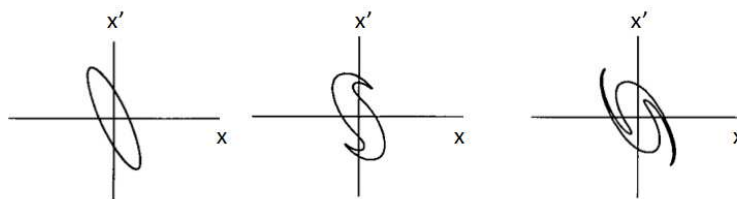


FIGURE 1.3 – Exemple de déformation de la distribution des particules d'un faisceau se propageant dans un système optique aberrant. Ici, le volume strict n'augmente pas mais le volume effectif oui.

et qui ne sont pas des système parfait. Un exemple de déformation d'une distribution est présenté sur la figure 1.3. La figure 1.3.c présente un cas où le faisceau présente un spot central principal et deux spot latéraux plus petit.

Remarquons en conclusion que l'émittance est une grandeur généralement utilisée pour caractériser l'évolution de la distribution des particules d'un faisceau lors de son transport entre la source et l'échantillon. Pour un nombre de particules initial donné, une « bonne » ligne de faisceau doit augmenter le moins possible possible l'émittance de celui-ci au cours de son transport. Deux types de causes de croissance de l'émittance peuvent être distinguées : les propriétés du système optique (champs extérieurs appliqués au faisceau) et les interactions entre les particules du faisceaux (forces internes).

Parmi les interactions coulombiennes entre particules, on en distingue trois types :

- L'effet de charge d'espace collectif moyen, i.e. le champ moyen perçu par une particule du faisceau et créé par l'ensemble des autres particules. Cet effet est lié à la distribution spatiale des charges dans le faisceau.
- Les interactions stochastiques, ce sont les interactions qui ont lieu entre deux particules très proches. On distingue deux types d'effets selon les dimensions du faisceau qu'elles influencent :
 - L'effet Loeffler, transversal,
 - L'effet Boersch, longitudinal,

Afin de limiter les interactions coulombiennes au niveau de la source, il est possible d'augmenter l'énergie d'extraction du faisceau. Ceci est réalisé dans la plupart des dispositifs et explique pourquoi il est difficile d'obtenir des faisceaux de basse énergie de bonne qualité. Certains dispositifs préfèrent même décélérer le faisceau juste avant l'échantillon.

1.1.4 Brilliance

Jusqu'à maintenant nous avons peu parler du courant du faisceau. La notion d'émittance en effet n'en tient pas compte. En réalité, on compare plutôt des émittances pour un nombre de particules donné et à différentes abscisses de la trajectoire d'un faisceau. C'est en cela qu'elle est utile pour caractériser le système optiques et les effets des forces

internes.

Afin de comparer différentes sources, la grandeur couramment utilisée est plutôt la brillance que l'on peut définir ainsi :

$$B = \frac{I}{\epsilon_x \epsilon_y} \propto \frac{I}{A \Omega} \quad (\text{A} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}) \quad (1.7)$$

I est le courant total du faisceau en ampères, A est la surface transverse du faisceau et Ω est la divergence du faisceau. La brillance correspond à la densité de courant émise par unité d'angle solide. Plus elle est forte, plus il est possible de focaliser un maximum de courant sur une surface de focalisation faible. La brillance d'un faisceau est ainsi comparable à la luminance en optique lumineuse. Ici la brillance est une propriété transverse du faisceau. Dans certaines références, la brillance définie ici est appelée brillance transverse et notée B_{\perp} pour la différencier de la brillance à 6D qui tient compte de ΔE et Δz . De même que l'émittance normalisée, on définit une brillance normalisée :

$$B_n = \frac{B}{U} \quad (\text{A} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}) \quad (1.8)$$

où U est l'énergie moyenne du faisceau exprimée en électron-volts (eV). Dans le cas d'un système où les optiques de transport sont parfaitement linéaires, où l'on néglige les interactions entre particules et où le faisceau est strictement monochromatique ($\Delta E = 0$), alors la brillance normalisée et l'émittance normalisée se conservent.

1.1.5 Lien avec la température

La brillance et l'émittance étant des définitions statistiques liées à la fonction de distribution des particules, le lien avec la température est direct. La qualité d'une source est directement liée à sa température de fonctionnement, i.e. la température initiale des ions ou des électrons au moment de leur extraction. La température traduit en effet le désordre de l'ensemble des particules extraites et le volume qu'elles occupent dans l'espace des phases.

En effet, comme $\epsilon_x \propto \sqrt{T}$, la brillance (réduite ou non) est proportionnelle à l'inverse de la température T : $B \propto 1/T$. Dans le tableau 1.1 listant les caractéristiques des principales sources d'électrons, cela se voit clairement, la brillance est inverse de la température de fonctionnement. De ce point de vue là, l'utilisation d'atomes froids peut permettre de gagner quelques ordres de grandeurs.

1.1.6 Dispersion en énergie

Une autre grandeur de mérite très importante que nous allons utiliser pour caractériser notre source est la dispersion en énergie longitudinale du faisceau ΔE . Dans cette

Gun	W	LaB ₆	Schottky	CFEG
Density(nA nm ⁻²)	2×10^{-5}	2×10^{-4}	0,2	0,5
Current(μ A)	200	80	200	5
Size(μ m)	100	20	< 1	< 0,1
B _n (A.m ⁻² .sr ⁻¹ .V ⁻¹)	10 ⁵	10 ⁶	10 ⁷	10 ⁸
ΔV (eV)	1	0,5	0,4	0,3
Temperature (K)	2800	1900	1800	300

TABLE 1.1 – Propriétés des principaux types de sources d'électrons.

thèse, c'est ce paramètre qui nous intéresse particulièrement. Une faible dispersion en énergie est importante pour différentes raisons.

Tout d'abord, elle joue un rôle dans les aberrations chromatiques des lentilles d'une colonne. La surface de focalisation est élargie par les aberrations chromatiques de d_c où :

$$d_c \propto \frac{\Delta E}{E} \quad (1.9)$$

Le phénomène d'aberration chromatique provient d'une distance de focalisation qui varie avec l'énergie des particules (voir la figure 1.4).

Dans toutes les techniques d'analyse ou de modification de l'échantillon (réaction induite par faisceau d'électrons), un certain type d'interaction, physique ou chimique, est visé. L'interaction est plus ou moins sélective de l'énergie du faisceau incident. En cela la dispersion en énergie du faisceau joue également un rôle. Parmi les techniques dont la résolution ou l'efficacité est la plus sensible à ΔE , citons par exemple la technique EELS (Electron Energy Loss Spectroscopy) où la résolution du spectre mesuré est liée à la dispersion en énergie du faisceau utilisé.

Dans l'expérience de l'ISMO citée plus haut, le type de réaction induite sur le substrat moléculaire de l'échantillon est extrêmement sélectif selon l'énergie des électrons incidents.

1.2 Processus d'émission d'électrons des sources standard

A titre de comparaison, il est pertinent de s'intéresser aux sources d'électrons standard. Je présente ici succinctement trois types de processus d'émission d'électrons correspondant aux technologies actuelles de sources d'électrons standard les plus courantes.

- L'émission thermo-ionique
- L'émission de champ
- La photo-émission

Ces processus ne sont pas incompatibles et peuvent avoir lieu en même temps.

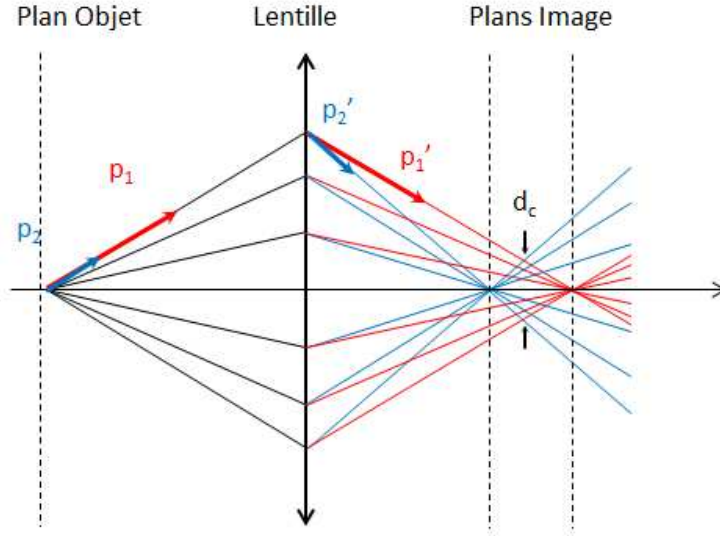


FIGURE 1.4 – Effet des aberrations chromatiques sur la focalisation. Avant la lentille, deux particules qui suivent la même trajectoire (\vec{p}_1 colinéaire à \vec{p}_2) mais n'ont pas la même énergie ($p_1 \neq p_2$) ont des trajectoires différentes après la lentille (\vec{p}_1' n'est plus colinéaire à \vec{p}_2').

L'émission Thermo-ionique

L'émission thermo-ionique d'électrons a lieu à l'interface solide-vide lorsque le solide est soumis à une élévation de température. Les électrons de la bande de conduction peuvent être décrits en première approximation comme un gaz de fermions libres obéissant à la distribution de Fermi-Dirac. Dans le matériau, les électrons peuvent se déplacer librement sans pour autant s'échapper du solide car il existe à l'interface une barrière de potentiel. Seuls les électrons ayant une vitesse perpendiculaire à la surface suffisante peuvent franchir la barrière de potentiel et sortir de la cathode. Afin d'augmenter le courant extrait, une méthode est tout simplement de chauffer à haute température la cathode. A de très hautes énergies, la queue de la distribution se rapproche d'une distribution de Maxwell-Boltzmann. La densité de courant pouvant être obtenue est ainsi donnée par l'équation de Richardson-Dushman :

$$J_S = A_G T^2 e^{(-W/k_B T)} \text{ A.m}^{-2} \quad (1.10)$$

T est la température du matériau en K, W est le travail de sortie en eV (typiquement quelques eV), $k_B \sim 8,617 \cdot 10^{-5} \text{ eV.K}^{-1}$ est la constante de Boltzmann, et la valeur théorique de A_G s'exprime comme :

$$A_G = \lambda_R A_0 \quad (1.11)$$

où λ_R est un facteur correctif (entre 0 et 1) dépendant du matériau et :

$$A_0 = \frac{4\pi e m_e k_B^2}{h^3} \propto 1.2 \cdot 10^6 \text{ A.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-2} \quad (1.12)$$

où $e \simeq 1.6 \times 10^{-19}$ C est la charge de l'électron, $m_e \simeq 9.11 \times 10^{-31}$ kg est la masse au repos de l'électron et $h \simeq 6.63 \times 10^{-34}$ J.s est la constante de Planck.

Le travail de sortie est une propriété importante du matériau utilisé dans la cathode. Il est défini comme la différence d'énergie entre le niveau de Fermi et le sommet de la barrière de potentiel. Par exemple, pour le tungstène pur, le travail de sortie est de 4.5 eV. Une température de fonctionnement de 2500 K donnera une densité de courant de saturation de 0.5 A.cm^{-2} . De nombreux matériaux ont été développés pour les cathodes thermo-ionique. La fabrication du matériau d'une cathode répond à de nombreux critères mais est principalement guidé par un courant élevé et une longue durée de vie. On peut voir que ces critères sont liés. En effet, un faible travail de sortie permet d'avoir un courant plus élevé et ou de travailler à plus faible température de fonctionnement, elle même liée à la durée de vie.

La présence d'un champ électrique a pour effet d'abaisser la barrière de potentiel. Un modèle simple permet de reformuler l'équation de Richardson pour écrire la densité de courant de saturation en remplaçant le travail de sortie du matériau W par $(W - \Delta W)$.

$$J_S = A_G T^2 e^{\left(\frac{-(W-\Delta W)}{k_B T}\right)} \text{ A.m}^{-2} \quad (1.13)$$

$$\text{avec } \Delta W = \sqrt{\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon_0}} = 3,79 \sqrt{E} \text{ eV}$$

Ce modèle est à peu près valide pour des champs allant de 10^6 à 10^9 V.m^{-1} , on parle alors d'émission Schottky, c'est à dire une émission d'électrons principalement thermo-ionique et assisté par la présence du champ électrique.

L'émission de champ

L'émission de champ ou CFE (Cold Field Emission) apparaît pour des champ beaucoup plus élevés généralement obtenus par effet de pointe ($E > 10^9 \text{ V.m}^{-1}$). Elle fait intervenir l'effet tunnel, i.e. des électrons proches du niveau de fermi peuvent franchir la barrière de potentiel par effet tunnel. L'effet tunnel peut participer au courant dans certains régimes d'émission intermédiaires comme le régime Schottky étendu et le terme émission de champ est souvent mal utilisé. En fait on parle d'émission de champ ou de CFE lorsque la majeure partie des électrons émis le sont par effet tunnel et sont à l'origine proche du niveau de fermi. Historiquement, R.H. Fowler et L. Nordheim. proposèrent pour la première fois un modèle décrivant l'émission de champ en tenant compte de l'effet tunnel en 1928. La modélisation de l'émission de champ est très compliquée et des modèles sont encore à l'étude de nos jours. Ceci est dû au fait qu'une des grandes

difficulté de la modélisation de l'émission de champ est qu'il n'existe pas de solution simple à l'équation de Schrödinger pour des modèles de barrières de potentiel réaliste. Le modèle fût depuis amélioré de nombreuses fois en particulier l'équation de Murphy-Good en 1956. L'équation de Fowler-Nordheim originale utilisait une barrière triangulaire. Rapidement, un modèle de barrière utilisé est la barrière Schotky-Nordheim. Généralement, on parle d'équations de type Fowler-Nordheim pour un grand nombre d'équations. Le courant émis par émission de champ peut être formulé ainsi :

$$J_S = k_1 \frac{E^2}{W} e^{\left(k_2 \frac{E^{3/2}}{W}\right)} \quad (1.14)$$

où E est l'amplitude du champ électrique en V.m^{-1} , W est le travail de sortie en eV, k_1 et k_2 des constantes.

La photo-émission

La photo-émission a lieu lorsque l'on éclaire un matériau avec de la lumière. C'est un effet à seuil : elle n'a lieu qu'en dessous d'une certaine longueur d'onde de la lumière utilisée. Cette longueur d'onde seuil dépend du matériau. Dans les photo-cathodes modernes, on utilise des lasers pour avoir un grand flux de photons. La densité de courant pouvant être extraite d'une photo cathode est donnée par la loi de Fowler-Dubridge :

$$J_S = A T^2 I (1 - R) F(x) \quad (1.15)$$

où J_S est la densité de courant en A.cm^{-2} , A est une constante en A.W.K^{-2} , T est la température en K, R est le coefficient de réflexion de la photo-cathode, I est l'éclairement en W/cm^{-2} et $F(x)$ est la fonction de Fowler.

Les photo-cathodes sont utilisées pour créer des sources d'électrons pulsées. Des lasers éclairant une photo-cathode et l'utilisation de cavité radiofréquence permet de créer des sources d'électrons pulsées très intenses, ce sont les canons photo-électriques.

1.3 Les sources d'électrons/ions issues des atomes froids

Les technologies actuelles des sources d'électrons offrent des performances remarquables mais la brillance, la stabilité et la résolution en énergie sont des facteurs limitants [11]. Les prochaines sources doivent pouvoir permettre de créer des faisceaux toujours plus brillants et monochromatiques. Ces performances ne sont pas accessibles avec les sources actuelles telles que les filaments de tungstène (W), les cristaux de LaB_6 , les cathodes de type Schottky ou les cathodes froides à émission de champ (CFEG) tel qu'on peut le voir dans le tableau 1.1. Remarquons en particulier que la résolution en énergie ne descend pas en dessous de 0,3 eV. Très souvent, afin d'augmenter cette résolution en

énergie, on utilise des monochromateurs qui ont l'inconvénient de réduire le courant ainsi que de limiter la résolution spatiale de l'instrument à quelques dizaines de nanomètres.

Dans les sources d'électrons conventionnelles, le matériau qui est perturbé et dont sont extraits les électrons est une cathode solide. Afin d'augmenter la brillance de telles sources, la méthode a été pendant des années de réduire la taille de la zone d'émission et d'augmenter le courant extrait (limité au final par la charge d'espace). La divergence de ce genre de source est par contre très élevée. De plus la densité de courant élevée au point source fait que les interactions coulombiennes entre particules y sont prépondérantes. Cela est compensé par un champ d'extraction généralement très élevé possédant une géométrie adaptée.

Nous avons vu que la qualité de la source en terme d'émittance et de brillance est directement liée à la température initiale de la distribution des particules chargées. L'utilisation d'atomes refroidis par laser à environ quelques dizaines à quelques centaines de microkelvins selon l'espèce semble donc prometteur pour dépasser les limites des sources actuelles. Notons cependant que différents mécanismes de chauffage se produisant à de courtes échelles de temps augmentent la température des ions et des électrons au moment de l'ionisation. Il a été établi que $T_e \sim 10K$ et $T_i \sim 1K$ (selon l'espèce ionique) [12].

Une jet d'atomes froids issu d'un piège magnéto-optique permet d'obtenir un flux de l'ordre de 10^{10} at/s (correspondant environ à 1 nA après ionisation complète) et issu d'une surface de quelques $100 \mu\text{m}$ [13]. La taille de la source est donc beaucoup plus grande qu'une source standard mais la dispersion angulaire est elle drastiquement réduite ce qui en fait une source d'une brillance potentielle élevée. Un des principaux défauts et enjeux futurs de telles sources est le courant relativement limité que l'on en extrait. La possibilité d'extraire le faisceau d'électron à relativement basse énergie et avec une très faible dispersion en énergie en font également une source intéressante.

La technologie des atomes froids est relativement bien maîtrisée et connue de nos jours. De plus le progrès toujours constant des lasers en terme de fiabilité, coûts et miniaturisation permet d'envisager le développement de systèmes commerciaux dans l'avenir. A l'heure actuelle, la démonstration des performances des sources froides reste à faire vis à vis des sources concurrentes même si de nombreux progrès ont été réalisés.

Cela fait une dizaine d'années que différents groupes dans le monde mènent des travaux de recherche et de développement visant à réaliser des sources d'ions ou d'électrons basées sur le principe de l'ionisation d'atomes refroidis par laser.

En 2003 est proposé pour la première fois dans la référence [2] d'utiliser des atomes froids ionisés comme source de particules chargées. Plus exactement, cette première proposition est basée sur la photo-ionisation d'un jet d'atomes collimaté par refroidissement laser. Le schéma du principe expérimental est présenté figure 1.5. Cette proposition a ses origines dans les différentes études réalisées antérieurement sur les plasmas ultra-froids [14, 15, 16].

Par la suite deux groupes ont travaillé sur la réalisation de sources d'électrons et/ou d'ions froides : un groupe américain du NIST (National Institute of Standards & Techno-

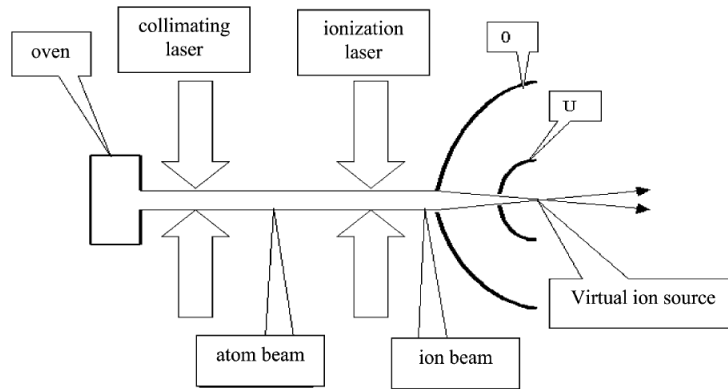


FIGURE 1.5 – Schéma expérimental de la proposition de source froide issue de la référence [2]

logy), le « CNST Electron Physics Group » (J. J. McClelland) et un groupe néerlandais de l'Université de Technologie d'Eindhoven (E. J. D. Vredenburg et O. J. Luiten).

Le groupe du NIST s'est principalement concentré sur la réalisation d'une source d'ions destinée à servir dans une colonne FIB. Les colonnes FIB actuelles utilisent principalement des sources d'ions LMIS (« Liquid Metal Ion Source ») utilisant du Gallium. Cette technologie très performante est malheureusement limitée presque exclusivement à l'utilisation d'ion Gallium. Il est nécessaire de nos jours de développer de nouvelles sources d'ions pour les FIBs offrant la possibilité d'utiliser d'autres espèces d'ions et offrant une brillance meilleure sinon équivalente aux sources courantes. En 2006 est ainsi proposée dans les références [17, 18] d'utiliser une source d'ions froids dans une colonne FIB.

Une première réalisation expérimentale est ensuite présentée dans la référence [19] en 2008. Le dispositif expérimental est basé sur la photo-ionisation d'un nuage d'atomes froids de chrome formé dans un PMO-3D.

En 2011, une colonne FIB complète utilisant comme source un PMO-3D de lithium est présentée dans la référence [3] (voir la figure 1.6). Ce système leur a permis de réaliser des images d'un échantillon avec un faisceau de 2 keV de lithium et 1 pA de courant de sonde (voir la figure 1.7). L'image est réalisée en collectant les électrons secondaires. Des simulations sur le rôle des interactions coulombiennes entre les ions de la distribution initiale ont également été réalisées afin de mieux comprendre leur rôle sur les performances de leur source [20]. D'autres résultats orientés sur l'utilisation de ce dispositif pour de la microscopie d'ions à balayage sont présentés en 2014 dans la référence [4]. En 2013, un autre dispositif de colonne FIB a été présenté dans la référence [21] utilisant cette fois un jet d'atomes froids comme source d'atomes (et non un PMO-3D) comme proposé dans notre article de 2012 [22].

En ce qui concerne le groupe de Eindhoven, différentes sources d'ions et d'électrons

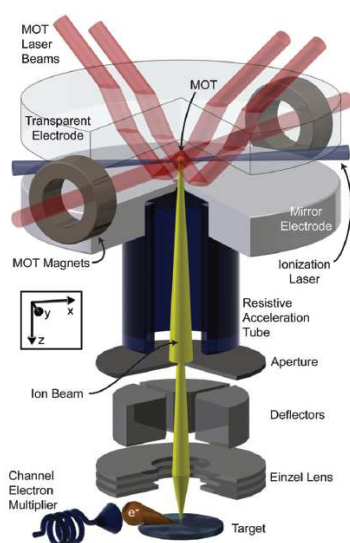


Figure 1. Lithium FIB system.

FIGURE 1.6 – Figure 1 de la référence [3] : schéma du dispositif expérimental du système FIB. La source d'atomes froids en haut est un PMO-3D. Une des particularités de ce dispositif est l'utilisation d'électrodes qui servent en même temps d'optiques pour les faisceaux lasers nécessaires au PMO.

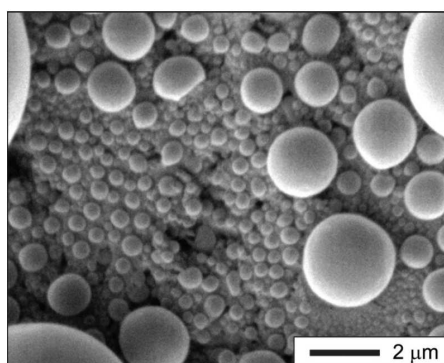


FIGURE 1.7 – Figure 2 de la référence [3] : image réalisée avec le système présenté figure 1.6.

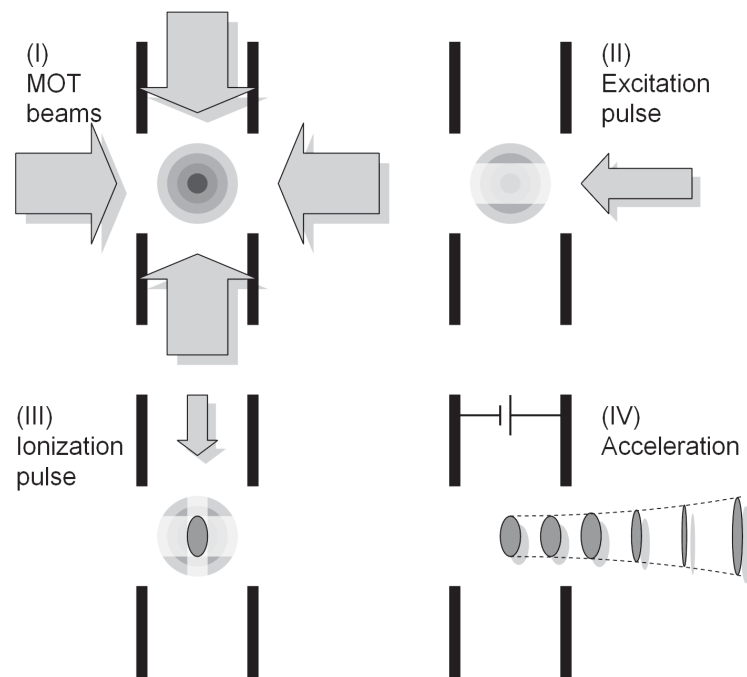


FIGURE 1.8 – Figure 1 issue de la référence [23]. Schéma de principe d'une source froide basée sur la photo-ionisation d'un PMO-3D.

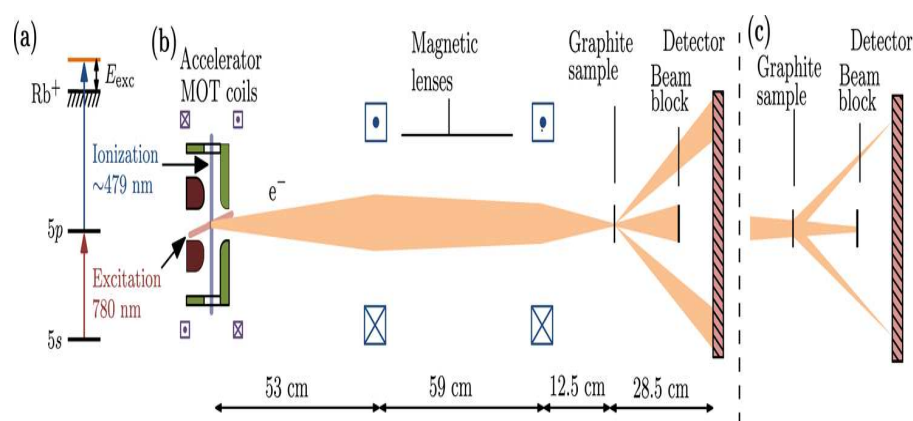


FIGURE 1.9 – Figure 1 issue de la référence [5]. Expérience d’UED (Ultrafast Electron Diffraction) réalisée avec une source d’électrons froids.

ont été réalisées. Une première publication parue en 2005 [23] pose les bases d’une source froide (voir la figure 1.8) produisant des paquets d’électrons ultracourts et possédant d’après leurs simulations une brillance supérieure d’un ordre de grandeur aux meilleurs « RF photogun » et comparable aux performances des CNT (« Carbon NanoTubes ») [24]. Par la suite, différentes études et dispositifs expérimentaux d’électrons ou d’ions pulsés ont été réalisés :

1. source d’électron ou d’ion : [25]
2. source d’ions : [26, 27, 28, 29, 30, 31, 32]
3. source d’électrons : [23, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 5]

Un groupe australien a également montré la possibilité de contrôler la forme spatiale de paquets d’électrons très cohérents issus d’atomes froids [40, 41, 42, 43, 44, 45]. Leurs recherches sont orientées vers des applications de type UED également.

Mentionnons ici une technique complémentaire, basée sur l’extraction d’ions uniques refroidis par laser, développée par le groupe de K. Singer à Ulm (Allemagne) [46, 47].

Toute cette activité explique pourquoi l’entreprise américaine FEI et l’entreprise française Orsay Physics (OP) sont impliquées dans des collaborations avec le groupe de Eindhoven (pour FEI) et notre groupe au LAC sur ce projet (pour Orsay Physics). Si une telle source devenait un prototype industriel, cela offrirait des perspectives pour des applications nouvelles et potentiellement impressionnantes.

1.4 Présentation de l'expérience d'électrons froids réalisée au LAC

Nous avons dès le début de ce projet travaillé étroitement avec la société Orsay Physics. Celle-ci fabrique des colonnes FIB, « Focused Ion Beam », et FEB, « Focused Electron Beam », qui sont utilisées dans des instruments d'analyse et de fabrication. Les « colonnes » d'ions et d'électrons constituent un ensemble comprenant la source de particules chargées et la colonne de transport et de mise en forme du faisceau. Une colonne se couple à une chambre qui contient l'échantillon à analyser ou à modifier. Cette collaboration a permis de mettre en commun le savoir-faire d'Orsay Physics en matière de colonne de particules chargées et celui de notre groupe dans le domaine des atomes froids et des atomes de Rydberg. Pour Orsay Physics, l'enjeu est de développer une nouvelle source d'ions destinée à être utilisée sur un FIB (Focused Ion Beam). Les sources des FIB sont principalement des sources de type LMIS (Liquid Metal Ion Source) très performante mais qui utilisent (presque) exclusivement du Gallium. La nouvelle source développée permettrait d'avoir des performances supérieures aux FIB actuels et de pouvoir avoir plus de choix concernant l'espèce ionique utilisée.

Pour l'expérience du LAC, l'objectif de notre expérience est comme expliqué plus haut de créer un faisceau d'électrons de basse énergie (quelques eV) avec une dispersion en énergie faible (~ 10 meV).

Deux expériences ont ainsi été montées en parallèle à Orsay Physics et au LAC avec des objectifs différents et complémentaires. Ces deux expériences possèdent des points communs et des différences. A l'origine de ce projet, un certain nombre de choix scientifiques ont ainsi été fait en tenant compte des objectifs industriels et scientifiques de chacun ainsi que des différentes réalisations ayant déjà été menées par d'autres groupes dans le monde. L'article [22] résume très bien ces choix et les différentes considérations qui y ont menés.

Afin d'élaborer une source de particules chargées performante basée sur l'ionisation d'atomes froids, de nombreux points doivent être étudiés avec soin. Les éléments clés nécessaires sont résumés ici (voir la figure 2) :

- Une « bonne » source atomique en terme de densité de flux et de dispersion énergétique
- Une ionisation efficace du jet d'atomes pour créer une source monochromatique.
- Des optiques d'extraction qui ne dégradent pas les propriétés de la source.
- Des optiques de transport qui ne dégradent pas les propriétés de la source.
- Un couplage efficace avec des expériences existantes et la réalisation d'un prototype industriel.

Durant ma thèse, il m'a été donné de travailler en particulier sur les deux premiers points. Le projet tel que conçu à l'origine est basé sur deux choix originaux particuliers, l'un concerne la source d'atomes froids et l'autre la méthode d'ionisation.

1.4.1 Choix de la source d'atomes froids

Au début du projet les sources d'électrons ou d'ions développées jusqu'alors utilisaient comme source d'atomes froids des PMO-3D et comme méthode d'ionisation la photo-ionisation créant ainsi des sources de particules pulsées.

Avec un PMO-3D, le flux de particules chargées extractible est limitée à cause de la densité limitée et du temps de rechargement du nuage d'atomes de celui-ci. D'autres facteurs sont également gênants : la présence d'un champ magnétique dans la zone d'ionisation et d'extraction des charges ainsi que le nombre de lasers nécessaires au PMO-3D qui, ajoutés aux lasers de photo-ionisation, rendent la géométrie de l'expérience complexe.

Pour notre expérience, il a donc été décidé de développer une source basée sur un jet continu d'atomes froids. Dans un premier temps cela permet d'envisager d'atteindre un courant plus important. De plus cela permet également de séparer spatialement la partie du refroidissement laser des atomes et de l'ionisation/extraction des charges. Notons que depuis, le groupe du NIST a publié un article présentant une expérience de ce type. Il rapporte des mesures et des simulations d'une source d'ions basée sur la photo-ionisation d'un jet d'atomes froids. Ils ont démontré un courant de 5nA et prévoient de focaliser le faisceau d'1 pA sur 1 nm. Bien que l'on ne puisse espérer une meilleure émittance qu'avec un PMO-3D, les contraintes liées au flux, au champ magnétique et à la géométrie peuvent être réduites.

Afin de produire un jet d'atomes convenant à nos critères, deux voies différentes ont été explorées et réalisées à Orsay Physics et au LAC. Le choix dans les deux cas s'est porté sur l'atome de césium car le refroidissement de celui-ci est bien connu et maîtrisé par notre groupe. De plus, le césium est une espèce intéressante pour des applications de type SIMS (Secondary Ion Mass Spectrometry).

A Orsay Physics, le jet initial est un jet effusif issu d'un four à recirculation développé spécifiquement pour cette expérience. Ce jet est ensuite collimaté grâce à une mélasse optique que traverse le jet juste après la sortie du four. Un étage de compression du jet était initialement prévu, à l'aide d'un champ magnétique quadripolaire, réduisant le jet à une taille sub-millimétrique. L'utilisation d'un jet non refroidi et compressé issu directement d'un four est possible mais la brillance en est réduite de plusieurs ordres de grandeurs. Le travail réalisé pour le développement et l'étude de ce jet est présenté dans les thèses [48, 49]. Les caractéristiques du jet atomique avant ionisation prévues par les simulations sont un flux de 10^{13} at.s⁻¹, une vitesse longitudinale de 200 at.s⁻¹, une divergence de 0,15 mrad et un rayon de 1 mm.

L'expérience réalisée au LAC sur laquelle j'ai travaillé utilise quand à elle un piège

magnéto-optique à 2 dimensions (PMO-2D) comme source du jet atomique. Ce dispositif est une variante d'un PMO-3D où le refroidissement/piégeage des atomes a lieu selon deux directions de l'espace, au lieu de trois pour un piège fermé. Ainsi les atomes restent libres selon un axe de l'espace qui est utilisé pour former un jet atomique. Pour cela un laser identique à ceux du piège est placé selon cet axe afin de pousser les atomes (il n'y a pas de gradient de champ selon cet axe donc pas de piégeage). Le dispositif que nous utilisons permet en théorie d'obtenir un jet dont le flux est de 10^{10} at.s⁻¹. La vitesse longitudinale moyenne des atomes est de l'ordre de 20 m.s⁻¹ mais dépend en fait des caractéristiques du pousseur. La vitesse transverse attendue est de l'ordre de 0,1 m.s⁻¹ correspondant à la température minimale atteignable avec un refroidissement de type Doppler. Cette température limite pour le césium est 125 μ K. Cette température est purement indicative ici car il s'avère que dans un PMO, des températures sub-Doppler sont atteintes. Le flux est inférieur à celui d'un four effusif. Cependant ce choix est justifié par le fait que le PMO-2D est un dispositif bien plus compact que le dispositif utilisé à Orsay Physics.

1.4.2 La méthode d'ionisation

Afin de produire un faisceau de particules chargées à partir de notre jet d'atomes, il est nécessaire de l'ioniser. Cette étape cruciale est délicate et déterminera la qualité de notre source. Tout d'abord, l'ionisation doit être efficace (idéalement on souhaite ioniser 100% des atomes de notre jet) afin d'optimiser le courant. L'étape d'ionisation et de création du faisceau ne doit pas non plus trop dégrader les propriétés de basse température de la source, i.e., sans augmenter la dispersion en énergie et la température transverse.

Dans toutes les sources de particules, un champ électrique généralement élevé (typiquement > 1 kV.cm⁻¹) est présent dans la zone d'ionisation afin d'extraire les charges et de former le faisceau. Ce champ doit être élevé afin de minimiser les effets néfastes des interactions coulombiennes entre les particules [26].

Ceci entraîne d'importantes limitations lorsque l'on utilise la technique de photo-ionisation direct. En effet, considérons que les particules sont ionisées dans une zone dont la taille est Δz (correspondant à la taille du faisceau laser ionisant). Dans cette zone est appliqué un champ $\vec{F} = F\vec{u}_z$. Les particules ionisées à différentes positions voient alors un potentiel différent. On peut écrire : $\Delta E = \Delta z F$. Un calcul simple permet de montrer que même avec une zone d'ionisation laser très petite de 10 μ m et un champ d'extraction de 1 kV/cm, la dispersion en énergie ainsi générée est de 1 eV ce qui n'est pas mieux que les sources standard. Un autre désavantage de la photo-ionisation est que presque 10 W de puissance laser continue sont nécessaires afin de photo-ioniser efficacement un jet atomique [50]. Sans cavité optique supplémentaire, 10 W est à la limite des capacités des lasers industriels actuels.

Pour résoudre ces deux problèmes, nous avons choisi d'utiliser la technique d'ionisation en champ d'atomes de Rydberg. En effet, les atomes de Rydberg s'ionisent à un champ électrique très précis, de l'ordre de $\sim 400 \times (\frac{30}{n^4})$ V/cm pour des atomes alcalins.

En conséquence, une configuration spatiale de champ électrique correctement conçue doit permettre à des atomes de Rydberg de s'ioniser au même potentiel et de créer un faisceau de particules chargées très monochromatique. En réalité cependant l'ionisation en champ d'un état de Rydberg est loin d'être instantanée et des études plus poussées sont nécessaires.

Un autre avantage de cette méthode est que la section efficace d'excitation d'un atome vers un état de Rydberg est plus élevée que celle nécessaire pour le photo-ioniser d'un facteur correspondant au rapport entre l'espace séparant deux niveaux d'énergies adjacents (n et $n + 1$) et la largeur du laser. La puissance nécessaire est ainsi réduite d'un facteur 10^4 pour le niveau de Rydberg $n = 30$ et une largeur laser de 10 MHz correspondant à environ quelques centaines de milliwatts de puissance continue.

Chapitre 2

Le jet d'atomes froids

Dans ce chapitre nous présentons le dispositif expérimental permettant la création du jet d'atomes froids, i.e., un piège magnéto-optique à 2 dimensions (PMO-2D). Il s'agit de la première étape de notre source d'électrons froids. Afin d'obtenir un courant suffisant par la suite, il est souhaitable d'avoir une densité de flux maximale du jet d'atomes au niveau de la zone d'ionisation. L'objectif est d'avoir un jet collimaté et de flux suffisant.

Notre jet d'atomes est issu d'un piège magnéto-optique à 2 dimensions (PMO-2D). Dans notre expérience, le PMO-2D est un système commercial développé par le SYRTE de l'Observatoire de Paris. Le dispositif est compact et relativement simple à mettre en œuvre.

Dans cette partie, je vais tout d'abord décrire succinctement le dispositif expérimental du piège magnéto-optique 2D et les sources lasers mises en place. Après l'installation du système, nous avons mesuré les paramètres de notre jet. Je présenterai la méthode et le dispositif utilisés pour ces mesures. Enfin, notre but étant d'obtenir une densité de flux d'atomes froids la plus grande possible au niveau de la zone d'ionisation, i.e. quelques dizaines de centimètres après le PMO-2D, nous avons étudié différentes configurations du laser pousseur, laser utilisé dans un PMO-2D pour créer le jet en poussant les atomes. Nous présenterons ici deux résultats principaux. Dans le premier cas, seule la puissance du laser pousseur est modifiée, ni le mode spatial du faisceau sortant du collimateur ni la fréquence du laser ne sont modifiés par rapport au mode de fonctionnement standard du PMO-2D. Dans le deuxième cas, un laser pousseur beaucoup plus puissant et focalisé est mis en place afin de créer un guide dipolaire. La puissance et la fréquence optique sont variées.

2.1 Le dispositif : un PMO-2D

Le PMO-2D est analogue à celui décrit en détail dans la thèse de Patrick Cheinet [51] qui a participé au développement du système original utilisant du rubidium (et non du

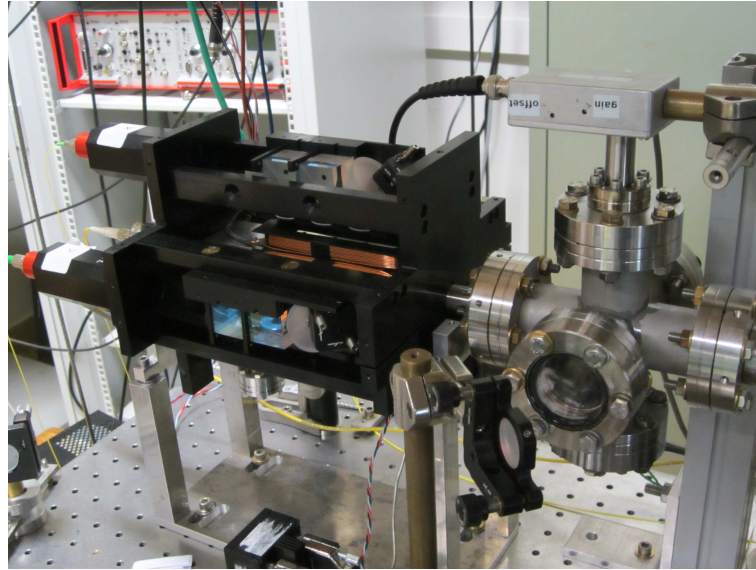


FIGURE 2.1 – Photo du PMO-2D. On y distingue les différentes optiques entourant la cellule du piège, les fibres optiques connectées aux collimateurs du PMO ainsi que les bobines de champ magnétique. Après le PMO est installée la première zone de détection servant à caractériser le jet atomique. Une photodiode est placée au dessus du hublot supérieur. Le miroir que l'on aperçoit au premier plan sert à injecter un laser sonde dans le jet par le hublot.

césium comme dans notre cas). Le système que nous utilisons possède cependant quelques différences, une description complète peut être trouvée dans la thèse de Yoann Bruneau [48]. Nous décrivons ici succinctement le dispositif.

Le système que nous avons acheté (SYRTE, 20 k€) comprend l'enceinte à vide avec ses passages optiques (hublots), la source d'atomes, les bobines de champ magnétiques et les différentes optiques du PMO-2D. Il est conçu pour que les faisceaux lasers nécessaires soient fournis par le biais de fibres optique à maintien de polarisation. Une photo de notre PMO-2D est présenté sur la figure 2.1.

Initialement, ce dispositif est conçu pour fonctionner avec des atomes de césium ou de rubidium et fournir un flux de 10^{10} at. s^{-1} (pour un diamètre de 1 mm du trou de sortie du PMO-2D) et avec une vitesse longitudinale moyenne de 20 m. s^{-1} . Pour le césium, la limite de refroidissement Doppler prévoit une température de 125 μ K soit une vitesse transverse moyenne de 0,088 m. s^{-1} . Le traitement anti-reflet des optiques est prévu pour la transition du rubidium à 790 nm et il marche aussi à 852 nm pour le césium.

La figure 2.2 montre l'enceinte à vide (sans les optiques et les bobines de champ magnétique). La cellule principale destinée au PMO possède 4 grands hublots rectangulaires (90 mm \times 25 mm) prévus pour les faisceaux du piège. A l'extérieur de cette cellule sont directement disposées les 4 bobines permettant de créer le gradient de champ magnétique

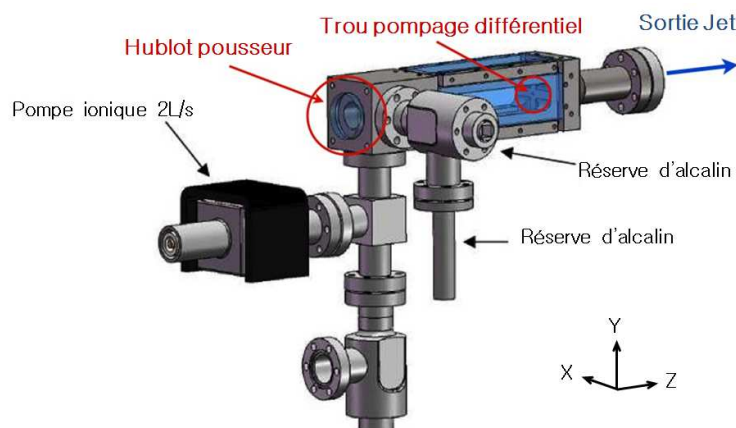


FIGURE 2.2 – Enceinte à vide du PMO-2D. Les bobines de champ magnétique et les optiques ne sont pas représentées.

($0,2 \text{ T.m}^{-1}$) nécessaire au piégeage.

Les lasers nécessaires pour le PMO-2D arrivent par fibre optique à maintien de polarisation que l'on connecte sur le système via trois collimateurs, un par axe. Deux correspondent aux axes transverses au jet (selon Ox et Oy) et apportent les lasers du PMO (lasers du piège et repompeur). Le troisième collimateur est pour le pousseur (selon Oz). Le système optique intégré au dispositif est décrit, dans le plan horizontal (xOz), sur la figure 2.3. Le même système optique existe dans le plan vertical (yOz).

A la sortie de chaque fibre, le faisceau est polarisé linéairement dans une direction quelconque. Les collimateurs des axes transverses forment un faisceau elliptique ($1 \text{ cm} \times 2,5 \text{ cm}$), le grand demi-axe de l'ellipse étant selon l'axe du jet d'atomes Oz . Ensuite grâce à 2 cubes polariseurs et un miroir, le faisceau est divisé en trois et envoyé dans trois zones différentes de l'enceinte afin de créer trois zones de refroidissements séparées de $1,25 \text{ cm}$. Chaque faisceau est ensuite rétro-réfléchi. Des lames demi-ondes permettent de régler la puissance dans chaque zone et des lames quarts d'onde de fixer la polarisation circulaire des faisceaux.

2.2 Les sources lasers pour le PMO-2D

Afin de réaliser le piège magnéto-optique, 2 transitions atomiques de la structure hyperfine du césium sont utilisées (voir Figure 2.4). La transition $6S_{1/2}(F = 4) \rightarrow 6P_{3/2}(F = 5)$ décalée de $\delta = -3\Gamma$ est utilisée pour le refroidissement/piégeage des atomes (faisceau piège par la suite). $\Gamma = 2\pi \times (5,234 \text{ MHz})$ est la largeur naturelle de la transition. La transition $6S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 6P_{3/2}(F = 4)$ est nécessaire pour repomper les atomes qui, dans une proportion non négligeable, se désexcitent vers le niveau fondamental $6S_{1/2}(F = 3)$ (faisceau repompeur par la suite).

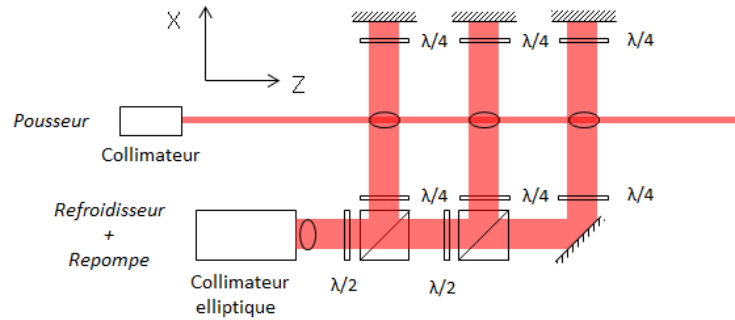


FIGURE 2.3 – Système optique du PMO 2D détaillé dans le plan xOz où Oz est l'axe de propagation du jet. Trois zones de refroidissement sont ainsi créées sur l'axe Oz et un laser pousseur envoyé sur cet axe pousse les atomes vers le trou de sortie et crée le jet.

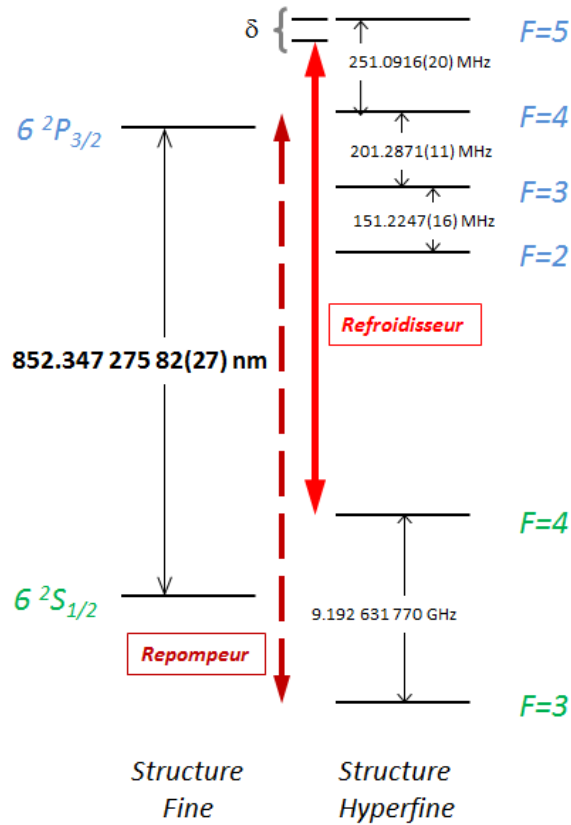


FIGURE 2.4 – Structure fine et hyperfine de la raie D2 du césium ($6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$). Les 2 transitions optiques (piège et repompeur) utilisées pour le PMO-2D sont indiquées. Le piège est décalé vers le rouge de $\delta = -3\Gamma$

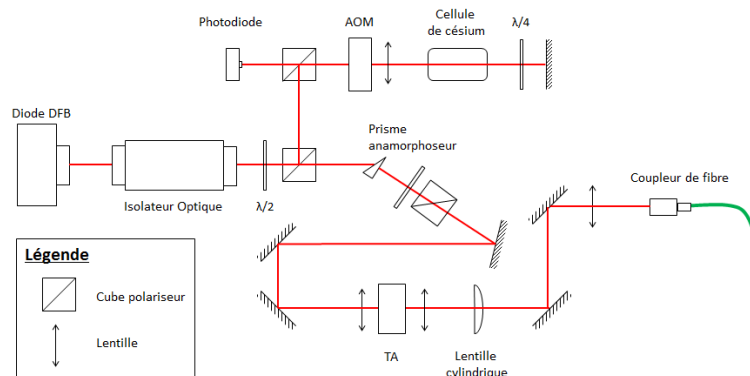


FIGURE 2.5 – Ligne optique du faisceau piège.

Pour le refroidissement, la puissance laser nécessaire est d'environ 150 mW pour les deux axes (75 mW par axe ensuite divisé en trois zones soit 25 mW par zone, et axe, d'une zone). Les faisceaux étant amenés par fibre optique et en prenant une valeur de couplage plutôt conservatrice de 50%, il nous faut donc environ 300 mW de puissance laser à 852 nm pour le refroidissement. A cette longueur d'onde, il existe des diodes dites « DFB » (pour « Distributed FeedBack ») peu coûteuses et qui délivrent entre 100-150 mW de puissance avec une largeur de raie de 1 MHz (il existe maintenant des diodes « DBR », « Distributed Bragg Reflector » qui délivrent 300 mW). Afin d'obtenir la puissance laser nécessaire, le faisceau laser est injecté dans un amplificateur de type « Tapered Amplifier » (TA). Avec les modèles les plus récents, en injectant typiquement 10 mW, un TA peut fournir de 500mW à 2W en sortie à la fréquence du laser injecté. Un tel montage, diode DFB injecté dans un TA est appelé MOPA pour « Master Oscillator Power Amplifier ». C'est cette configuration que nous utilisons. Nous avons tester différents TA et développer notre propre monture. Ceci est développé plus loin.

Pour le repompage, la puissance nécessaire est plus faible, environ quelques milliwatts au total, nous utilisons donc juste une diode DFB seule qui est largement suffisante.

Afin d'asservir les deux lasers, nous utilisons la méthode classique d'absorption saturée. Dans le cas du faisceau piège, le décalage nécessaire par rapport à la transition est obtenue par l'utilisation d'un modulateur acousto-optique (voir figure 2.5). Il décale la fréquence du laser de $f \simeq 118$ MHz par rapport au cross-over $4 \rightarrow 5 \times 4 \rightarrow 4$ observé sur l'absorption saturée. En effet, il n'est pas possible de s'asservir directement sur la transition $4 \rightarrow 5$ et de se décaler de 7 MHz car le modulateur n'est pas efficace à cette fréquence.

Tapered Amplifier ou amplificateur optique évasé

Un tapered amplifieur, ou amplificateur évasé, est une diode utilisée comme amplificateur d'un laser injecté. Le mode sortant possède les caractéristiques spectrales du mode

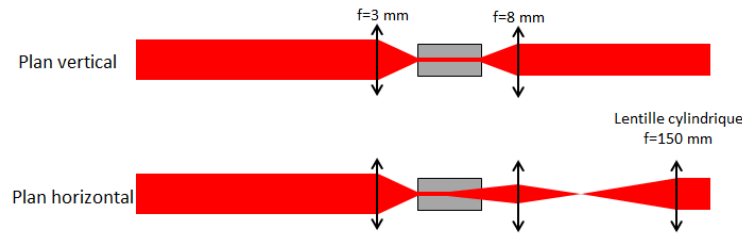


FIGURE 2.6 – Mode laser injecté dans un TA et collimaté, représenté dans le plan horizontal et vertical.

injecté. Un TA est alimenté par un courant de quelques ampères qui fournissent l'énergie nécessaire à l'amplification du mode injecté. Lorsqu'il est alimenté sans être injecté, il émet du rayonnement spontané (plusieurs dizaines de mW). La température de la diode augmente alors également car, s'il n'est pas injecté, l'énergie fournie se dissipe principalement dans le matériau. Un TA ne doit donc pas resté alimenté sans être injecté trop longtemps.

La partie active de la diode d'un TA fait typiquement quelques millimètres de long selon l'axe de propagation du mode injecté. La section dans laquelle se propage le mode laser fait quelques μm^2 en face arrière où le laser est injecté. La particularité d'un TA est que cette section s'élargit dans le plan horizontal après typiquement 1 mm dans l'axe du faisceau alors qu'elle reste constante dans le plan vertical (voir la figure 2.6). Cette géométrie évasée (« tapered ») permet de bénéficier au mieux de l'effet d'amplification du milieu avant d'atteindre une intensité laser critique dans le matériau de la diode. Du fait de cette géométrie particulière, le mode de sortie possède un fort astigmatisme. Il diffracte très fortement dans le plan vertical et moins dans le plan horizontal.

Sur la figure 2.6 est représenté dans les deux plans un exemple de montage optique réalisé pour l'injection d'un TA et la collimation du mode de sortie. Le positionnement des deux lentilles les plus proches de la diode en entrée et en sortie est extrêmement délicat.

La lentille d'entrée sert à injecter un mode collimaté dans le TA or la zone active ne fait que quelques μm . La lentille est donc de très courte focale et placée à distance focale de la diode (3 mm). L'alignement est crucial pour une bonne amplification. Le réglage de cette lentille est donc important pour un bon fonctionnement du TA.

En sortie, le mode étant très divergent, la première lentille après le TA a pour rôle de collecter le mode de sortie le plus efficacement possible et de le collimater dans le plan vertical (axe le plus divergent). Elle est donc également de très courte focale, de grande ouverture numérique idéalement, et placée à très courte distance de la diode. Une lentille cylindrique est ensuite nécessaire pour corriger l'astigmatisme en collimatant le faisceau dans le plan horizontal. Le soin apporté au réglage de la collimation est crucial car l'on doit coupler ce mode dans une fibre par la suite et donc reformer un mode gaussien. L'efficacité typique de couplage que nous avons atteint est 50%. En théorie, les

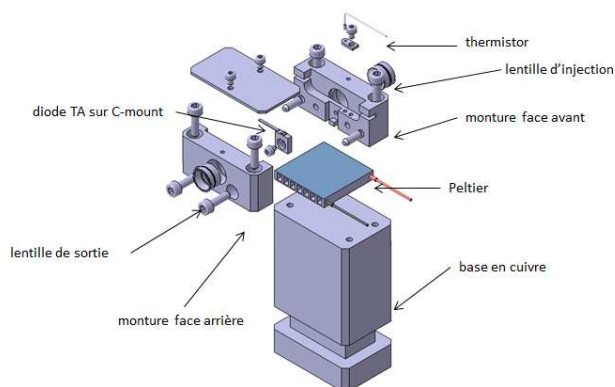


FIGURE 2.7 – Monture pour diode TA conçue et réalisée au LAC. Elle est composée de trois blocs en cuivre découpés dans la masse : une base en cuivre et deux blocs face avant et face arrière.

constructeur de TA propose des solutions de couplage en fibre de 80% mais nous n'avons pas réussi à obtenir ce résultat.

Nous avons choisi de développer notre propre monture pour TA au laboratoire pour des raisons économiques. Sur la figure 2.7 sont présentées les images CAO de la monture créée au LAC. Il y a un élément de base en cuivre qui sert de support et de réservoir de chaleur. Un Peltier est placé sur cette base et au dessus est montée la monture contenant la diode proprement dite qui est refroidie. La monture est divisée en 2 blocs, face avant et face arrière, accueillant la diode (sur une monture C), les deux lentilles d'entrée et de sortie et un thermistor.

Pour les lentilles, le choix avait été fait pour un montage simple de les visser directement dans les blocs (position transverse fixe et variable longitudinalement). Idéalement, la lentille est parfaitement centrée sur l'axe du mode du TA et l'on adapte la focale des deux lentilles avec le pas de vis. Cependant le centrage s'est avéré insuffisant à cause d'une tolérance mécanique trop grande. Cela a eu pour effet un mauvais alignement des lentilles et de la diode. Nous avons pu cependant faire des réglages manuels sur la position relative des blocs en utilisant les jeux de l'assemblage.

Un des défauts des TA est leur sensibilité au feedback. Il est obligatoire d'utiliser un isolateur optique en sortie car le feedback revenant dans le TA est alors amplifié et la forme évasé tend dans ce sens à augmenter l'intensité laser conduisant à son endommagement si l'intensité critique (relativement faible) est atteinte comme nous avons malheureusement pu le vérifier.

Au cours de ma thèse nous avons eu l'occasion de tester différents modèles de TA (m2K Laser, Eagleyard Photonics et Thorlabs). La qualité du mode de sortie peut varier selon les modèles mais n'est pas forcément reproductible pour un même modèle. Il n'est pas ressorti de meilleurs modèle dans l'absolu.

Le développement des TA fibrés étant actif, nous nous sommes procurés un TA Thorlabs couplé en entrée ce qui simplifie la procédure d'injection du TA cela revient à injecter une fibre ce qui est beaucoup plus simple. Sur le modèle que nous avons eu, le mode de sortie était particulièrement laid ce qui a rendu le couplage très difficile pour ce modèle (10-20%). Toutefois cela était peut être dû à un modèle défectueux car pour d'autres TA du même modèle, le mode était meilleur (selon des collègues ayant tester le même modèle).

Notons enfin que l'injection d'un TA n'est pas l'étape la plus délicate à réaliser. La mise en forme du faisceau de sortie s'avère en fait l'étape la plus compliquée. Il existe maintenant des TA fibrés en entrée et en sortie (m2K Laser, modèle m2k-TA-0976-AM2). Les TA fibrés se développent fortement et sont une source laser puissante et intéressante bien que plus chers que les version non fibrées.

Couplage en fibre vers le PMO

L'avantage du PMO fibré que nous utilisons est la possibilité de séparer la table optique du PMO. En terme de portabilité de la future source d'électrons, ceci est un avantage.

Les deux faisceaux, piège et repompeur, doivent cependant être couplés efficacement dans des fibres à maintien de polarisation. Dans un premier temps, nous avons réalisé le montage présenté figure 2.8.a où le faisceau piège après avoir été amplifié par le TA était séparé par un cube polariseur et couplé dans 2 fibres optiques à maintien de polarisation distinctes pour chaque axe du PMO. Le faisceau repompeur n'était envoyé que dans une seule fibre. Cette méthode nécessite un protocole de couplage particulier car les couplage des faisceaux dans les coupleurs sont dépendants les uns des autres. La méthode utilisée est décrite figure 2.8.a : elle est assez pénible lorsque les coupleurs se dérèglent constamment.

Nous avons donc utilisé dans un second temps un système totalement fibré de chez OZ Optics (Fused PM fiber 2x2 splitter, 50/50 split ration on all ports : FUSED-22850-2/125-50/50-3A3A3A3A-3-1-PM) présenté sur la figure 2.8.b. Le faisceau repompeur est couplé dans une entrée, le faisceau piège dans une autre et les deux sorties fournissent un mélange 50%/50% de chaque entrée. L'avantage est que les faisceaux piège et repompeur se couplent indépendamment dans les deux entrées fibrés du système, simplifiant les réglages, et les rapports de puissances en sortie sont fait automatiquement.

2.3 Méthodes de caractérisation du jet atomique par fluorescence

Dans cette section sont décrites les méthodes utilisées pour mesurer expérimentalement les paramètres du jet après la sortie du PMO-2D. Toutes les mesures directes sont

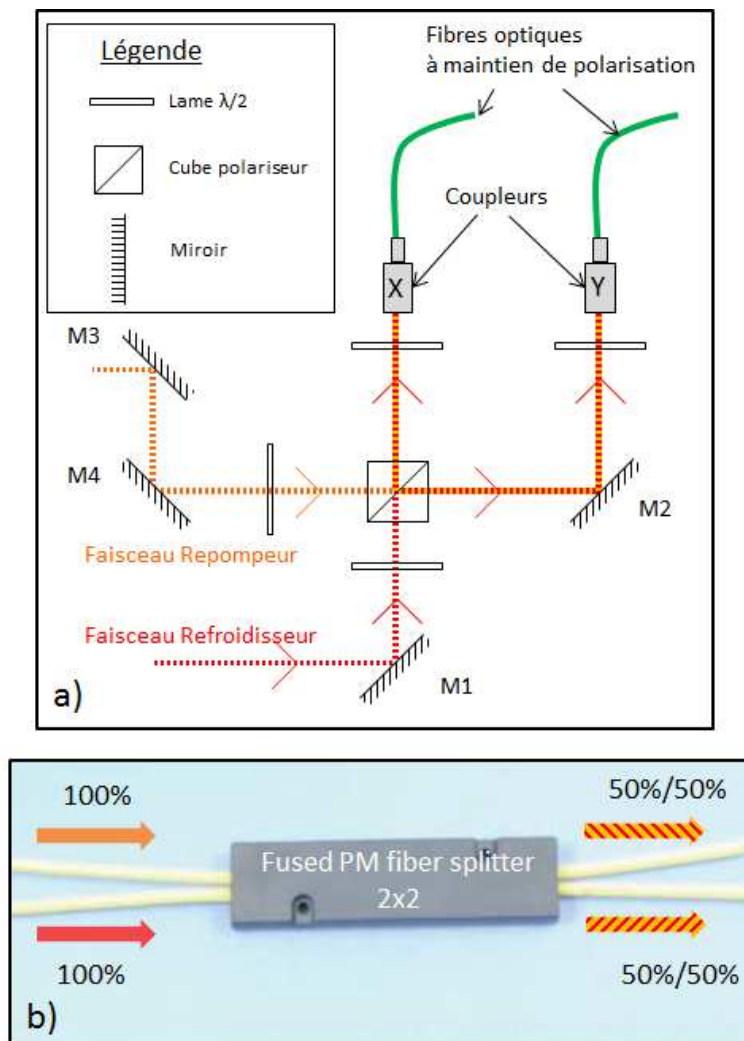


FIGURE 2.8 – a) Méthode de couplage du faisceau piège et du faisceau repompeur à l'aide de lames demi-onde et d'un cube polariseur. L'inconvénient de cette méthode est la nécessité de coupler les faisceaux dans un ordre précis. Ici le faisceau piège est couplé en premier dans le coupleur X en réglant le miroir M1 et le coupleur X. Ensuite, la deuxième partie du faisceau piège est couplée dans la fibre Y en utilisant le miroir M2 et le coupleur Y. Enfin le faisceau repompeur doit être couplé dans le coupleur Y avec les miroirs M3 et M4. A ce niveau, il est en effet difficile de le coupler dans les coupleurs X *et* Y simultanément. b) Utilisation du système fibré. Ici les deux faisceaux sont couplés indépendamment dans les deux entrées fibrées du système de manière classique, c'est à dire en réglant l'injection avec un miroir et le coupleur. L'indépendance du couplage des deux entrées du système simplifie énormément le réglage.

des mesures de la puissance lumineuse de fluorescence émise par les atomes du jet qui sont excités par un laser sonde. L'utilisation de sondes différentes permet de connaître les distributions en densité et en vitesse des atomes du jet comme nous allons l'expliquer. A partir de ces deux distributions, il est alors possible de calculer les grandeurs que l'on souhaite. Dans notre cas, c'est principalement la taille du jet et la vitesse moyenne des atomes qui nous intéressent car elles donnent le flux moyen à une position donnée du jet selon Oz (future zone d'ionisation). En mesurant la taille du jet à différents endroits, on connaîtra également la divergence et la température transverse du jet.

2.3.1 Modèle du jet et paramètres à mesurer

Nous souhaitons connaître les différentes caractéristiques du jet après la sortie du PMO-2D telles que la taille, la divergence, la température transverse, le flux, le profil de vitesse etc... En particulier le flux total nous intéresse et nous détaillons ici comment celui-ci est calculé à partir d'un modèle théorique du jet.

Le flux est défini comme le nombre d'atomes qui traversent une surface par unité de temps :

$$\Phi = \frac{dN}{dt} \quad (2.1)$$

ou comme l'intégrale du vecteur densité de courant sur cette surface Σ :

$$\Phi = \int_{\Sigma} \vec{j} \cdot d\vec{S} \quad (2.2)$$

Le modèle utilisé pour décrire le jet d'atomes est le suivant. Tout d'abord, nous considérons que la fonction de distribution en position et en vitesse des atomes dans le jet est décorélée soit : $f(\vec{r}, \vec{v}) = f'(\vec{r})f''(\vec{v})$. La densité d'atomes est alors $n(\vec{r}) = N f(\vec{r})$.

Nous calculons le flux en utilisant la vitesse moyenne longitudinale qui s'exprime :

$$\bar{v}_z = \int_{-\infty}^{\infty} v_z f(v_z) dv_z \quad (2.3)$$

Considérons le cas où le jet est à symétrie cylindrique et possède une distribution radiale gaussienne que nous écrivons :

$$n(\vec{r}) = n_0 e^{-\frac{(x^2+y^2)}{2\sigma^2}} = n_0 e^{-\frac{\rho^2}{2\sigma^2}} \quad (2.4)$$

où $\rho^2 = x^2 + y^2$.

Alors, en intégrant :

$$\Phi = 2\pi\sigma^2 n_0 \overline{v_z} \quad (2.5)$$

Nous allons donc mesurer les profils de densité transverse $n(\rho)$ et de vitesse longitudinal $f(v_z)$ et en extraire les paramètres principaux n_0 , σ , ainsi que $\overline{v_z}$.

2.3.2 Dispositif expérimental de la détection

Les mesures réalisées sont toutes basées sur la détection de la fluorescence des atomes du jet. Cette fluorescence est provoquée par l'injection d'un faisceau laser, dit sonde, dans le jet d'atomes via différents hublots en aval du PMO-2D. Le schéma de l'expérience est présenté figure 2.9. Les faisceaux sondes sont de faibles intensités pour ne pas perturber le jet. Une sonde peut être asservie sur une des transitions atomiques du césium ou balayée en fréquence autour de celle-ci. Nous utilisons la transition $(6S_{1/2}, F = 4) \rightarrow (6P_{3/2}, F' = 5)$ comme pour le refroidissement. Après le PMO-2D, il n'y a plus de repompeur et les atomes se désexcitent en partie vers le niveau fondamental $(6S_{1/2}, F = 3)$. Nous superposons donc dans nos sondes une partie du faisceau repompeur afin d'améliorer la détection. Selon la mesure effectuée, le faisceau sonde est envoyé dans le jet soit perpendiculairement, soit contre-propageant à celui-ci. Lorsque la sonde est transverse au jet atomique, cela permet de s'affranchir de l'élargissement en fréquence du signal de fluorescence par effet Doppler comme précisé plus loin. Nous avons ainsi réalisé avec des sondes transverses des mesures à deux endroits après le PMO-2D, à 10 cm et à 60 cm. Ceci nous permet de mesurer le profil de densité et la taille du jet à deux positions différentes le long de celui-ci. En particulier, cela donne la divergence du jet atomique. Avec la sonde longitudinale, l'élargissement Doppler est maximal ce qui permet d'observer la distribution de vitesse des atomes du jet atomique.

Afin de collecter la fluorescence, nous utilisons un système constitué d'une lentille et d'une photodiode qui permet de capter les photons émis par les atomes sondés du jet selon un angle solide Ω , défini par la surface de la lentille utilisée et sa distance au centre du jet soit $\Omega \simeq \frac{4\pi r^2}{R^2}$ où r est le rayon de la lentille et R , sa distance au jet. La surface de la photodiode et le système optique de collection associé permettent de capter la fluorescence émise par un ensemble d'atomes situés à différentes positions dans le jet. C'est ce que l'on appelle la profondeur de champ de notre système. Il est important d'en tenir compte car l'on souhaite détecter tous les photons de fluorescence émis dans toute la zone traversée par le faisceau sonde. Nous avons vérifié que c'était le cas : notre système permet a priori de détecter l'ensemble des atomes fluorescents. La photodiode a été préalablement étalonnée par comparaison avec un mesureur de puissance, ce qui permet de connaître la puissance lumineuse captée par la diode.

2.3.3 Mesure du profil de densité transverse du jet

Pour mesurer le profil de densité du jet, nous envoyons un faisceau sonde de petite taille perpendiculairement dans le jet atomique (voir figure 2.9) et asservi sur la transition

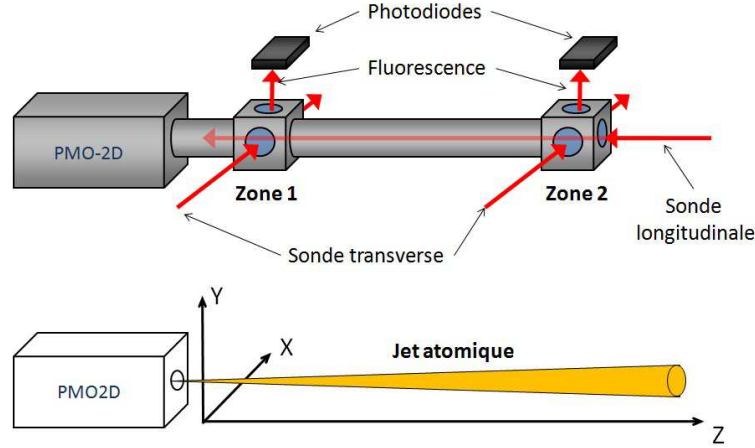


FIGURE 2.9 – Schéma de l'expérience de détection de la fluorescence induite par les différentes sondes. En haut est présenté un schéma de l'enceinte avec les deux zones de détection qui sont situées respectivement à 10 cm et 60 cm de la sortie du PMO-2D. Deux types de sondes sont utilisées pour caractériser le jet par fluorescence : sonde transverse pour les mesures de densité atomique et sonde longitudinale pour les mesures de vitesse. Les photodiodes sont schématisées sans les lentilles de collection de la fluorescence. En bas est simplement présenté une image du jet et de sa divergence à l'intérieur de la chambre.

$(6S_{1/2}, F = 4) \rightarrow (6P_{3/2}, F' = 5)$. A la sortie du PMO-2D, les atomes sont rapidement dépompés sur le niveau $(6S_{1/2}, F = 3)$, nous injectons donc avec la sonde le laser repompneur afin d'améliorer le signal détecté. En balayant spatialement le faisceau sonde selon l'axe Oy , nous mesurons à chaque position la fluorescence émise par les atomes sondés. Nous obtenons ainsi un profil de fluorescence correspondant à une coupe transverse du jet d'atomes et que l'on va relier aux paramètres du jet. Pour cela, nous utilisons une formule qui nous donne le nombre de photons émis par seconde par un atome soumis à une intensité lumineuse I à la fréquence ω (formule F.20 issue de [52]) :

$$R(\omega) = \frac{\Gamma}{2} C_1^2 \frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + 4\left(\frac{\omega - \omega_0}{\Gamma}\right)^2 + C_2^2 \frac{I}{I_{sat}}} \quad (2.6)$$

ω_0 est la pulsation de la transition atomique excitée et Γ est la largeur naturelle de cette transition. Les coefficients C_1 et C_2 , proches de 1 [53], représentent l'effet moyen des coefficients de Clebsch-Gordan tenant compte du fait qu'il ne s'agisse pas d'un système fermé à 2 niveaux. L'intensité de saturation I_{sat} est liée à la transition optique de l'atome et définie par :

$$I_{sat} = \frac{\hbar \Gamma \omega_0^3}{12\pi c^2} \quad (2.7)$$

Le rapport Ω_{Rabi} peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{I}{I_{sat}} = 2 \left(\frac{\Omega_{Rabi}}{\Gamma} \right)^2 \quad (2.8)$$

où Ω_{Rabi} qui dépend de la transition atomique et du champ laser tel que :

Ω_{Rabi} est la pulsation de Rabi :

$$\Omega_{Rabi} = \frac{-d_0 E_0}{\hbar} \quad (2.9)$$

d_0 est le dipôle électrique de la transition atomique et E_0 le champ électrique.

L'équation (2.6) tient compte du décalage entre la fréquence du laser et de la fréquence de résonance de l'atome excité $\omega - \omega_0$. En théorie, il faut donc considérer la largeur spectrale de la fluorescence issue de différentes causes d'élargissements :

- la largeur naturelle de la transition $(6S_{1/2}, F = 4) \rightarrow (6P_{3/2}, F' = 5)$ du césium :

$$\Gamma = 2\pi \times (5,234 \text{ MHz})$$

- la largeur spectrale du laser sonde utilisé (une diode DFB) :

$$\Delta\omega_{laser} \simeq 2\pi \times (2 \text{ MHz})$$

- l'élargissement de la raie dû à la puissance du laser sonde, cette formule inclue alors la largeur naturelle :

$$\Delta\omega_{puissance} = \Gamma \sqrt{1 + \frac{I}{I_{sat}}}$$

- l'élargissement inhomogène par effet Doppler de la raie dû à la distribution en vitesse des atomes du jet. A l'équilibre thermodynamique, en considérant une distribution des vitesses de Maxwell-Boltzmann, on a :

$$\Delta\omega_{doppler} = \sqrt{\frac{k_B T}{m_{Cs}}} \frac{\omega_0}{c}$$

L'élargissement par effet Doppler ne fait intervenir que la distribution en vitesse des atomes selon l'axe de la sonde. Or celle-ci est envoyée perpendiculairement dans le jet atomique qui est refroidi transversalement à environ $T = 125 \mu\text{K}$ (c'est la température limite du refroidissement Doppler du césium). Pour $T = 125 \mu\text{K}$, l'élargissement Doppler

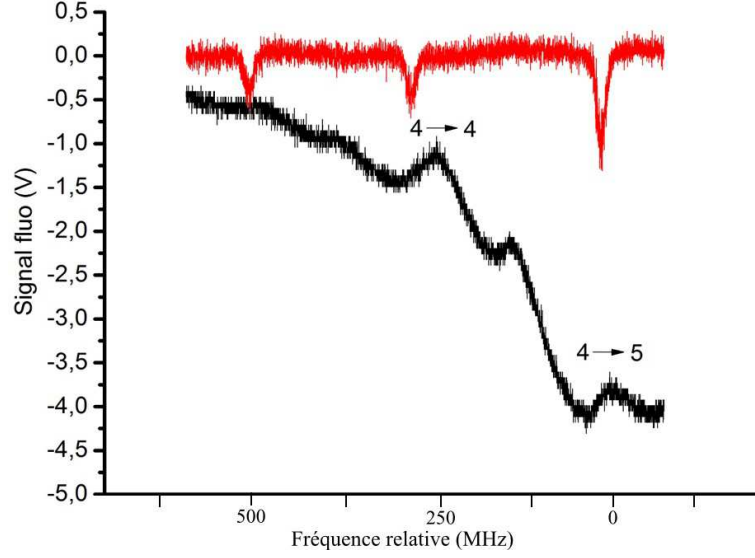


FIGURE 2.10 – En rouge et en haut, signal de fluorescence obtenu avec la sonde transverse. On observe 3 pics correspondant aux trois transitions possibles depuis le niveau fondamental : $(6S_{1/2}, F = 4) \rightarrow (6S_{3/2}, F' = \{3, 4, 5\})$. En noir et en bas, le signal d'absorption saturée sur lequel l'on peut observer 5 pics. Il y a les trois pics des transitions $F = 4 \rightarrow F = \{3, 4, 5\}$ et les deux pics intermédiaires sont les cross-overs : $(4 \rightarrow 5 \times 4 \rightarrow 4)$ et $(4 \rightarrow 4 \times 4 \rightarrow 3)$. Figure issue de [48].

vaut $\Delta\omega_{Doppler} \simeq 2\pi \times (0, 10 \text{ MHz})$, ce qui est 50 fois plus faible que la largeur naturelle de la raie. L'effet Doppler est donc négligeable dans le signal de fluorescence récolté avec une sonde transverse dans le jet refroidi.

Concernant l'élargissement par puissance, notre sonde a une intensité de 5 mW.cm^{-2} ce qui est 5 fois plus grand que l'intensité de saturation ($I_{sat} = 1.1 \text{ mW.cm}^{-2}$). Nous avons en effet dû augmenter la puissance de la sonde pour obtenir un signal de fluorescence mesurable avec notre système. L'élargissement par puissance donne ainsi théoriquement une raie de largeur $\Gamma \simeq 2\pi \times (13 \text{ MHz})$ correspondant environ à la largeur observée.

Au final, nous ne tenons compte que de la fluorescence émise à ω_0 dans l'expression (2.6) :

$$R(\omega_0) = R = \frac{\Gamma}{2} C_1^2 \frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + C_2^2 \frac{I}{I_{sat}}} \quad (2.10)$$

Une autre simplification possible est de considérer le cas où $I \ll I_{sat}$ est très faible, cas non saturé :

$$R_{nonsat}(\omega_0) = \frac{\Gamma}{2} C_1^2 \frac{I}{I_{sat}} \quad (2.11)$$

Cette simplification au cas non saturée n'est pas justifiée expérimentalement : comme nous avons pu le voir plus haut, l'intensité de la sonde est de l'ordre de $5 I_{sat}$. Ceci nous permet cependant de calculer une formule analytique. Nous allons plus loin réintroduire le phénomène de saturation empiriquement.

Nous avons donc le taux de photons émis par un seul atome éclairé par I à la fréquence $\omega = \omega_0$. Le taux total de photons émis par la zone éclairée par la sonde s'exprime en tenant compte de la densité d'atomes et de l'intensité laser soit :

$$\Gamma_{tot} = \int \int \int_{-\infty}^{-\infty} n(x, y, z) R_{non\text{sat}}(I(x, y, z)) dx dy dz \quad (2.12)$$

L'intensité du laser sonde possède un profil radial gaussien que l'on écrit :

$$I(y - y_0, z) = I_0 e^{-\frac{2((y-y_0)^2+z^2)}{w(x)^2}} \quad (2.13)$$

Oz est l'axe de propagation du jet d'atomes et Oy est l'axe selon lequel est déplacé le faisceau sonde. La sonde est donc à une position y_0 pour chaque mesure. On mesure la puissance P_0 et le waist $w = 2\sigma$ du faisceau sonde avant les mesures. Le waist est considéré constant car le faisceau est collimaté et on a $I_0 = \frac{2P_0}{\pi w^2}$. En utilisant le modèle de densité atomique du jet exprimé dans l'équation (2.4), et en notant y_{00} la position du centre du jet, on obtient en intégrant :

$$\Gamma_{tot} = \frac{\Gamma n_0 \pi \frac{3}{2} C_1^2}{\sqrt{2 \frac{1}{w^2 \sigma^2} (\frac{1}{\sigma^2} + \frac{4}{w^2})}} e^{-2 \frac{(y_0 - y_{00}^2)}{w^2 + 4\sigma^2}} \frac{I}{I_{sat}} \quad (2.14)$$

Cette formule correspond à un cas non saturé. On utilise donc la formule suivante où l'on a remplacé empiriquement $\frac{I}{I_{sat}}$ par $\frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + C_2^2 \frac{I}{I_{sat}}}$ soit :

$$\Gamma_{tot} = \frac{\Gamma n_0 \pi \frac{3}{2} C_1^2}{\sqrt{2 \frac{1}{w^2 \sigma^2} (\frac{1}{\sigma^2} + \frac{4}{w^2})}} e^{-2 \frac{(y_0 - y_{00}^2)}{w^2 + 4\sigma^2}} \frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + C_2^2 \frac{I}{I_{sat}}} \quad (2.15)$$

Au final, le signal tension reçu par la photodiode s'écrit sous la forme :

$$V_{photodiode} = \frac{\Omega}{4\pi} \Gamma_{tot} \hbar \omega_0 \alpha_{photodiode} (1 - f_p) \quad (2.16)$$

Ω est l'angle solide de la fluorescence captée. $\alpha_{photodiode}$ est obtenue par l'étalonnage de la photodiode, c'est le coefficient de proportionnalité entre la puissance lumineuse arrivant sur la photodiode et la tension mesurée qui est en W/V. Finalement, f_p est un coefficient introduisant les différentes cause de pertes comme l'absorption des hublots ou l'efficacité de la photodiode. Il est estimé à 20%.

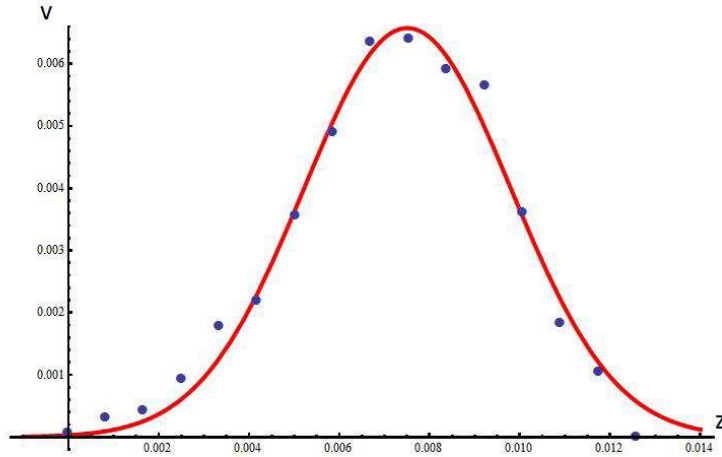


FIGURE 2.11 – Mesures de fluorescences effectuées à différentes positions de la sonde transverse selon Oy et fit lorentzien. La taille fait environ $4\sigma = 10$ mm. Figure issue de [48].

Les différentes mesures de fluorescence réalisées sont ajustées avec ce modèle avec comme paramètres σ et n_0 . Un exemple de mesure est montré sur la figure 2.11.

Nous avons expliqué comment nous mesurons la taille et la densité de notre jet. Pour connaître le flux, nous avons besoin de la vitesse moyenne du jet.

2.3.4 Mesure du profil de vitesse

Afin de connaître le profil de vitesse, nous utilisons l'effet Doppler. Celui-ci se traduit par un décalage entre la pulsation du laser dans le référentiel propre de l'atome (ω') et la pulsation du laser dans le référentiel du laboratoire (ω). Ce décalage dépend de la vitesse de l'atome \vec{v} et du vecteur d'onde du laser \vec{k} tel que : $\omega' = \omega - \vec{k} \cdot \vec{v} = \omega - kv \cos(\theta)$ où θ est l'angle entre le vecteur vitesse de l'atome et le vecteur d'onde de l'atome. La fréquence de résonance d'un atome pour une transition optique donnée est celle dans le référentiel propre.

Les atomes du jet possèdent une distribution de vitesse $f(v)$ que nous voulons connaître. Pour cela, on envoie un faisceau sonde contre propageant ($\theta = 180^\circ$) dans le jet atomique en balayant sa pulsation autour de $\omega_0 = \omega ((6S_{1/2}, F = 4) \rightarrow (6P_{3/2}, F' = 5))$. Chaque atome du jet de vitesse v_z est alors résonnant avec le laser sonde quand : $\omega' = \omega + kv_z$ où ω est la fréquence laser balayée. En captant la fluorescence émise par un certain volume du jet atomique sondé, on obtient ainsi des informations sur le profil de vitesse de ces atomes. La fluorescence captée à une certaine fréquence ω du laser est proportionnelle au nombre d'atomes ayant une vitesse $v_z = \frac{\omega_0 - \omega}{k}$.

On observe sur la figure 2.12 un signal d'absorption saturée en haut et un signal

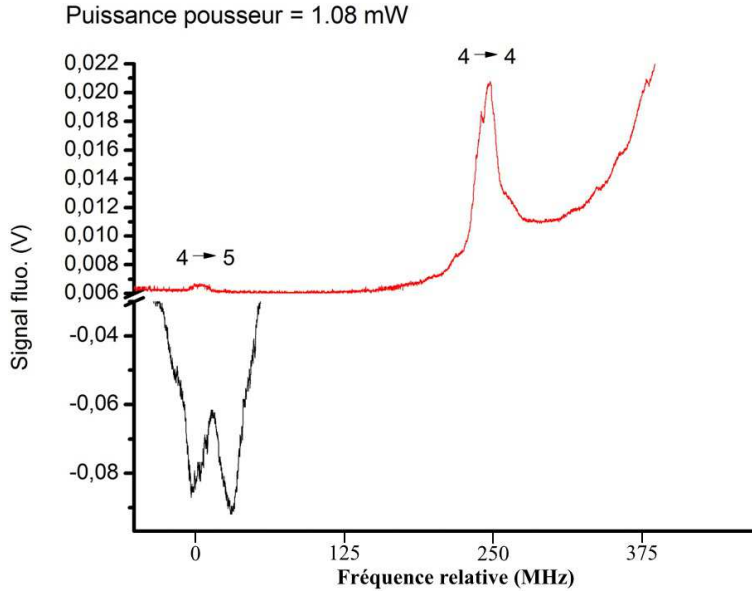


FIGURE 2.12 – En haut, signal d’absorption saturée. En bas, signal de fluorescence détecté avec la sonde longitudinale (pic à 30 MHz) et transverse (pic à 0 MHz). Figure issue de [48].

engendré par la sonde transverse (pic à 0 MHz) et par la sonde longitudinale (pic à 30 MHz) en bas. Le décalage en fréquence du pic de la sonde longitudinale nous donne la vitesse tel que : $v_z = \frac{\Delta\omega}{k}$. Le jet d’atomes sortant du PMO-2D a la particularité de posséder une distribution de vitesses très fine et symétrique comme on peut le voir. Nous prenons donc comme vitesse moyenne la valeur maximum du pic observé. Pour obtenir cette vitesse, nous comparons notre signal de fluorescence avec celui mesuré en même temps par la photodiode de l’absorption saturée. Le laser sonde étant balayé, on se sert du signal d’absorption saturée comme échelle de mesure.

2.4 Mesure des paramètres standard du jet

Pour commencer, nous avons caractérisé le jet dans une configuration « standard » où le laser pousseur est collimaté, d’intensité 3 mW et de waist $w_0 = 1,5$ mm. Les mesures ont été réalisées dans la seconde zone afin de réduire la vapeur parasite. Le pousseur est décalé en fréquence de $\delta = -3\Gamma = -2\pi \times (15$ MHz) comme les faisceaux piège du PMO-2D. En fait, dans cette expérience, nous avons directement utilisé une partie du faisceau piège avant le couplage dans les fibres optiques. Les résultats sont présentés sur la figure 2.13. Nous obtenons les paramètres σ et n_0 par la méthode décrite précédemment. La taille du jet, définie comme 4σ , fait alors en seconde zone 7,7 mm. La vitesse moyenne mesurée est $v_z = 25$ m.s⁻¹. Remarquons ici que nous avons choisi une puissance de pousseur relativement élevée (3 mW). En effet, la vitesse moyenne des atomes du jet

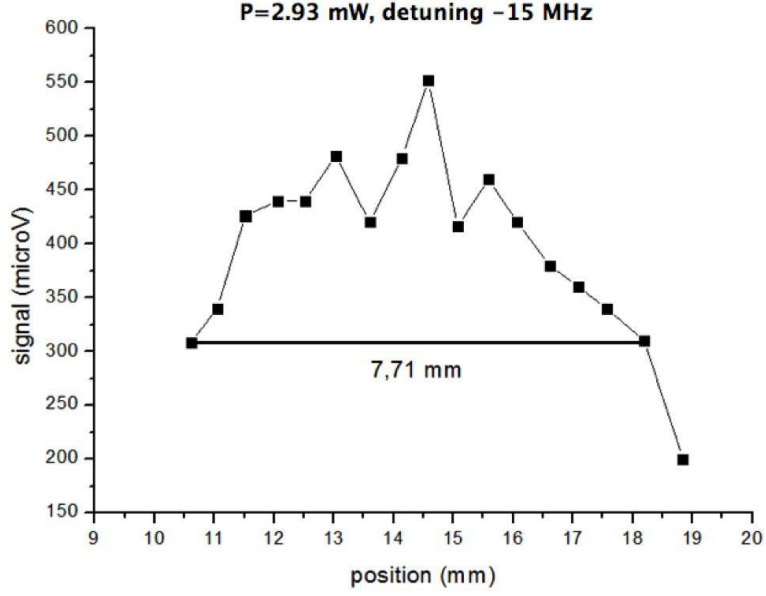


FIGURE 2.13 – Profil de densité réalisé dans la deuxième zone. Figure issue de [48].

augmente avec la puissance du pousseur. Or à 60 cm du PMO, la vitesse du jet doit être suffisamment élevée pour que l'effet de la gravité soit négligeable (à 30 m/s, le jet est décalé vers le bas de 2 mm d'après nos calculs alors qu'à 10 m/s, il est décalé de 2 cm).

La densité \bar{n}_0 estimée par notre modèle nous permet alors de calculer le flux : $\Phi = 2\pi\sigma^2 n_0 \bar{v}_z = 8 \times 10^9 \text{ atomes.s}^{-1}$.

La divergence, calculée à partir de la taille du jet en seconde zone ($4\sigma = 7.7 \text{ mm}$) est $2\theta = 11,2 \text{ mrad}$. Or $\tan \theta = \frac{v_{x \max}}{v_{z \max}}$, ce qui nous permet de déduire la vitesse transverse dans le jet soit $v_{x \max} = 0,14 \text{ m.s}^{-1}$. Pour avoir un ordre de grandeur, cela correspond à une température transverse $T_{Trans} = \frac{m_{Cs} v_{x \max}^2}{k_B} = 313 \mu\text{K}$. Ces valeurs sont supérieures mais proches de la limite Doppler du césium que l'on attend : $v_x \simeq 0,088 \text{ m.s}^{-1}$ avec ($T_{Doppler} = 125 \mu\text{K}$).

Nous avons donc retrouvé les paramètres escomptés avec ce PMO-2D avec le rubidium mais pour le césium, c'est à dire un flux de l'ordre de $10^{10} \text{ atomes.s}^{-1}$ et une température transverse de quelques centaines de microkelvins.

2.5 1^{re} expérience : étude du jet selon la puissance du pousseur.

La divergence du jet après le PMO-2D est trop grande pour les besoins de notre expérience. En effet, la zone d'ionisation est au moins à 10 cm après la sortie du PMO-2D lorsque la chambre d'ionisation est montée. La densité de flux dans la zone d'ionisation

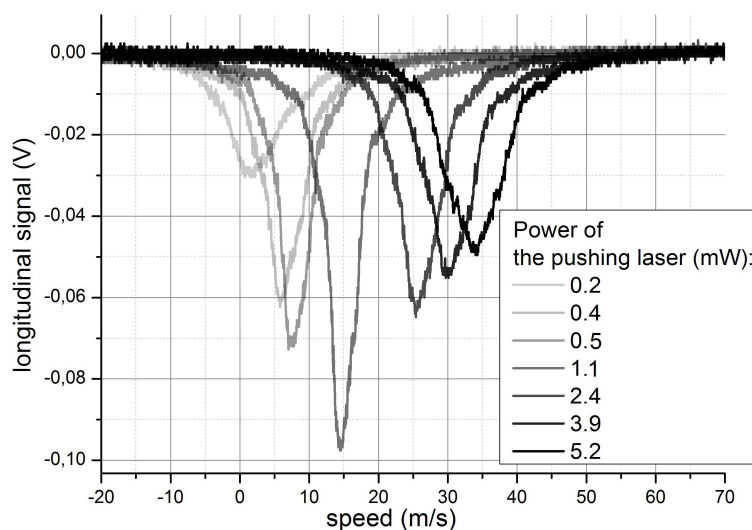


FIGURE 2.14 – Signaux de fluorescence mesurés avec la sonde longitudinale balayé en fréquence pour différentes puissances du laser pousseur. A 1.1 mW, le pic est le plus fin et le plus intense. A plus faible et à plus forte puissance, les pics sont moins intenses et plus larges. Figure issue de [48].

est alors considérablement réduite avec une divergence de $2\theta \simeq 10$ mrad. Nous avons donc voulu optimiser le flux du PMO-2D. Dans un premier temps, nous avons étudié l'influence de la puissance du pousseur sur le flux final. La principale idée de cette expérience est de voir si en augmentant la vitesse longitudinale des atomes du jet, nous réduisons la divergence. En effet, elle s'exprime comme $\theta \simeq \frac{V_{Trans}}{V_{Long}}$. Si V_{Trans} reste constant et V_{Long} augmente, la divergence diminue mécaniquement. Malheureusement, nous allons voir que l'inconvénient est qu'en augmentant V_{Long} (en augmentant la puissance du pousseur), V_{Trans} va augmenter également car le refroidissement dans le PMO-2D devient moins efficace. Il y a deux raisons à cela : les atomes vont plus vite et sont donc refroidis moins longtemps et l'efficacité du refroidissement est concurrencée par la présence du pousseur.

Pour cette expérience, le pousseur reste de même configuration spatiale que précédemment, i.e. collimaté, de waist $w_0 = 1,5$ mm. Nous avons varié la puissance du pousseur entre 0,2 mW et 5,2 mW. Les principaux résultats sont présentés ici.

Les mesures ont été réalisées dans la première zone. Les signaux de fluorescence mesurés avec la sonde longitudinale pour différentes puissances sont présentés figure 2.14. Les vitesses correspondant aux maxima des différents pics sont reportées sur le graphe figure 2.15 (points ronds). Il apparaît tout d'abord que la vitesse moyenne des atomes augmente avec la puissance du pousseur. Cependant, elle sature et atteint une valeur maximale autour de 40 m.s^{-1} . Ceci est cohérent avec la théorie, la force de pression de radiation s'exprimant :

$$F_{pression} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \quad (2.17)$$

où s est le paramètre de saturation qui s'exprime $s = \frac{\frac{\Omega_{Rabi}^2}{2}}{(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} = \frac{I}{I_{sat}} \frac{1}{1 + \frac{4\delta^2}{\Gamma^2}}$. La force de pression de radiation sature lorsque l'on augmente l'intensité laser. Pour indication, l'accélération maximale (i.e. à saturation) est : $a_{max} = \hbar k \frac{\Gamma}{2m} \simeq 60000 \text{ m.s}^{-2}$.

A 1,1 mW, où le signal de fluorescence semble maximal, la largeur en fréquence du pic Δf semble minimale : $\Delta f \simeq 5 \text{ MHz}$. Elle est du même ordre que la largeur naturelle. Comme $\Delta v = \frac{c}{f_0} \Delta f \simeq 4 \text{ m.s}^{-1}$, on peut donc dire que : $\overline{v_z} = 15 \pm 2 \text{ m.s}^{-1}$.

Remarquons que traditionnellement, les jets de PMO-2D sont utilisés afin de charger un PMO-3D. Cela a l'avantage de supprimer de l'environnement du PMO-3D la vapeur d'atomes non refroidis qui détériore celui-ci lorsqu'il est chargé directement à partir d'une vapeur atomique. Afin de charger le PMO 3D le plus efficacement possible, il faut que la vitesse des atomes du jet soit inférieure à la vitesse de capture du PMO ($\sim 20 \text{ m.s}^{-1}$). Les jets issus de PMO-2D sont généralement lents et monocinétiques ce qui correspond bien à leur utilisation classique. Bien que l'aspect monocinétique du jet peut être considéré comme un avantage dans notre cas, une vitesse moyenne trop faible est dommageable pour notre expérience. En effet, nous allons exciter les atomes sur un état de Rydberg. Ces atomes vont voyager dans un gradient de champ croissant et atteindre la valeur de champ à laquelle ils s'ionisent. Ils doivent donc rester excité suffisamment longtemps pour atteindre la valeur du champ d'ionisation. Plus les atomes vont vite, plus ils peuvent parcourir de distance avant de se désexciter. Une vitesse élevée est donc un avantage car cela nous permet plus de souplesse au niveau du profil de champ électrostatique en augmentant la distance possible entre la zone d'excitation et la zone d'ionisation.

De manière générale, la dispersion des vitesses augmente en même temps que la vitesse moyenne des atomes dans le jet. Ceci se retrouve sur nos résultats, la largeur des pics augmente en même temps que l'on augmente la puissance du pousseur et que la vitesse moyenne augmente.

Ceci peut être expliqué en comparant l'expression la force de pression de radiation (2.17) à celle du coefficient de diffusion, permettant de quantifier le réchauffement des atomes, qui peut s'écrire de manière simplifiée [54, 55] :

$$D = \hbar^2 k^2 \Gamma \frac{s}{1+s} \quad (2.18)$$

L'accélération des atomes et leur chauffage par la force de pression de radiation suivent la même évolution en fonction de l'intensité du pousseur.

L'augmentation de la puissance du pousseur fait également apparaître une compétition entre le laser pousseur et les lasers de refroidissements au niveau du paramètre de saturation. Ceci a pour effet un refroidissement moins efficace et par conséquent une

augmentation de la dispersion transverse des vitesses et de la divergence. Un autre aspect est le fait que des atomes trop rapides passent moins de temps dans les zones de refroidissement et sont donc moins bien refroidis. Nous n'avons pas passé plus de temps à interpréter ces résultats mais une simulation a été réalisée et est présentée dans la thèse [48]. La simulation prend en compte les paramètres de saturation des lasers de refroidissements et du laser pousseur dans l'expression de la force de pression de radiation longitudinale (celle qui poussent les atomes). Le modèle est inspiré de [56] et exprime les forces de pression de radiation du pousseur et du refroidissement ainsi :

$$F_{pousseur} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{s_p}{1 + s_+ + s_- + s_p} \quad (2.19)$$

$$F_{refroidissement} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{s_+ + s_-}{1 + s_+ + s_- + s_p} \quad (2.20)$$

où s_p est le paramètre de saturation correspondant au laser pousseur et s_- et s_+ correspondent aux deux lasers contre propageant de refroidissements. Rappelons que :

$$s = \frac{I}{I_{sat}} \frac{1}{1 + 4 \frac{\delta^2}{\Gamma^2}} \quad (2.21)$$

Dans notre expérience, en considérant une seule zone de refroidissement, les paramètres de saturations sont de l'ordre $s_+ = s_- \simeq 0.05$. $s_p \simeq 0.86$ pour un pousseur de 1 mW de 1 mm de rayon.

Sur la figure 2.15, il apparaît que si l'on ne tient pas compte du refroidissement, on surestime la force du pousseur et donc la vitesse finale des atomes alors qu'en en tenant compte, le modèle est bien plus proche de la courbe expérimentale. De même, le pousseur a un effet sur le refroidissement et il apparaît logiquement que le refroidissement est moins efficace lorsque le pousseur est plus puissant.

En résumé, l'augmentation de la puissance du pousseur permet d'augmenter la vitesse du jet jusqu'à saturation mais introduit du chauffage de deux manières : par l'augmentation du taux de diffusion et par une baisse de l'efficacité du refroidissement due à la vitesse des atomes dans le PMO-2D. Pour conclure, en ne variant que la puissance du pousseur, il ne semble pas possible d'améliorer notablement la densité de flux en aval du PMO-2D. Nous pouvons contrôler et augmenter la vitesse longitudinale des atomes jusqu'à saturation mais globalement, la divergence du jet augmente à cause de la baisse d'efficacité du refroidissement. Au contraire, pour de très faibles puissance du pousseur, on ne pousse pas assez et la divergence est trop grande. Il existe un optimum autour de 1 mW.

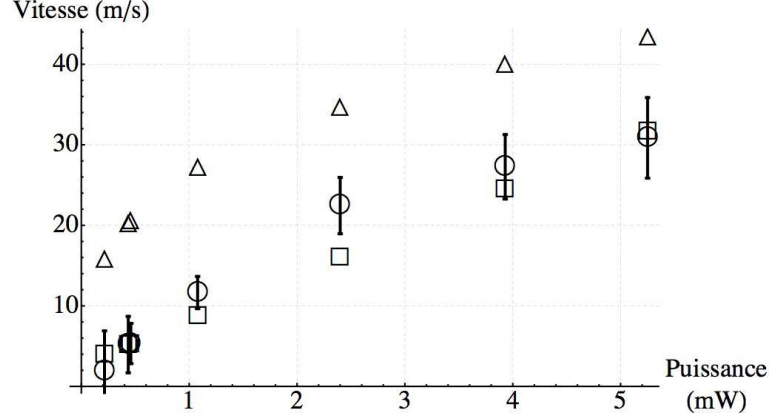


FIGURE 2.15 – Vitesses moyennes des atomes du jet en fonction de la puissance du pousseur. En rond, points expérimentaux issus de la figure 2.14. En triangle, points obtenus par simulation avec le pousseur seul. En carré, points obtenus par simulation en tenant compte du refroidissement. Le laser pousseur est moins efficace à même puissance car il est concurrencé en terme de cycles de fluorescence par les lasers de refroidissement. Figure issue de [48].

2.6 2^e expérience : guidage dipolaire

Jusqu'à maintenant, que ce soit pour pousser les atomes ou les refroidir, le même type de force était utilisé pour agir sur les atomes, la force de pression de radiation résonnante. Dans l'expérience suivante, nous faisons intervenir un autre type de force que la lumière peut exercer sur les atomes, la force dipolaire, qui peut être utilisée pour guider le jet d'atomes [57]. La force de pression de radiation résonnante et la force dipolaire sont en fait deux termes de la même force, la force radiative, issue de l'interaction entre une onde lumineuse et le moment dipolaire électrique d'une transition atomique qui s'exprime :

$$\vec{F} = \langle \hat{D}_\epsilon \rangle \vec{\nabla} (E(\vec{r}, t))_{r_{at}} \quad (2.22)$$

Le dipôle \hat{D}_ϵ s'exprime au point r_{at} car on considère le paquet d'onde localisé. L'état interne de l'atome est en régime stationnaire sous l'effet d'un champ externe :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{\epsilon} \frac{E_0(r)}{2} \exp(i\phi(r)) \exp(-i\omega t) + c.c. \quad (2.23)$$

La valeur moyenne du dipôle s'écrit alors :

$$\langle \hat{D}_\epsilon \rangle = \epsilon_0 \alpha \left[\frac{E_0(r)}{2} \exp(i\phi(r)) \exp(-i\omega t) + c.c. \right] \quad (2.24)$$

avec $\alpha = \alpha' + i\alpha''$ est la polarisabilité de l'atome.

En reportant l'équation (2.24) dans (2.22), on obtient quatre termes dont deux oscillent à 2ω et dont les moyennes sont nulles dans le temps. Il reste deux termes dont la moyenne temporelle est :

$$\vec{F} = \epsilon_0 \alpha' \frac{E_0}{2} \nabla (E_0(\vec{r}))_{rat} + \epsilon_0 \alpha'' \frac{E_0^2}{2} \nabla (\phi(\vec{r}))_{rat} \quad (2.25)$$

Le premier terme est la force dipolaire où apparaît la partie réelle de la polarisabilité. Il dépend du gradient d'intensité du champ laser. Le second terme est la pression de radiation résonnante et dépend du gradient de la phase de l'onde.

Si l'on considère un système à deux niveaux fermés, la force dipolaire s'écrit :

$$\vec{F}_{dipolaire} = \frac{-\hbar(\omega - \omega_0)}{4} \frac{\nabla \Omega_{Rabi}^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\Omega_{Rabi}^2}{2} + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (2.26)$$

C'est une force conservative qui dérive d'un potentiel soit $F_{dipolaire} = -\nabla U_{dipolaire}$ et :

$$U_{dipolaire} = -\hbar \frac{\delta}{2} \log \left(1 + \frac{\frac{\Omega_{Rabi}^2}{2}}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \right) \quad (2.27)$$

où : $\delta = \omega - \omega_0$.

On voit bien dans cette expression qu'il est possible de créer un puits de potentiel pour y confiner ou y piéger des atomes dans l'espace en créant un champ laser possédant un fort gradient. En particulier, on prendra δ négatif (décalage vers le rouge) si l'on veut que les atomes soient attirés vers les zones de fort champ et δ positif pour repousser les atomes. Avec un simple faisceau laser gaussien décalé vers le rouge, les atomes sont donc attirés vers le cœur du faisceau.

La force de pression de radiation quant à elle s'exprime (dans le cas d'une onde plane) :

$$F_{pression} = -\hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{\Omega_{Rabi}^2}{2}}{(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\Omega_{Rabi}^2}{2} + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (2.28)$$

Comme expliqué plus haut, ce sont deux termes d'une même force qui agissent ensemble sur un atome. Expérimentalement cependant, les deux forces sont généralement utilisées séparément.

En effet, si on se place près de la résonance ($\delta \simeq 0$), seule la force de pression de radiation est présente. C'est le cas dans notre PMO-2D et dans les techniques de refroidissement par laser en général qui utilisent la force de pression de radiation résonnante. Il n'est pas nécessaire d'avoir une forte intensité laser pour que cette force soit efficace.

Maintenant, si l'on considère le cas où l'on est très loin de la résonance ($\delta \gg \Omega_{Rabi}$), la force de pression radiative évolue comme $\frac{\Omega_{Rabi}^2}{\delta^2}$ alors que la force dipolaire évolue comme $\frac{\Omega_{Rabi}^2}{\delta}$ faisant de celle-ci le terme dominant. Il est donc possible de n'avoir que la force dipolaire avec un laser gaussien de forte intensité et fortement décalé en fréquence tout en négligeant la force de pression de radiation. Lorsque l'on souhaite créer un piège dipolaire, c'est la configuration recherchée. En effet la force de pression de radiation résonnante va accélérer les particules dans la direction du vecteur d'onde et chauffer les atomes dans toutes les directions de l'espace. La force de pression de radiation est généralement incompatible avec une expérience de piégeage. La profondeur des puits de potentiel de tels piège est de l'ordre du mK, il est donc nécessaire d'avoir des atomes froids afin de charger ces pièges.

Dans notre expérience, nous cherchons à ce que les deux forces soient présentes. A la place du laser pousseur standard est envoyé un laser de forte intensité et fortement décalé en fréquence. Dans un faisceau gaussien collimaté se propageant selon Oz comme celui que nous utilisons, la force de pression de radiation est selon Oz et pousse les atomes tandis que le gradient d'intensité, donc la force dipolaire, est radial. Les atomes sont ainsi piégés au centre du faisceau ($\rho \simeq 0$) et donc guidés. Un laser gaussien peut donc à priori pousser et guider des atomes. Cependant comme expliqué plus haut, les forces dipolaires et de pression de radiation sont généralement utilisées séparément. Afin de les utiliser conjointement avec un même faisceau laser, les paramètres de ce laser doivent être choisis avec soin. Ces paramètres sont le décalage en fréquence et le gradient d'intensité (qui va dépendre de sa puissance et de son waist).

Pour connaître l'expression du potentiel dipolaire en fonction des paramètres expérimentaux du laser, on part de l'expression de la pulsation de Rabi où apparaît l'intensité du laser.

$$\Omega_{Rabi}^2(\vec{r}) = \frac{\Gamma^2}{2} \frac{I(\vec{r})}{I_{sat}} \quad (2.29)$$

Dans notre cas, nous utilisons un faisceau gaussien dont l'intensité se met sous la forme :

$$I(\vec{r}) = I(\rho, z) = \frac{I_0}{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} e^{-\frac{2\rho^2}{w(z)^2}} \quad (2.30)$$

avec $I_0 = \frac{2P_0}{\pi w_0^2}$ où P_0 est la puissance du laser et w_0 le waist minimal du laser. Le waist du laser varie selon z comme $w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}$ où $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ est la longueur de Rayleigh avec λ la longueur d'onde du laser. Au final :

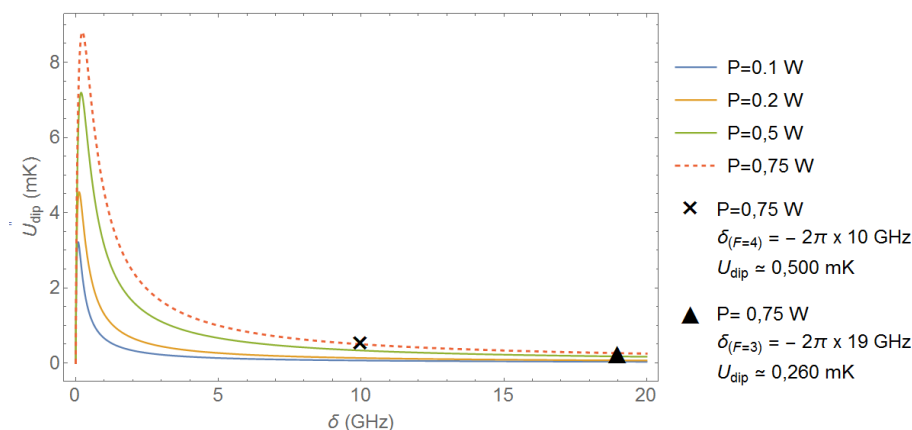


FIGURE 2.16 – Profondeur du puits de potentiel dipolaire en fonction du décalage en fréquence pour 5 puissances (de 100 à 750 mW). Le laser est gaussien et collimaté de waist $w_0 = 1,2$ mm. Dans notre expérience, le laser fait 750 mW de puissance (ligne pointillée) et a un décalage de fréquence de -10 GHz par rapport à la transition du faisceau piège. Les atomes dans le niveau fondamental $6S_{1/2}$, $F = 3$ sont donc décalés de -19 GHz au total.

$$\Omega_{Rabi}^2 = \frac{\Gamma^2 I_0}{2I_{sat}} \frac{1}{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} e^{-\frac{2\rho^2}{w(z)^2}} \quad (2.31)$$

En utilisant l'équation (2.31) dans (2.27), on obtient alors une expression du potentiel dépendant de I_0 , ρ , z , w_0 et δ que nous utilisons pour modéliser le guide dipolaire et choisir les paramètres du laser.

Sur la figure 2.16 est représenté en fonction du décalage en fréquence δ la profondeur du puits de potentiel pour différentes puissances du laser. Comme on peut le voir, le fait de se décaler loin de la transition (pour réduire la force de pression) réduit la profondeur du puits d'où la nécessité d'avoir des lasers de forte intensité pour que ces puits soient suffisamment profonds.

Pour notre expérience, une des difficultés du choix des paramètres est que l'on souhaite, par rapport à un guide dipolaire classique ($\delta \gg \Omega_{Rabi}^2$), qu'il y ait une composante de force de pression de radiation résonnante suffisante afin de pousser les atomes. Cette force ne doit pas non plus être trop grande (δ trop faible) à priori afin de minimiser le chauffage. Le choix du waist, de la puissance et du décalage en fréquence doit tenir compte de cela.

Pour un waist et une puissance donnée, le décalage en fréquence doit permettre d'avoir au sein du PMO une force de pression de radiation suffisante pour former le jet. Cependant, elle aura aussi tendance à chauffer les atomes. Or le refroidissement du PMO-2D tempère le chauffage ce qui est un avantage. Un autre avantage est qu'à la sortie du

PMO-2D les atomes ne sont plus repompés et retombent donc majoritairement sur le niveau fondamental ($6S_{1/2}, F = 3$). Un décalage de -9 GHz (écart entre les niveaux ($6S_{1/2}, F = 3$) et ($6S_{1/2}, F = 4$)) s'ajoute alors au décalage en fréquence initial pour des atomes du PMO-2D dans l'état ($6S_{1/2}, F = 4$). Par conséquent, après le PMO-2D, les atomes sont beaucoup moins chauffés (et accessoirement accélérés) alors que la force dipolaire, bien que réduite, demeure efficace. Bien sûr ceci est une vision simplifiée, il faudrait tenir compte en particulier du temps moyen passé par les atomes entre les 2 niveaux hyperfin fondamentaux ($6P_{1/2}, F = 3$) et ($6P_{1/2}, F = 4$). Une étude simple a été faite dans ce sens dans [48].

Un premier calcul des ordres de grandeurs des force de pression de radiation et dipolaire nous à permis de choisir un décalage initial pour notre expérience par rapport à la transition $\delta(6P_{1/2}, F = 4 \rightarrow 6P_{3/2}, F' = 5)$ de -10 GHz que nous noterons simplement $\delta_{(F=4)}$.

2.6.1 Guide dipolaire collimaté

Dans une première expérience de guidage, nous envoyons donc à la place du laser pousseur standard, un faisceau laser collimaté (de longueur de Rayleigh $z_R = 5$ m) de waist 1.2 mm, de puissance 750 mW, et décalé en fréquence de $\delta_{(F=4)} = -2\pi \times (10 \text{ GHz})$. Le piège est globalement invariant sur la longueur du jet étudié (voir la figure 2.17), ce qui simplifie l'expérience dans un premier temps. Le puits de potentiel vus par les atomes possède alors une profondeur d'environ 500 μK dans le PMO-2D ($\delta_{(F=4)} = -2\pi \times (10 \text{ GHz})$) et de 260 μK après celui-ci ($\delta_{(F=3)} = -2\pi \times (19 \text{ GHz})$) comme on peut le voir sur la figure 2.16. Avec une température (transverse) de 125 μK , les atomes du PMO-2D sont donc à priori bien piégés dans notre guide dipolaire (voir figure 2.16).

Une fois le guide mis en place (utilisation d'un laser Ti-Saph allant jusqu'à 750 mW), nous avons d'abord mesuré un profil de densité du jet dans la seconde zone de détection (à 60 cm après le PMO-2D). Les résultats sont présentées sur la figure 2.18. Le jet est bien plus petit qu'avec le pousseur standard, 2 mm environ (en tronquant la queue) contre 7,7 mm. Ceci prouve que nous réussissons à créer et à charger le guide dipolaire. On remarque également une queue de la distribution des atomes vers le bas. Ceci s'explique par un élément que nous avons ignoré jusque là : la gravité. En effet, le potentiel de gravité $U_{grav} = -mgy$ vient s'ajouter au potentiel dipolaire U_{dip} . Le potentiel résultant est alors déformé selon l'axe vertical dans le laboratoire et la barrière de potentiel est abaissée dans une direction (Oy négatif, en bas). Le puits est donc moins efficace. Il est profond de 256 μK pour $F=4$ et 70 μK pour $F=3$. L'effet est cependant moins gênant pour le piège lorsque le puits est plus profond comme illustré sur la figure 2.19.

Des mesures pour étudier l'effet du décalage en fréquence du laser (en conservant les paramètres de focalisation et de puissance précédents) sur la taille et la vitesse moyenne du jet en seconde zone ont également été réalisées. Les résultats sont présentés figures 2.20 et 2.21.

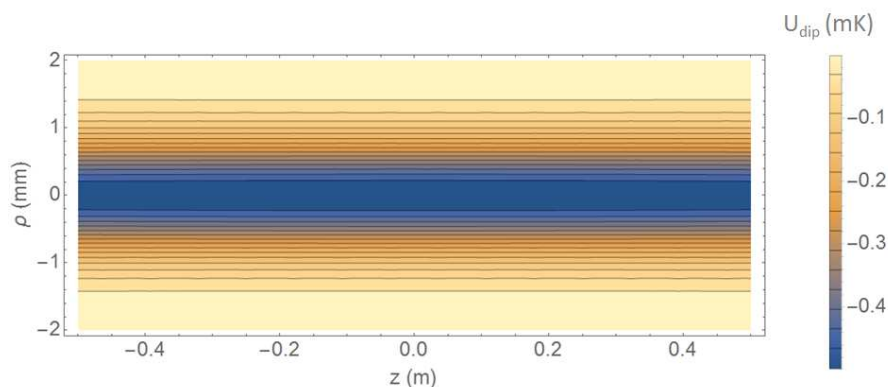


FIGURE 2.17 – Potentiel dipolaire avec le laser collimaté ($w_0 = 1.2$ mm, $\Delta f_{laser} = -10$ GHz, $P_{laser} = 0.75$ W) en fonction de z et ρ . Le guide est quasiment invariant selon Oz entre le PMO-2D et la deuxième zone de détection. Le puits est profond de 0.499 mK pour des atomes sur le niveau $F = 4$ (sans la gravité). Pour des atomes sur le niveau $F = 3$, le guide est de 0.263 mK.

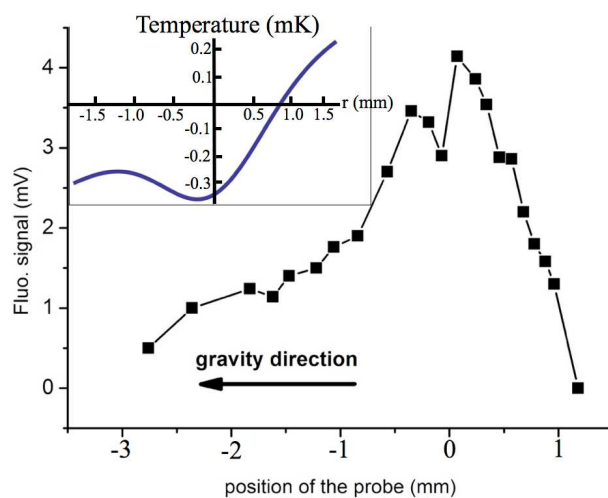


FIGURE 2.18 – Profil de densité réalisé avec une sonde transverse dans la seconde zone dans la configuration pousseur guideur collimaté ($w_0 = 1.2$ mm, $\Delta f_{laser} = -10$ GHz, $P_{laser} = 0.75$ W). On observe nettement l'effet de la gravité. En haut à gauche est représenté le puits de potentiel dipolaire avec la gravité. Le maximum local à -1 mm correspond à la limite du piège. Figure issue de l'article [58].

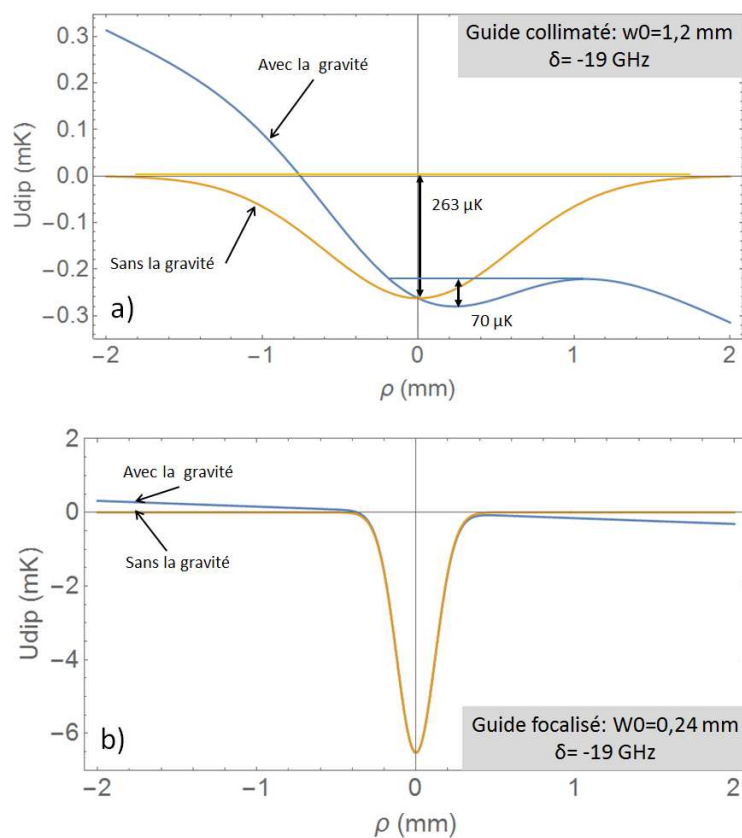


FIGURE 2.19 – Effet du potentiel de gravité sur le potentiel dipolaire dans deux cas. En haut, le laser est collimaté correspondant à notre 1^{re} expérience, et le puits est peu profond : la gravité perturbe fortement le piège. En bas, le laser focalisé, correspondant à notre 2^e expérience, et le puits est profond : la gravité ne perturbe pas le piège. La puissance du laser dans les 2 cas est 0,75 W.

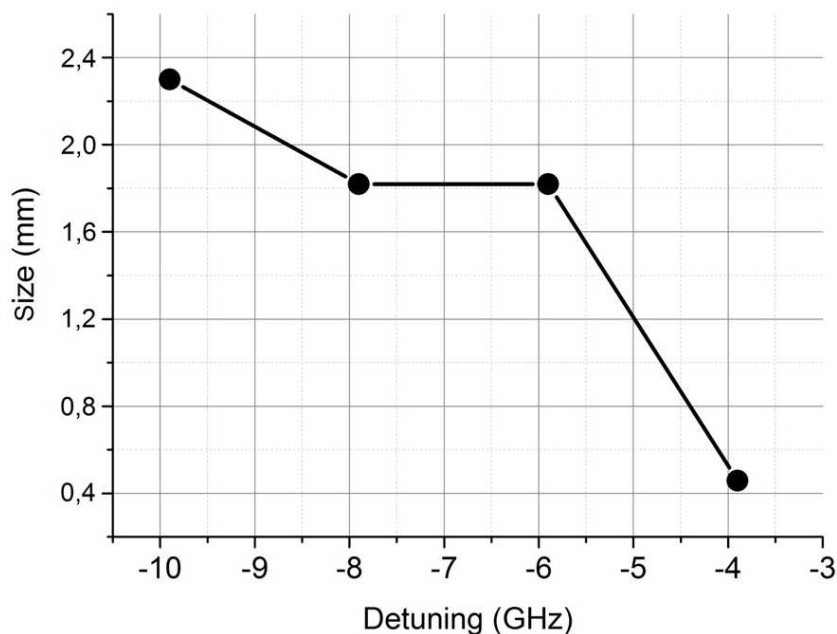


FIGURE 2.20 – Taille du jet en seconde zone en fonction du detuning. Paramètres laser : ($P = 750$ mW et $w_0 = 1.2$ mm). Figure issue de l'article [58].

Nous observons que lorsque le décalage en fréquence diminue, la taille du jet diminue (figure 2.20). Ceci s'explique par le fait que le piège dipolaire devient de plus en plus profond lorsque le décalage en fréquence diminue (l'effet de la gravité sur la profondeur du puits devient moins important également) (figure 2.22). Les atomes sont alors piégés plus efficacement au fond du puits et la taille du jet guidé diminue. On peut remarquer encore que, quelque soit le décalage en fréquence, le jet ne fait pas plus de 2.4 mm et descend même à 0.5 mm lorsque le piège est le plus fort, ce qui est toujours très inférieur à celle du jet non guidé (7,7 mm).

La vitesse moyenne des atomes quand à elle augmente lorsque le décalage en fréquence diminue (figure 2.21). Ceci est en accord avec la théorie, la force de pression de radiation résonnante devenant plus importante.

Notre premier choix de paramètres ne tenait pas compte de la gravité et l'on voit bien que la hauteur du puits est en réalité trop faible ($\sim 70 \mu\text{K}$). Si l'on rajoute à cela le fait que les atomes sont chauffés, l'efficacité du guide est mauvaise et en effet les signaux de fluorescence détectés sont très faibles. Nous n'avons donc pas cherché à mesurer la densité et le flux dans cette configuration et sommes passé à un autre choix de paramètres laser.

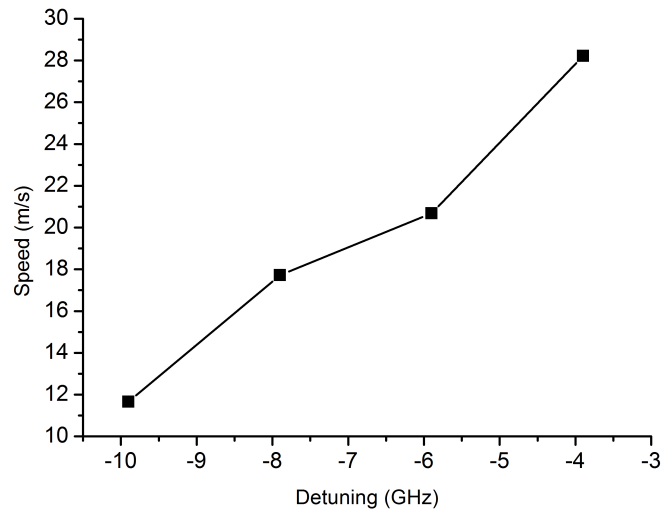


FIGURE 2.21 – Vitesse moyenne en seconde zone en fonction du detuning. Paramètres laser : ($P = 750$ mW et $w_0 = 1.2$ mm). Figure issue de l'article [58].

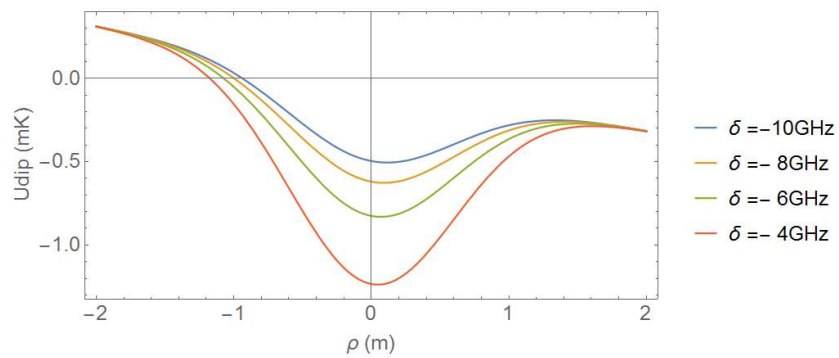


FIGURE 2.22 – Puits de potentiel selon ρ en seconde zone pour les différents décalages en fréquence du laser pousseur correspondant aux figures 2.20 et 2.21.

2.6.2 Guide dipolaire focalisé

Il serait possible d'augmenter la profondeur du puits en augmentant l'intensité laser ou le décalage en fréquence. Cependant, dans les deux cas, le chauffage des atomes augmenterait aussi. Une autre possibilité que nous avons appliquée est de focaliser le laser après le PMO-2D. De cette manière, l'intensité laser au niveau du PMO-2D reste acceptable vis à vis du chauffage dans la zone où cela joue le plus, i.e. dans le PMO-2D (où les atomes sont sur le niveau ($6P_{1/2}, F = 4$)), et augmente progressivement selon Oz , guidant de plus en plus efficacement les atomes. La focalisation du laser permet aussi de guider le jet tout en le « compressant ». Idéalement, cela permet de pouvoir régler la taille du jet atomique au niveau de la future zone d'ionisation en choisissant la position et la taille du waist du laser. Il est toutefois important de s'assurer que les atomes chargés au niveau du PMO-2D restent tous piégés (ou avec un minimum de pertes) dans le guide jusqu'au point d'ionisation.

Nous avons maintenant réglé le laser pousseur afin qu'il soit focalisé en aval du PMO entre les deux zones de détection. Il possède un waist de 0.24 mm au point de focalisation soit 20 cm après la première zone et 30 cm avant la deuxième zone. La longueur de Rayleigh est de 21 cm. L'évolution du puits de potentiel dans cette configuration est représentée sur le figure 2.23 et l'on peut observer l'évolution du puits de potentiel selon l'axe du jet et du faisceau. La profondeur du puits est liée à l'intensité lumineuse locale. Selon l'axe Oz , la profondeur du puits devient de plus en plus grande lorsque l'on se rapproche du point focale puis diminue après l'avoir dépasser.

Afin de s'assurer que les atomes piégés au niveau du PMO-2D le restent au fur et à mesure de leur propagation, il faut s'assurer que le puits de potentiel ne varie pas trop brusquement, il y a une condition d'adiabaticité que l'on peut exprimer ainsi [59] :

$$\frac{1}{\omega} \frac{d\omega}{dt} \ll \omega \quad (2.32)$$

où ω est ici la fréquence d'oscillation d'un atome dans le puits de potentiel que l'on peut exprimer ainsi :

$$\omega(z) = -\sqrt{\frac{k_B T}{m w(z)^2}} \quad (2.33)$$

Les atomes se déplaçant dans le guide avec une vitesse \bar{v}_z , (2.32) s'écrit :

$$-\bar{v}_z \frac{dw(z)}{dz} \sqrt{\frac{m}{2k_B T}} \ll 1 \quad (2.34)$$

Cette inégalité traduit le fait que plus les atomes du jet sont rapides, plus la variation du waist doit être lente et inversement. Pour une vitesse des atomes de 25 m/s et une température de 125 μK , cela donne une condition sur le waist :

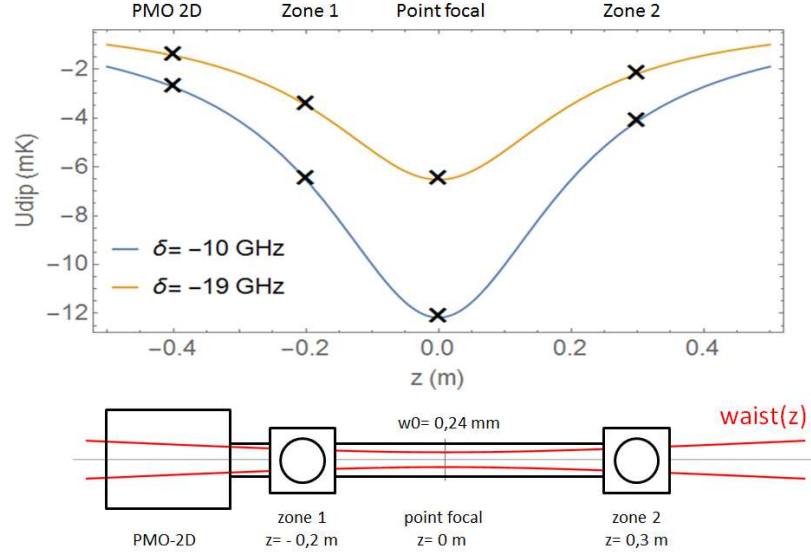


FIGURE 2.23 – En haut, la profondeur du guide est représentée selon l'axe Oz pour $\rho = 0$ et dans les deux cas $\delta_{(F=4)} = -2\pi \times (10 \text{ GHz})$ et $\delta_{(F=3)} = -2\pi \times (19 \text{ GHz})$. Les différentes croix correspondent aux endroits indiqués sur le schéma de l'expérience en dessous : les 2 zones d'observations, le point de focalisation et le milieu de la zone de refroidissement.

$$\frac{dw(z)}{dz} \ll 0.05 \text{ mm/cm} \quad (2.35)$$

Dans l'expérience précédente où le laser pousseur est collimaté, cette condition est largement remplie, on a $\frac{dw(z)}{dz} = 0.002 \text{ mm/cm}$ avec $\bar{v}_z = 25 \text{ m.s}^{-1}$.

Dans la configuration focalisée décrite précédemment, le terme $\frac{dw(z)}{dz}$ vaut 0.01 mm/cm ce qui satisfait la condition d'adiabaticité. Celle-ci reste valide pour des atomes allant jusqu'à $\bar{v}_z = 50 \text{ m.s}^{-1}$.

Pour caractériser le jet d'atomes dans cette expérience, nous utilisons comme précédemment des sondes transverses et longitudinales afin de mesurer le profil de densité du jet et le profil de vitesse. Cependant les atomes piégés dans le potentiel dipolaire voient leur fréquence de transition décalée vers le bleu à cause du déplacement lumineux qui dépend de l'intensité. Le décalage en fréquence dû au déplacement lumineux s'exprime (pour un système à 2 niveaux et lorsque $\delta \gg \Gamma, \Omega$) :

$$\delta_{DL} = \frac{\Omega_{Rabi}^2}{4\delta} \quad (2.36)$$

Selon leur position dans le laser, les atomes voient une intensité différente et ils sont décalés en fréquence différemment. Le décalage est maximum au fond du puits (au centre

du faisceau laser) et décroît vers l'extérieur. Remarquons au passage que ce décalage peut avoir un effet négatif sur l'efficacité du refroidissement dans le PMO-2D car les atomes sont décalés de la fréquence utilisée pour le refroidissement.

Ainsi, afin de créer un profil de densité, il est nécessaire de balayer la sonde transverse en fréquence afin de détecter tous les atomes (ceci n'a pas été fait pour les profils de la première expérience, en particulier car le décalage en fréquence est négligeable). La figure 2.24 montre un signal obtenu lorsque la sonde est envoyée transversalement au centre du jet. On distingue deux pics distincts.

Le premier situé sur la résonance ($F = 4 \rightarrow F' = 5$) correspond aux atomes dont la fréquence n'est pas décalée par le déplacement lumineux. Il s'agit d'atomes qui ne sont donc pas piégés. Ce pic fait environ 10 MHz de large, correspondant à la largeur naturelle de la transition élargie par la puissance du laser. Les atomes ainsi détectés sont soit des atomes éjectés du PMO-2D (tout proche) ou encore des atomes éjectés du piège par chauffage.

Le second pic, plus large et décalé vers le bleu, correspond aux atomes piégés dans le guide dipolaire. Considérons le cas idéal où le piège est chargé par des atomes froids du PMO-2D à l'équilibre thermodynamique avec $T = 125 \mu\text{K}$ et où ces atomes sont poussés et guidés sans chauffage vers la première zone de détection. Les atomes seraient alors tous concentrés au fond du puits ($U_{dip} \simeq 3,5 \text{ mK} \gg T = 125 \mu\text{K}$). On observerait alors un pic de fluorescence lorentzien, de largeur proche de $\frac{\Gamma}{2\pi} = 5 \text{ MHz}$ et centré autour de $\delta f_{fluo} = \delta f_{DLmax} = 72,5 \text{ MHz}$ qui est le décalage maximum attendu pour les atomes au fond du puits.

Or on observe sur la figure 2.24 que le signal du second pic est très élargi et qu'il est relié au premier par un quasi plateau. Cela indique a priori que les atomes piégés dans le guide ont des énergies cinétiques plus grandes. On remarque en effet ici qu'il semble y avoir des atomes piégés avec des températures allant jusqu'à la limite du puits. Le puits est occupé dans toute sa largeur.

Cependant, extraire un profil de densité des atomes dans le puits est complexe. En effet, sur la figure 2.24, le signal mesuré est la puissance lumineuse de fluorescence en fonction de la fréquence de la sonde soit $P_{fluo}(\nu)$. Considérons un seul atome dans le piège dipolaire. Éclairé par la sonde à une fréquence ν_c pour laquelle il est résonnant, il émet un pic de fluorescence de forme lorentzienne ϕ centré à la fréquence ν_c et avec une largeur de raie dépendant de la largeur naturelle, éventuellement élargie par la largeur spectrale et la puissance du laser sonde. Or chaque atome a une fréquence de transition ν_c différente décalée de ν_0 par effet Doppler ou par déplacement lumineux. Si on considère maintenant l'ensemble des atomes sondés, le signal final tient compte de la largeur de raie de chaque atome et de la distribution des décalages en fréquence des atomes $f(\nu_c)$. Le signal de fluorescence $P_{fluo}(\nu)$ est donc proportionnel au produit de convolution :

$$\Phi(\nu) = \int_0^{\infty} \phi(\nu - \nu_c) f(\nu_c) d\nu_c \quad (2.37)$$

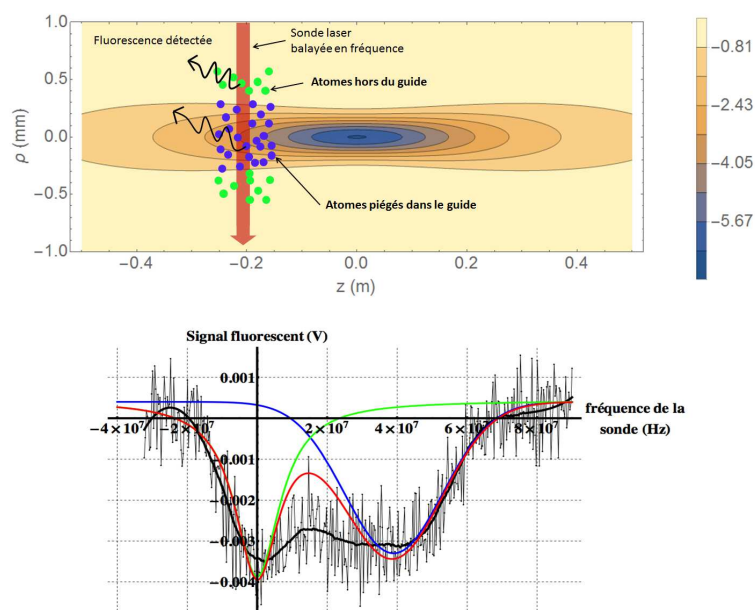


FIGURE 2.24 – En haut, schéma de la mesure de fluorescence des atomes avec une sonde transverse en présence du guide dipolaire. Le potentiel dipolaire est représenté dans le plan xOz ($y=0$) et pour les atomes sur le niveau ($6P_{1/2}, F = 3$). En bas : signal de fluorescence en fonction de la fréquence de la sonde. La mesure est réalisée en envoyant la sonde transverse en première zone. On observe deux pics de fluorescence relié par un quasi plateau. Le premier pic centré autour la fréquence de transition f_0 correspond à des atomes en dehors du puits dipolaire (atomes représentés en vert sur le schéma au dessus). Le second pic correspond à des atomes piégés donc la fréquence de transition est décalée de $\delta = f_c - f_0$ selon leur position dans le puits et leur vitesse transverse (atomes en bleu). La courbe verte est un fit lorentzien réalisé sur le premier pic. La courbe bleue est une tentative de fit gaussien sur le deuxième pic et la courbe rouge est la somme des courbes bleue et verte. Figure issue de [48].

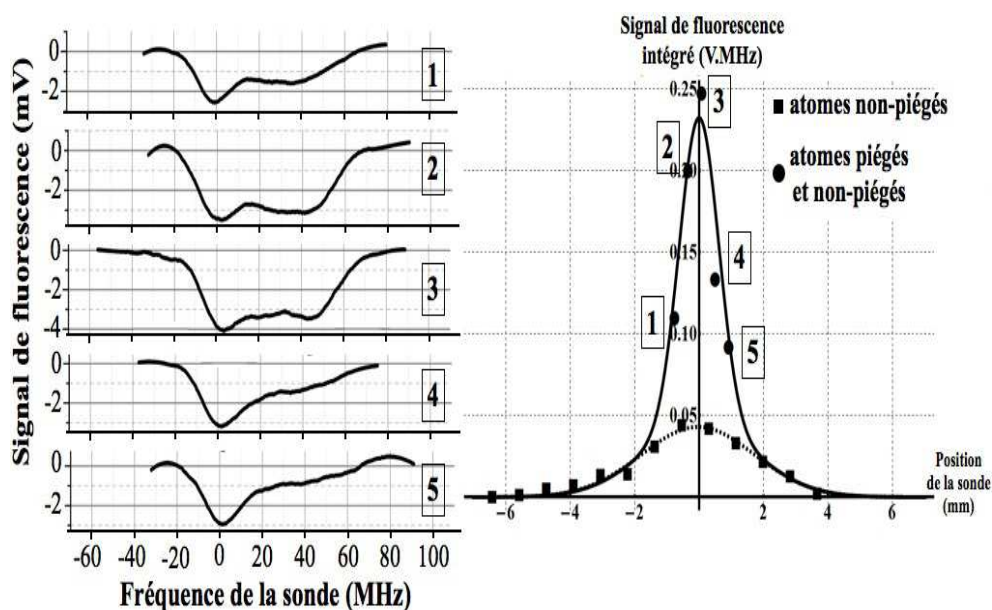


FIGURE 2.25 – A gauche, 5 signaux de fluorescence mesurés en fonction de la fréquence de la sonde transverse envoyée dans le jet en première zone de détection et à 5 positions selon Oy . A droite, en rond, valeurs des signaux intégrés totalement correspondant aux signaux à gauche. En carré, signale de fluorescence ne prenant en compte que le pic d’atomes non piégés. La différence donne les atomes piégés. Cette figure est issue de la référence [58]

Le taux de diffusion spectral des photons est alors donné par :

$$R_{nonsat}(\nu) = \int \frac{\Gamma}{2} C_1^2 \frac{I}{I_{sat}} \Phi(\nu) d\nu \quad (2.38)$$

Cependant la distribution $f(\nu_c)$ est relativement complexe à modéliser du fait qu’entre autre les atomes ne sont a priori pas à l’équilibre thermodynamique. Nous avons donc utiliser une méthode simple pour connaître le nombre d’atomes piégés. Nous intégrons d’abord l’ensemble du signal de fluorescence. Ensuite nous ajustons le premier pic avec une courbe lorentzienne, ce pic correspond aux atomes non piégés comme expliqué plus haut. Nous soustrayons alors l’intégrale du premier pic, centré sur ν_0 , à l’intégrale totale du signal. Ceci nous donne donc la puissance de fluorescence émise par les atomes piégés.

La figure 2.25 présente à gauche les signaux de fluorescence mesurés dans la première zone avec la sonde transverse balayée en fréquence et à différentes positions dans le jet. A chaque position, on a donc une figure du type de la figure 2.24. En utilisant la méthode d’intégration expliquée plus haut, on obtient les profils de densité du jet présentés à droite de la figure 2.25. Le pousseur est ici décalé de -10 GHz. La taille du jet piégé est donc de $1,5$ mm.

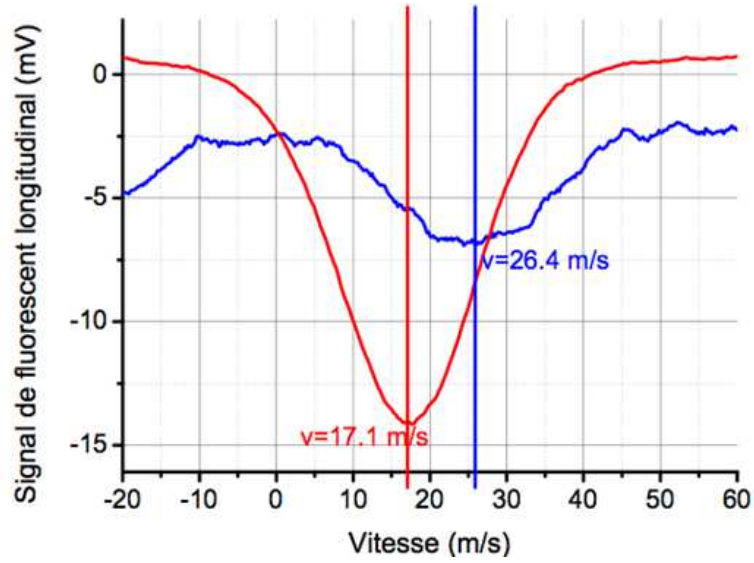


FIGURE 2.26 – Signal de fluorescence longitudinal avec un décalage en fréquence du pousseur de -10 GHz. La courbe bleue correspond à la détection en zone 1 et la rouge en zone 2. Figure issue de [48].

Nous avons également mesuré le profil de vitesse du jet dans les deux zones de détection pour un décalage en fréquence du pousseur de -10 GHz (voir la figure 2.26). La vitesse moyenne des atomes est $\bar{v}_z = 26.4 \text{ m.s}^{-1}$ en première zone et $\bar{v}_z = 17.1 \text{ m.s}^{-1}$ en seconde zone. Nous n'avons pas tenu compte ici de l'effet Stark, les vitesses mesurés sont donc plus faibles que les vitesses réelles. Nous garderons cependant ces valeurs afin d'estimer le flux en première zone. Sachant cela, le flux réel est forcément meilleur.

Avec une taille de jet de 1.5 mm et une vitesse $\bar{v}_z = 26,4 \text{ m.s}^{-1}$, le flux est donc de $1,75 \cdot 10^9 \text{ at/s}$. Par rapport au flux du pousseur standard, nous avons donc réussi à créer un jet de flux équivalent dans un guide dipolaire en première zone.

Les profils de densité (figure 2.25) et de vitesse (figure 2.26) montrent comment nous avons caractérisé le jet en première zone avec un décalage de -10 GHz du pousseur. Les mêmes mesures ont été réalisées pour différents décalages en fréquence du pousseur. Les résultats sont résumés sur la figure 2.27. Le flux total varie entre $1,0$ et $3,0 \cdot 10^9 \text{ at.s}^{-1}$ indiquant un piégeage relativement efficace. Il existe un optimum à -8 GHz où le flux est environ deux fois plus grand pour une même taille du jet indiquant un meilleur piégeage des atomes.

Après avoir caractérisé le jet en première zone et nous être assuré du chargement du guide, nous avons mesuré ensuite la taille du jet en seconde zone (voir la figure 2.28), toujours avec le pousseur décalé de -10 GHz . Le signal de fluorescence ne présente cette fois qu'un seul pic, celui des atomes piégés. En effet, les atomes non guidés n'atteignent pas la seconde zone. La taille mesurée est de 0.4 mm après avoir retranché la taille de la

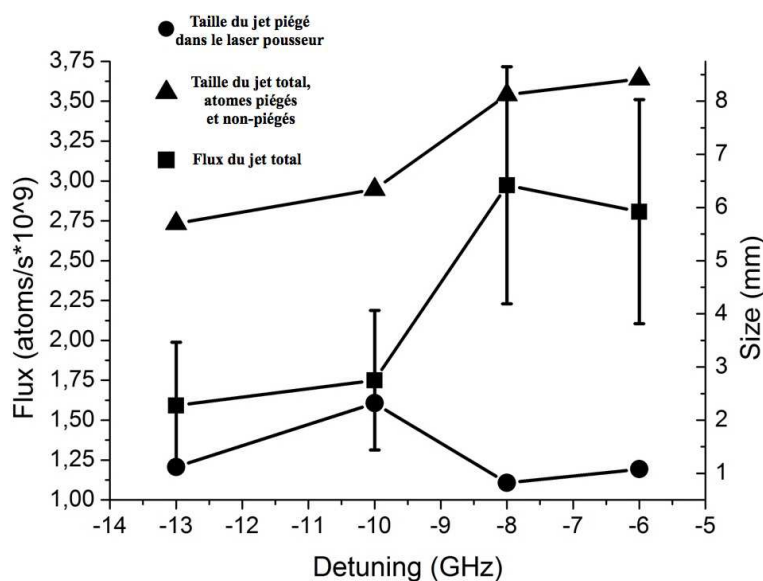


FIGURE 2.27 – Mesures du flux total et de la taille du jet en première zone. Figure issue de l'article [58].

sonde de 1.3 mm. Ceci confirme que les atomes remplissent tout le puits dans cette zone. En intégrant le signal de la figure 2.28, le flux est de l'ordre de 10^9 at/s indiquant que les atomes sont bien restés piégés.

En conclusion, nous avons montré qu'il était possible avec un seul laser de charger efficacement un guide dipolaire dans le PMO-2D tout en ayant une composante de force de pression longitudinale servant à pousser les atomes. La possibilité de focaliser ce guide dipolaire pour compresser le jet est également démontrée. Comme l'on respecte la condition d'adiabaticité, la taille du jet atomique suit le waist du laser guide. Le flux atomique issu du PMO-2D est relativement bien conservé, bien qu'inférieur au flux du pousseur standard ($\simeq 10^9$ at.s⁻¹ en seconde zone).

Les facteurs clé concernant l'optimisation du flux final sont un bon chargement au niveau du PMO-2D et une conservation des atomes dans le guide. Une étude poussée du chauffage des atomes au cours de leur propagation est relativement complexe et ne nous a pas semblé nécessaire, bien qu'intéressante. En effet, le chauffage des atomes dans le guide jusqu'à quelques millikelvins n'est pas très critique pour nous car nous savons par expérience que lors de l'ionisation, différents processus de chauffage dus à l'ionisation empêchent d'avoir une température électronique inférieure à 10 K. Pour un jet d'ions, le chauffage est par contre plus critique.

Nous avons démontré la possibilité de guider et compresser un jet d'atomes froids issus d'un PMO-2D en utilisant un laser pousseur dont les paramètres permettent d'utiliser à bon escient la force de pression de radiation et la force dipolaire de manière conjuguée. La température du jet augmente évidemment mais de manière largement acceptable par

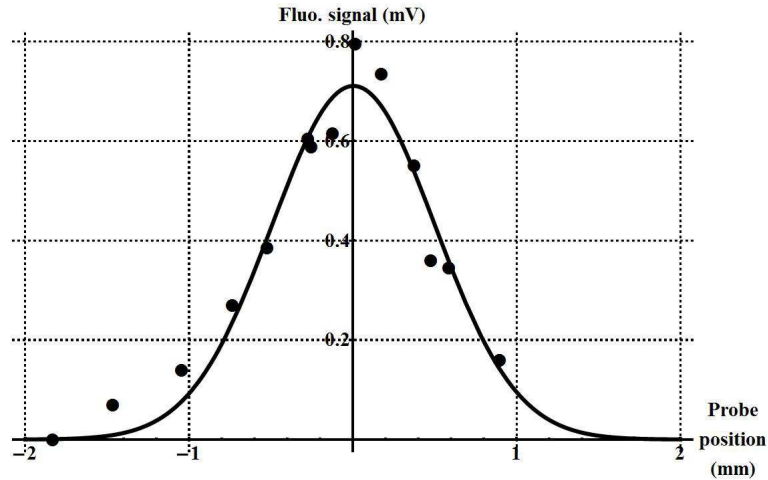


FIGURE 2.28 – Profil de densité mesuré de la seconde zone. Chaque point correspond à l'intégration du signal de fluorescence obtenu pour chaque position de la sonde transverse. Figure issue de l'article [58].

rapport aux critères que l'on s'était fixé en vue de la formation d'un faisceau d'électrons. Cette méthode offre de nombreuses possibilités de contrôle du jet en sortie du PMO-2D. En particulier dans le cadre de notre source, cela permet d'optimiser le jet au niveau de la zone d'ionisation.

La température des électrons après l'ionisation étant en réalité de l'ordre de 10 Kelvins, on peut envisager de pousser plus fort les atomes, au prix d'un chauffage plus grand, et augmenter ainsi la vitesse du jet qui est un peu faible (vis à vis du temps de vie des états de Rydberg qui impose la distance entre la zone d'excitation et la zone d'ionisation). Pousser plus fort les atomes nécessite cependant d'augmenter la profondeur du guide dipolaire. Notons également que l'installation d'un guide dipolaire est « coûteux » en terme de puissance laser. L'impact de l'intégration d'une telle configuration dans un système commercial reste à étudier et n'est peut être pas avantageuse.

De manière plus générale et indépendamment de notre expérience, cela reste intéressant et offre des perspectives dans la manipulation des jets d'atomes froids. Une autre méthode de guidage du jet d'atomes froids est possible et compatible avec notre expérience en utilisant des modes Laguerre-Gauss comme dans la référence [60]. Cette méthode a entre autre l'avantage de moins réchauffer le jet.

Chapitre 3

Ionisation du jet

Les avantages de l'ionisation en champ d'atomes de Rydberg par rapport à la photo-ionisation ont été présentés à la fin du chapitre 1. L'un de ces avantages est de réduire la dispersion en énergie initiale du faisceau.

En effet, la présence d'un champ électrique fort dans la zone d'ionisation entraîne une dispersion en énergie des particules ionisées à cause de l'étendue spatiale de la zone d'ionisation.

Dans le cas simple d'un champ électrique uniforme de module F_0 appliqué selon l'axe Oz :

$$\vec{F} = F_0 \vec{u}_z = -\frac{dV}{dz} \vec{u}_z \quad (3.1)$$

La dispersion en énergie ΔE_p est alors donnée par :

$$\Delta E_p = q\Delta V = -q F_0 \Delta z \quad (3.2)$$

où V est le potentiel électrique, q la charge de la particule et ΔE_p et Δz la taille de la zone d'ionisation.

Cela est d'autant plus gênant qu'un champ élevé est généralement requis afin d'extraire rapidement les charges nouvellement créées et limiter les effets des interactions coulombiennes entre elles. Ces interactions détériorent en effet rapidement les propriétés de la source en augmentant l'émission et la dispersion en énergie en particulier.

Deux solutions apparaissent alors pour diminuer ΔE_p : soit diminuer le champ d'extraction F_0 , mais alors les effets coulombiens deviennent trop importants (et sont aussi cause de dispersion en énergie), soit diminuer la taille de la zone d'ionisation Δz . Cela a été fait dans la référence [21] pour la photo-ionisation avec une zone d'ionisation de l'ordre de $2 \mu\text{m}$ mais cela influe alors sur le courant final (de l'ordre du picoampère) car la densité de jet est limitée. L'ionisation en champ d'atomes de Rydberg nous a semblé

être une voie intéressante afin de diminuer Δz . En effet, les atomes de Rydberg sont connus pour s'ioniser très rapidement en champ. Un schéma expérimental a donc été imaginé pour en tirer parti et minimiser la dispersion en énergie initiale des particules ionisées. À noter que lorsque je parle d'ionisation rapide, il s'agit en fait de l'ionisation « rapide » d'un ensemble d'atomes. L'ionisation des atomes du jet est traitée comme un phénomène aléatoire obéissant à une loi de probabilité qu'il s'agit de déterminer.

L'autre désavantage de la photo-ionisation évoqué au chapitre 1 est la puissance laser nécessaire par rapport à celle nécessaire pour l'excitation des états de Rydberg (de l'ordre de 4 ordres de grandeur plus faible).

Je commencerai dans ce chapitre par présenter des éléments de théorie sur les états de Rydberg et sur l'influence d'un champ électrostatique sur ces états (effet Stark). Ceci me permettra de présenter en détail notre dispositif expérimental : la configuration de champ et le schéma d'excitation Rydberg choisi. Afin de connaître plus précisément la taille de la zone d'ionisation avec notre expérience, il est nécessaire de mieux connaître le taux d'ionisation en champ $\Gamma(F)$ de l'état de Rydberg du césium que nous excitons. Celui-ci dépend en effet du niveau excité et de la configuration de champ comme nous allons le voir. Le cas du césium étant complexe, nous verrons le cas de l'hydrogène puis celui du sodium, qui est un cas intermédiaire entre l'hydrogène et le césium, et nous concluons sur le césium.

3.1 Les atomes de Rydberg

3.1.1 Etats de Rydbergs : niveaux d'énergies et fonctions d'ondes

On appelle « atomes de Rydberg » des atomes dont un électron de valence se trouve dans un état excité de très grand nombre quantique principal n (10-100 typiquement). Les « états de Rydberg » sont aussi couramment appelés « atome de Rydberg » par abus de langage. À cause de ces grandes valeurs, leurs propriétés sont exacerbées ce qui en fait des systèmes particulièrement intéressants à étudier. En particulier, le rayon de l'orbite de l'électron ($\sim n^2 a_0$) d'un atome de Rydberg est extrêmement grand, de l'ordre du μm pour $n \sim 100$. L'énergie de l'électron de valence est très faible, ce qui permet de l'ioniser facilement.

L'électron excité d'un atome de Rydberg possède des fonctions d'onde propres (ou des orbites classiques) de grande élongation montrant qu'il n'interagit que très peu avec les électrons internes de l'atome. En première approximation, ses énergies et états sont ceux de l'atome d'hydrogène lorsqu'il se trouve loin du cœur de l'atome. Cependant l'influence du cœur ne peut pas être négligée pour la description de nombreux phénomènes. En particulier, pour les états de faible moment cinétique l , qui interagissent plus fortement avec le cœur, les niveaux d'énergies sont fortement décalés de ceux de l'hydrogène (voir la figure 3.1).

La description et l'étude complète des atomes de Rydberg ne fait pas l'objet de cette

thèse. Une étude plus détaillée des atomes de Rydberg peut être trouvée dans [61]. Nous baserons notre description des atomes de Rydberg sur une « comparaison » avec l'atome d'hydrogène. Dans cette section ainsi que dans les suivantes, nous présenterons d'abord le cas de l'hydrogène puis celui des alcalins et en particulier du césium qui nous intéresse.

3.1.1.1 Rappel sur l'hydrogène

L'hamiltonien de l'atome d'hydrogène s'écrit dans le référentiel du centre de masse :

$$\hat{H} = \underbrace{\frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2\mu} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0|\hat{\mathbf{r}}|}}_{\hat{H}_0} + \hat{H}_f + \hat{H}_{hf} \quad (3.3)$$

Les opérateurs vectoriels $\hat{\mathbf{r}}$ et $\hat{\mathbf{p}}$ sont respectivement la distance et l'impulsion relative entre le proton et l'électron et $\mu = \frac{m_e m_p}{m_e + m_p}$ est la masse réduite.

\hat{H}_f et \hat{H}_{hf} sont respectivement les hamiltoniens de structure fine et hyperfine de l'atome d'hydrogène et sont au plus de quatre ordres de grandeur inférieur ($\hat{H}_f \sim \alpha^2 \hat{H}_0$) à \hat{H}_0 . L'équation de Schrödinger stationnaire :

$$\hat{H}_0 \psi(\mathbf{r}) = E \psi(\mathbf{r}) \quad (3.4)$$

admet une solution analytique. La description et le traitement complet de l'atome d'hydrogène peut se trouver dans de nombreux ouvrages académiques tels que [62, 63, 64].

L'existence d'une solution exacte pour \hat{H}_0 explique en partie l'intérêt de l'étude du modèle quantique de l'hydrogène. A titre d'illustration, la mesure actuelle la plus précise de la constante de Rydberg R_H est $10973731.568539 \text{ m}^{-1}$ avec une incertitude standard de 0.000055 m^{-1} soit une incertitude relative standard de $5 \cdot 10^{-12}$ [65].

Le potentiel d'interaction coulombien $V_{\text{coulomb}}(r) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ est purement central : le moment cinétique de l'électron (en fait la particule fictive dans le référentiel du centre de masse) est une constante du mouvement car le système est invariant par rotation. Il est possible de résoudre l'équation de Schrödinger stationnaire en séparant les variables angulaires et radiales. En effet, l'hamiltonien s'écrit en coordonnées sphériques :

$$\hat{H} = \underbrace{-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2}}_{\frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2\mu}} + \underbrace{\frac{\hat{\mathbf{L}}^2}{2\mu r^2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}}_{\hat{V}_{\text{eff}}(r)} \quad (3.5)$$

où apparaît l'opérateur moment cinétique $\hat{\mathbf{L}}$ dans le second terme qui s'interprète comme étant dû à l'accélération centrifuge. Le problème se résume donc à celui d'une particule plongée dans un potentiel central $\hat{V}_{\text{eff}}(r) = \frac{\hat{\mathbf{L}}^2}{2\mu r^2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$.

Les fonctions d'ondes propres de l'hydrogène s'écrivent comme le produit d'une fonction radiale et d'une fonction angulaire :

$$\psi(r, \theta, \phi) = R_{n,l}(r)Y_{l,m}(\theta, \phi) \quad (3.6)$$

où les fonctions $Y_{l,m}(\theta, \phi)$ sont les harmoniques sphériques, fonctions propres des opérateurs $\hat{\mathbf{L}}^2$ et $\hat{\mathbf{L}}_z$ et les fonctions $R_{n,l}(r)$ sont solutions d'une équation radiale :

$$\frac{d^2R(r)}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR(r)}{dr} + 2\left(E + \frac{1}{r}\right)R(r) = \frac{l(l+1)}{r^2} \quad (3.7)$$

Les harmoniques sphériques et les fonctions d'ondes radiales de l'hydrogène peuvent être trouvées dans la référence [66].

Les niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène sont donnés par :

$$E_n = -\frac{E_I}{n^2} \quad (3.8)$$

où $E_I = \frac{\mu}{m_e} Ry$ est l'énergie d'ionisation de l'hydrogène avec Ry la constante de Rydberg.

Ils ne dépendent que de n , nombre quantique principal. Notons que dans le cas d'un potentiel central quelconque, l'énergie dépend de n et de l , nombre quantique azimutal, le potentiel coulombien est un cas particulier qui introduit une dégénérescence accidentelle.

L'existence des solutions analytiques décrivant les fonctions d'ondes et énergies de l'atome d'hydrogène décrites ci dessus est due au fait que le système est équivalent à celui d'une particule plongée dans un potentiel central. Hors, dans le cas des systèmes atomiques à plusieurs électrons, il ne s'agit plus d'un système à 2 corps. Le potentiel diffère alors du potentiel coulombien pur. Les solutions de l'équation de Schrödinger sont donc différentes et il n'est plus possible de la résoudre de manière exacte.

3.1.1.2 Rydberg alcalins et cas du Césium

Il existe de nombreuses méthodes pour essayer de modéliser les systèmes atomiques et moléculaires. Nous allons présenter succinctement ici celle utilisée pour les atomes de Rydberg en s'intéressant plus particulièrement aux alcalins et au césium. Nous allons voir qu'il est possible de se ramener à un problème relativement simple en première approche du fait de la particularité des atomes de Rydberg, i.e. n est très grand.

Un atome alcalin possède un seul électron de valence. Lorsque celui-ci est excité sur un niveau de Rydberg, il interagit alors peu avec les $(Z - 1)$ électrons de cœur situés dans les couches internes de l'atome (et donc relativement proche du cœur par rapport à l'électron excité). On peut alors considérer qu'il voit le cœur comme une unique particule de charge $(+1)$. Il ne distingue plus la distribution des charges dans le cœur de l'atome. Le potentiel dans ce cas là se ramène à celui de l'hydrogène. Au contraire, lorsque l'électron

se rapproche du cœur, le potentiel est perturbé. Remarquons encore que ce sont les électrons ayant un moment cinétique orbital l faible qui seront le plus influencés par l'effet du cœur. Il existe différentes méthodes pour modéliser l'effet du cœur.

La théorie du défaut quantique permet de rendre compte de l'effet du cœur ionique sur les niveaux d'énergie et les fonctions d'onde d'un atome de Rydberg à l'aide d'un seul paramètre δ_l (appelé défaut quantique) qui dépend de l mais quasiment pas de n . De plus cette théorie est particulièrement adaptée au cas des atomes lourds comme le césium. Les niveaux d'énergie d'un atome de Rydberg peuvent se mettre sous la forme :

$$E_n = -\frac{Ry}{\alpha_{Cs}(n - \delta_l)^2} = -\frac{Ry}{\alpha_{cs}(n^*)^2} \quad (3.9)$$

où α_{Cs} prend en compte la masse du noyau : $\alpha_{Cs} = 1 + \frac{m_e}{m_{cs}}$.

Il apparaît que sous cette forme, les niveaux d'énergies des états de Rydberg suivent la même loi d'échelle que ceux de l'hydrogène. Il en est alors de même de nombreuses propriétés. La dépendance en l de δ_l se conçoit aisément. Si l'on prend l'exemple de l'hydrogène, nous savons que lorsque l est petit, la fonction d'onde donne une probabilité de présence non nulle autour de $r = 0$. Plus l augmente, plus cette probabilité diminue (en particulier pour $n = l - 1$, elle est nulle).

Les défauts quantiques du césium sont donnés par la formule de Ritz [61] qui tient compte en plus du terme spin-orbite (δ dépend alors de l et j) :

$$\delta_{nlj} = \delta_0(lj) + \frac{\delta_2(lj)}{(n - \delta_0(lj))^2} + \dots \quad (3.10)$$

où δ_0 et δ_2 sont des paramètres qui ont été déterminés expérimentalement par spectroscopie micro-onde par [67] et sont donnés pour les premiers niveaux dans le tableau 3.1.

Série	δ_0	δ_2
ns	4,049325	0,2462
$np_{1/2}$	3,591556	0,3714
$np_{3/2}$	3,559058	0,3740
$nd_{3/2}$	2,475365	0,5554
$nd_{5/2}$	2,466210	0,0670
$nf_{5/2}$	0,033392	-0,191
$nf_{7/2}$	0,033537	-0,191

TABLE 3.1 – Défauts quantiques du césium

Dans le cas du césium, on peut observer le déplacement des niveaux d'énergies de faible l sur la figure 3.1. On voit que le niveau $(n+4)s$ se trouve proche de la multiplicité n comme attendu d'après le défaut quantique. De même, les niveaux $(n+4)p$ et $(n+3)d$ sont au milieu des multiplicité n et $n+1$. Le niveau nf est proche lui de la multiplicité n .

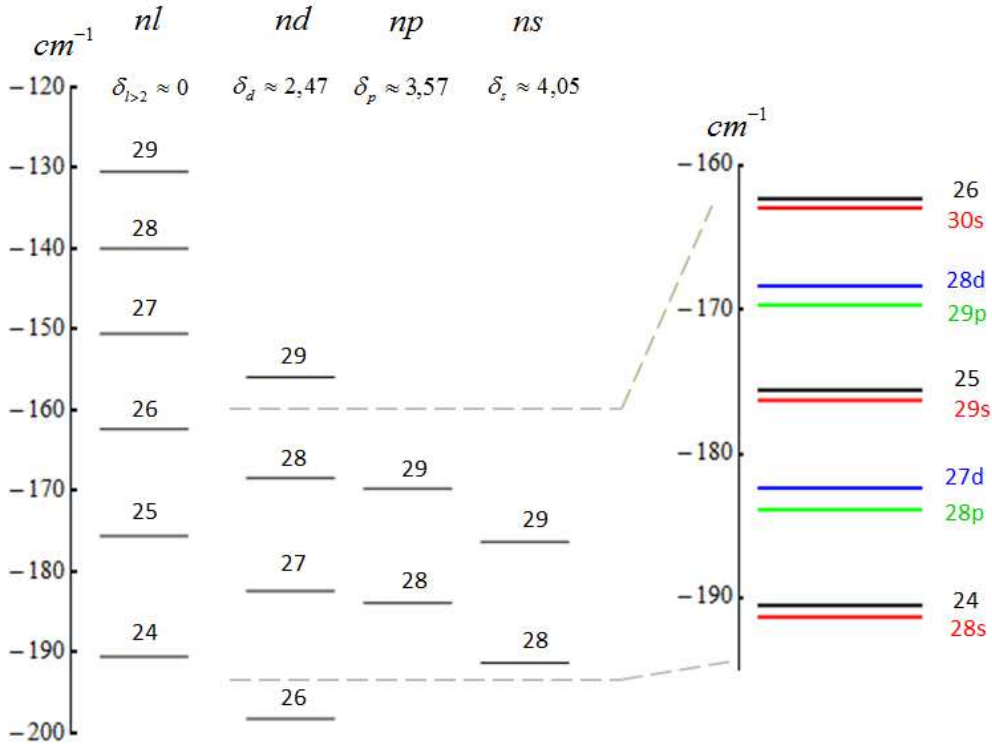


FIGURE 3.1 – Niveaux d'énergie du césium pour n allant de 24 à 29 et pour différentes valeurs de l . Pour $l > 3$, les niveaux du césium ont un défaut quantique négligeable (voir tableau 3.1). La structure des niveaux est hydrogénoïde. $E_n = -\frac{Ry}{\alpha_{cs}(n-\delta_l)^2} = -\frac{Ry}{\alpha_{cs}(n^*)^2}$ avec $\alpha_{cs} = 1 + \frac{m_e}{m_{cs}}$

Au delà le défaut quantique est quasi-nul et décroissant et le décalage en énergie devient extrêmement faible, c'est pour cela que l'on regroupe les niveaux de l grand dans une pseudo-multiplicité.

Les défauts quantiques sont différents pour chaque alcalin et la structure de leurs niveaux d'énergie est unique.

Les fonctions d'onde des états de Rydberg dans le cadre de la théorie des défauts quantiques sont celles de l'atome d'hydrogène où intervient un simple terme de déphasage exprimé en fonction du défaut quantique.

Il est possible de retrouver les principaux résultats énoncés ci-dessus par un simple calcul basé sur l'approximation BKW (pour Léon Brillouin, Hendrik Anthony Kramers et Gregor Wentzel) que nous présentons ci dessous.

L'approximation BKW est une méthode semi-classique permettant de résoudre l'équation de Schrödinger stationnaire pour un potentiel central unidimensionnel. Il est possible en y ayant recourt de retrouver la description en termes de défaut quantique des états

de Rydberg. Nous n'indiquons pas ici une démonstration totale, la méthode BKW est décrite avec plus de détail dans la référence [59]. Elle consiste à chercher les solutions de l'équation de Schrödinger sous la forme :

$$\phi(r) = A e^{\frac{i}{\hbar}(S_0(r) + \frac{\hbar}{i}S_1(r) + (\frac{\hbar}{i})^2 S_2(r) + \dots)} \quad (3.11)$$

En ne gardant que l'ordre 1 du développement limité en $\frac{\hbar}{i}$ de la fonction $S(r)$ dans l'équation de Schrödinger :

$$\hat{H} \phi(r) = \left(-\frac{\hbar}{2m} \nabla^2 - \hat{V}(r) \right) \psi(r) = E \phi(r) \quad (3.12)$$

On obtient les fonctions d'onde à l'ordre 1 :

$$\phi^{BKW}(r) = \frac{C1}{\sqrt{|p(r)|}} e^{i \int p} + \frac{C2}{\sqrt{|p(r)|}} e^{-i \int p} \quad (3.13)$$

où $p(r) = \sqrt{2\mu(E - V(r))}$ est l'impulsion locale de la particule.

Cette solution n'est cependant pas valable aux points de retournements classique $R+$ et $R-$ définis par $E = V(R+)$ et $E = V(R-)$. En ces points, en considérant une approximation linéaire du potentiel, on trouve comme solutions la fonction d'Airy. Les conditions de raccordement entre les fonctions BKW et les fonctions d'Airy aux points de retournement ainsi que la normalisation de la fonction d'onde permettent de prévoir les constantes $C1$ et $C2$ donnant ainsi les conditions de quantification. Les énergies et les fonctions d'ondes des états liés s'écrivent ainsi :

$$\frac{1}{\pi \hbar} \int_{R-}^{R+} p(r) dr = n + \frac{1}{2} \quad (3.14)$$

$$\phi^{BKW}(r) = \sqrt{\frac{2\omega m}{\pi p(r)}} \cos \left(\frac{1}{\hbar} \int_{R-}^R p(r') dr' - \frac{\pi}{4} \right) \quad (3.15)$$

où ω est la pulsation du mouvement classique donnée par :

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi}{2m \int_{R-}^{R+} p(r) dr} \quad (3.16)$$

Appliquons l'approximation BKW dans le cas d'une étude des états de Rydberg. L'hamiltonien d'un atome de Rydberg peut se mettre sous la forme :

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}_{\text{cœur}}(r, l) \quad (3.17)$$

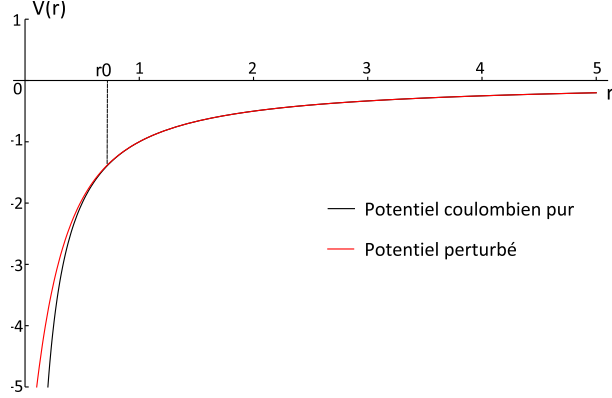


FIGURE 3.2 – Potentiel en unité atomiques pour $l = 0$: potentiel coulombien pur en noir, potentiel perturbé en rouge. r_0 indique le rayon de coupure.

où $\hat{H}_0 = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2\mu} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\mathbf{r}}$ est l'hamiltonien de l'atome d'hydrogène vu précédemment (voir la formule 3.5). \hat{H}_0 contient un terme d'énergie cinétique radial et le potentiel effectif $V_{\text{eff}}(r, l) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}$. $V_{\text{cœur}}(r, l)$ est la partie du potentiel de l'atome alcalin qui diffère de celui de l'hydrogène. Il est considéré avec une très bonne approximation (dans les cas des alcalins lourds) comme central (approximation de cœur gelé).

On peut alors diviser le domaine de $V(r, l)$ en deux zones comme expliqué plus haut (voir figure 3.2) :

$$\begin{cases} V(r, l) = V_{\text{eff}}(r, l) & \text{pour } r > r_0 \\ V(r, l) = V_{\text{eff}}(r, l) + V_{\text{cœur}}(r, l) & \text{pour } r < r_0 \end{cases} \quad (3.18)$$

En divisant l'intégrale dans la fonction d'onde (3.15) entre les deux domaines $[0, r_0]$ et $[r_0, \infty]$ ainsi définis, on montre que l'on peut écrire finalement :

$$\phi_l(r) = \sqrt{\frac{2\omega\mu}{\pi p(r)}} \cos\left(\frac{1}{\hbar}(\varphi_l(r) + \delta\varphi_l(r)) - \frac{\pi}{4}\right) \quad (3.19)$$

où l est passé un paramètre passé en indice, où $\varphi_l(r)$ est le terme de phase de la fonction d'onde de l'hydrogène et $\delta\varphi_l(r)$ est le terme de phase introduit par la perturbation du cœur $V_{\text{cœur}}(r, l)$. $p(r)$ est ici l'impulsion radiale.

Il est donc possible d'écrire les fonctions d'ondes d'un état de Rydberg d'un atome quelconque en ajoutant un terme de phase $\delta\varphi_l$ à la fonction d'onde de l'hydrogène. De même, à partir de l'équation 3.14, on peut montrer que les niveaux d'énergie s'écrivent comme ceux de l'hydrogène en utilisant un nombre quantique principal efficace $n^* = n - \delta_l$ dans la formule de Rydberg et où δ_l est évidemment lié à $\delta\varphi_l$.

3.1.2 Atomes de Rydberg en champ électrique

Les états de Rydberg étant proches du seuil d'ionisation de l'atome, il est possible de les ioniser de manière contrôlée avec un champ électrostatique suffisamment faible pouvant être réalisé en laboratoire. Ceci n'est pas possible pour les électrons de cœur, le champ nécessaire étant trop important. Un autre avantage de l'utilisation des états de Rydberg est que la puissance laser nécessaire pour exciter les atomes sur les niveaux de Rydberg est faible par rapport à la photo-ionisation directe. Cela représente un intérêt majeur pour l'industrialisation de la source. De plus, les atomes de Rydberg alcalins peuvent s'ioniser à un champ électrique précis et très rapidement. Ceci est dû à la perturbation du potentiel du cœur par rapport au potentiel coulombien, changeant complètement le comportement des niveaux Stark lorsqu'on le compare au cas de l'atome d'hydrogène.

3.1.2.1 Effet Stark de l'hydrogène

En présence d'un champ électrostatique, les niveaux d'énergie et les fonctions d'onde d'un atome sont perturbés par l'hamiltonien dipolaire électrique. Dans un premier temps, considérons une nouvelle fois le cas de l'hydrogène. L'hamiltonien total s'écrit :

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + Fz \quad (3.20)$$

On a considéré un champ électrique d'amplitude F aligné avec l'axe Oz . La brisure de symétrie apporté par le champ fait que les coordonnées paraboliques conviennent mieux à la résolution du problème. En effet, en champ, pour l'atome d'hydrogène, il est possible de diagonaliser l'hamiltonien Stark en coordonnées paraboliques. Les coordonnées paraboliques $\{\xi, \eta, \phi\}$ sont données par :

$$\begin{cases} \xi = r + z = r(1 + \cos(\theta)) \\ \eta = r - z = r(1 - \cos(\theta)) \\ \phi = \arctan\left(\frac{y}{x}\right) \end{cases} \quad (3.21)$$

exprimées en fonction des coordonnées sphériques $\{r, \theta, \phi\}$ et cartésiennes $\{x, y, z\}$. Dans ce système de coordonnées, une valeur de η (resp. ξ) définit une paraboloides d'axe (Oz) orientée vers les z négatifs (resp. positif). Ces deux variables positives sont définies selon deux orientations de l'espace. La symétrie par rotation autour de (Oz) étant conservée, la variable ϕ est la même en coordonnées sphériques et paraboliques. Un point de l'espace en coordonnées paraboliques est donc donné par l'intersection de deux paraboloides définissant un cercle et par l'angle ϕ sur ce cercle.

L'équation de Schrödinger stationnaire peut se réécrire en coordonnées paraboliques en séparant alors les variables η et ξ d'où leur intérêt. En posant $\Psi(\eta, \xi, \phi) = u_1(\eta)u_2(\xi)e^{im\phi}$, on obtient [61] :

$$\begin{cases} \frac{d}{d\xi} \left(\xi \frac{du_1}{d\xi} \right) + \left(\frac{E\xi}{2} + Z_1 - \frac{m^2}{4\xi} - \frac{F\xi^2}{4} \right) u_1 = 0 \\ \frac{d}{d\eta} \left(\eta \frac{du_2}{d\eta} \right) + \left(\frac{E\eta}{2} + Z_2 - \frac{m^2}{4\eta} + \frac{F\eta^2}{4} \right) u_2 = 0 \end{cases} \quad (3.22)$$

avec $Z_1 + Z_2 = 1$.

Ces deux équations sont semblables mis à part le signe devant le terme de champ et les valeurs de Z_1 et Z_2 . Deux nouveaux nombres quantiques apparaissent, n_1 et n_2 , appelés nombres quantiques paraboliques. n_1 et n_2 sont des entiers positifs tels que $n = n_1 + n_2 + |m| + 1$. Ces nouveaux nombres quantiques sont liés au changement de variable du au passage en coordonnées paraboliques (η, ξ) . Il apparaît dans ces équations que le signe de m n'intervient pas, il reste donc une dégénérescence essentielle des états $|n, n_1, n_2, +m\rangle$ et $|n, n_1, n_2, -m\rangle$. Les états exprimés dans la base sphérique $|n, l, m\rangle$ valable en champ nul se transforment dans la base parabolique $|n, n_1, n_2, m\rangle$ (par la suite nous taïrons l'indice n_2 qui est redondant) grâce à un simple coefficient de Clebsch-Gordon comme indiqué dans [68] :

$$|n, n_1, m\rangle = \sum_l |n, l, m\rangle \langle n, l, m | n, n_1, m \rangle \quad (3.23)$$

avec :

$$\langle n, n_1, m | n, l, m \rangle = (-1)^{(1-n+n_1-n_2)/2+l} \sqrt{2l+1} \underbrace{\begin{pmatrix} \frac{n-1}{2} & \frac{n-1}{2} & l \\ \frac{m+n_1-n_2}{2} & \frac{m-n_1+n_2}{2} & -m \end{pmatrix}}_{\text{Symbole Wigner}} \quad (3.24)$$

Les coefficients $\langle n, n_1, m | n, l, m \rangle$ sont de l'ordre de $1/\sqrt{n}$. Ceci est important car cela signifie, voir l'équation (3.23), qu'un état $|n, l, m\rangle$ en champ nul se retrouve mélangé dans tous les états paraboliques en champ.

Afin de déterminer les énergies Stark, on applique la théorie des perturbations aux énergies en champ nul. Le traitement de l'effet Stark de l'atome d'Hydrogène en coordonnées paraboliques et par la théorie des perturbation est réalisée à l'ordre 1 dans [Bethe and Salpeter, 1957]. Un traitement complet à tous les ordres est réalisé dans [69], mais il est aussi montré que le résultat n'est valable que jusqu'à l'ordre 4. En effet, le développement en série de la perturbation diverge. Les nouvelles énergies à l'ordre 4 sont en unités atomiques :

$$\left\{ \begin{array}{l}
 E_n(F, n, n_1, m) = \\
 - \frac{1}{2n^2} + \frac{3}{2}n(n_1 - n_2)F \\
 - \frac{1}{16n^4}(17n^2 - 3(n_1 - n_2)^2 - 9m^2 + 19)F^2 \\
 + \frac{3}{32}n^7(n_1 - n_2)(23n^2 - (n_1 - n_2)^2 + 11m^2 + 39)F^3 \\
 - \frac{1}{1024}n^{10}(5487n^4 + 35182n^2 - 1134m^2(n_1 - n_2)^2 + 1806n^2(n_1 - n_2)^2 \\
 - 3402n^2m^2 + 147(n_1 - n_2)^4 - 549m^4 + 5754(n_1 - n_2)^2 - 8622m^2 + 16211)F^4
 \end{array} \right. \quad (3.25)$$

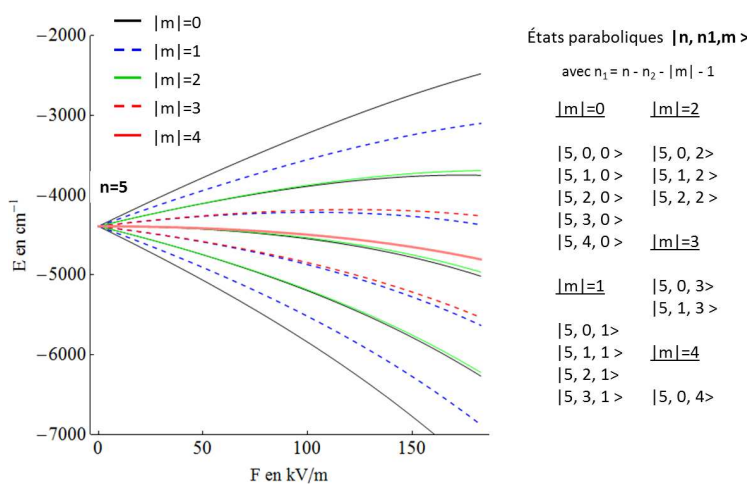


FIGURE 3.3 – Diagramme Stark de l’Hydrogène pour $n = 5$. La dégénérescence du niveau $n = 5$ en champ nul est $2n^2 = 50$ en tenant compte du spin de l’électron. L’effet Stark lève partiellement la dégénérescence. A l’ordre 1, il apparaît $(2n - 1) = 9$ niveaux d’énergie différentes. Aux ordres supérieurs, il ne reste qu’une dégénérescence en $|m|$, qui n’est pas levée par l’effet Stark. A droite sont listés les différents états de $m \geq 0$.

Le diagramme d’énergie Stark de l’hydrogène obtenue par la formule (3.25) est représenté pour le niveau $n = 5$ sur la figure 3.3. La dégénérescence en champ nul d’un niveau $|n, l, m\rangle$ est $g_n = 2 * \sum_{l=0}^{n-1} (2l + 1) = 2n^2$. Au premier ordre, le champ électrique F lève partiellement la dégénérescence des niveaux, il apparaît $(2n - 1)$ niveaux non dégénérés. Toujours au premier ordre, la pente des niveaux varie en $\frac{3}{2}n(n_1 - n_2)F$. Les états dont l’énergie de liaison augmente, i.e. ($n_1 < n_2$), sont appelés états rouges et les états dont l’énergie de liaison diminue, i.e. ($n_1 > n_2$), sont appelés états bleus. Au second ordre, il apparaît un terme en m^2 qui lève la dégénérescence de certains niveaux restant. La dégénérescence des niveaux ayant la même valeur de $|m|$ demeure à tous les ordres et il y en a alors $\sum_{l=0}^{n-1} (l + 1) = \frac{n(n+1)}{2}$.

L'état le plus rouge ($n_1 = 0$) d'une multiplicité n et l'état le plus bleu ($n_2 = 0$) de la multiplicité inférieure $n - 1$ se croisent à un champ de croisement $F_{cr} \sim \frac{1}{3n^5} u.a.$. Dans la description faite ici, le terme d'interaction spin-orbite est négligé car il est très faible dans le cas des états de Rydberg en général, ceci ne sera cependant plus vrai pour les atomes lourds comme le césium.

Dans le cadre de l'étude expérimentale des atomes de Rydberg, il est intéressant de connaître l'amplitude d'excitation des différents états $|n, n_1, m\rangle$ à partir d'un état $|n_0, l_0, m_0\rangle$ donné (dans notre expérience, le niveau $7s$ du césium que l'on peut considérer comme non perturbé par le champ). L'amplitude d'excitation est proportionnelle à l'élément de matrice dipolaire :

$$\langle n_0, l_0, m_0 | \hat{D} | n, n_1, m \rangle = \langle n_0, l_0, m_0 | -e \hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{E}}_{laser} | n, n_1, m \rangle \quad (3.26)$$

où $\hat{D} = -e \hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{E}}_{laser}$ est l'opérateur dipolaire électrique du champ laser. Insérons la relation de fermeture des états $|n, l', m'\rangle$ dans (3.26) :

$$\langle n_0, l_0, m_0 | \hat{D} | n, n_1, m \rangle = \sum_{l', m'} \langle n_0, l_0, m_0 | -e \hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{E}}_{laser} | n, l', m' \rangle \langle n, l', m' | n, n_1, m \rangle \quad (3.27)$$

Finalement, à l'aide de l'équation (3.24) et de la règle de sélection $l' = l_0 \pm 1$, on montre que :

$$|\langle n_0, l_0, m_0 | \hat{D} | n, n_1, m \rangle|^2 \sim \frac{1}{\sqrt{n^3 n_0^3}} \times \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(n-1) & \frac{1}{2}(n-1) & l_0 \\ \frac{1}{2}(m+n_1-n_2) & \frac{1}{2}(m-n_1+n_2) & m \end{pmatrix} \quad (3.28)$$

En conclusion, à partir d'un état $7s$, on excite tous les états $|n, n_1, m\rangle$ avec une probabilité $|\langle n_0, l_0, m_0 | \hat{D} | n, n_1, m \rangle|^2$ qui varie comme $\frac{1}{n^4}$. La probabilité d'excitation d'un état $|n, n_1, m\rangle$ en champ est n fois plus faible que celle en champ nul.

3.1.2.2 Effet Stark des Rydberg alcalins

Le potentiel de cœur qui différencie l'atome d'hydrogène des atomes de Rydberg modifie complètement le comportement des états de l'atome en champ électrique comme on peut l'observer sur la figure (3.4) représentant à titre d'exemple le diagramme Stark autour des multiplicité 25 et 26 du césium. Ce diagramme a été calculé avec un code développé au Laboratoire Aimé Cotton. En champ nul, on voit que les défauts quantique du césium font que les $29s$ et $30s$ sont très proches des multiplicités 25 et 26. De même, on peut voir que les niveaux $28d$ et $29p$ se retrouvent entre les deux multiplicités 25 et 26 et sont proches en énergie. L'autre différence notable avec l'hydrogène est que l'on observe

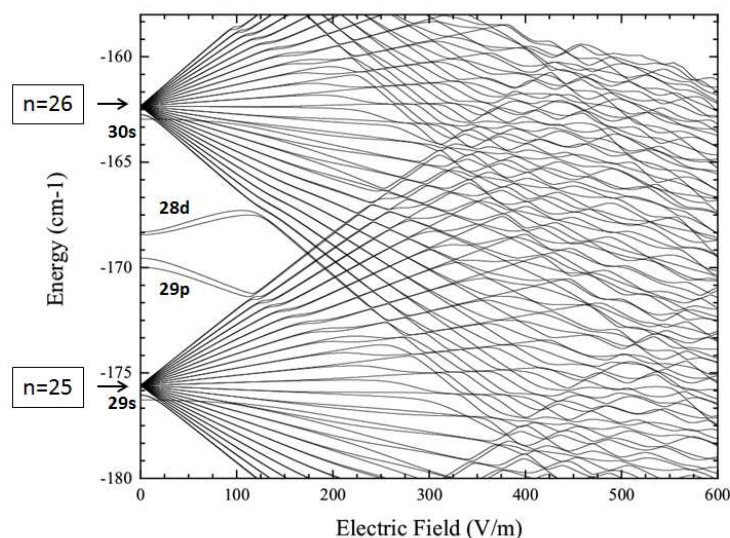


FIGURE 3.4 – Diagramme Stark du Césium pour $n = 25$ et $|m_j| = 1/2$. Le fait que l'on ne voit pas de niveaux dans le coin supérieur droit du diagramme est juste dû au fait qu'ils ne sont pas affichés.

la présence de croisements évités entre les états de différentes multiplicités voisines. Ils sont dus au couplage existant entre ces états à travers le terme de potentiel de cœur. En plus de modifier le diagramme des niveaux d'énergie en champ des états, le couplage par le potentiel de cœur a pour effet de modifier également la largeur des niveaux soit leur taux d'ionisation, mais nous reviendrons sur ce point concernant l'ionisation des Rydberg alcalins plus loin.

Le cas du césium étant relativement compliqué, intéressons nous au cas du sodium, possédant des défauts quantiques plus faibles et plus proche de l'hydrogène. Les diagrammes Stark théoriques du niveau $n = 15$ du sodium présentés sur la figure 3.5 pour les cas $|m = 0|$ et $|m = 1|$ sont issus de [70]. Sur ces diagrammes sont visibles un certain nombre de croisements évités qui ne peuvent exister que lorsque $n \neq n'$ et $m = m'$. Il apparaît en comparant les diagrammes que le couplage entre les niveaux est plus important entre les états $|m = 0|$ que les états $|m = 1|$. Sur le diagramme $|m = 2|$ non représenté ici, l'effet du couplage est encore plus faible et invisible à l'échelle de ces diagrammes.

Il est possible d'estimer de $V_{\text{cœur}}(r)$ grâce à une simple formule développée dans [71]. L'hamiltonien total en champ d'un atome de Rydberg peut s'écrire sous la forme :

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2\mu} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hat{r}} + \frac{\hat{L}^2}{2\mu\hat{r}^2} + \hat{V}_{\text{cœur}}(r) + F\hat{z} \quad (3.29)$$

En champ nul, on connaît le décalage en énergie par rapport à l'hydrogène dû à la présence de $V_{\text{cœur}}$ pour un niveau $|n, l\rangle$ que l'on peut écrire comme la perturbation au

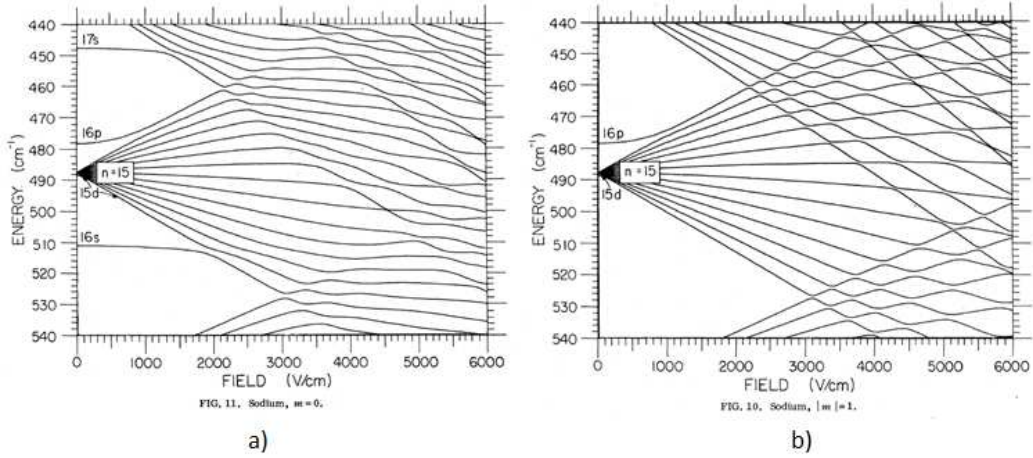


FIGURE 3.5 – Diagrammes Stark des niveaux $n = 15$ du sodium dans les cas a) $|m| = 0$ et b) $|m| = 1$ extraits de [70]

premier ordre de $V_{\text{cœur}}$:

$$\langle n, l, m | V_{\text{cœur}} | n, l, m \rangle = \frac{-1}{2n^2} - \frac{-1}{2(n - \delta_l^2)} \sim \frac{-\delta_l}{n^3} \quad (3.30)$$

Cette expression est généralisée dans [71] :

$$\langle n, l, m | V_{\text{cœur}} | n', l, m \rangle \sim \frac{-\delta_l}{\sqrt{n^3 n'^3}} \quad (3.31)$$

où seuls les éléments de matrice de même l et m sont non nuls. Utilisant l'équation (3.24), l'expression des éléments de matrice de $V_{\text{cœur}}$ dans la base $|n, n_1, m\rangle$ est donnée par :

$$\langle n, n_1, m | V_{\text{cœur}} | n', n'_1, m \rangle \sim \sum_l -\frac{\delta_l}{\sqrt{n^3 (n')^3}} \langle n, n_1, m | n, l, m \rangle \langle n', l, m | n', n'_1, m \rangle \quad (3.32)$$

Pour une valeur de m donnée, on somme les l de $|m|$ à $n - 1$, hors δ_l décroît très vite avec l . On peut estimer que la somme se réduit à un seul terme dominant, celui en $\delta_{|m|}$. Les coefficients $\langle n', l, m | n', n'_1, m \rangle$ sont de l'ordre de $1/\sqrt{n}$ ce qui nous permet d'estimer pour $n \sim n'$:

$$\langle n, n_1, m | V_{\text{cœur}} | n', n'_1, m \rangle \sim \frac{\delta_{|m|}}{n^4} \quad (3.33)$$

qui donne l'ordre de grandeur des couplages. Cette formule, sans doute la plus importante de cette partie, explique ce que l'on a observé sur les diagrammes Stark du sodium, à savoir que le couplage diminue avec le défaut quantique et avec $|m|$ croissant.

3.2 Schéma d'ionisation de notre jet d'atomes froids

Dans notre expérience (voir la figure 2 de l'introduction), l'ionisation du jet d'atomes a lieu le plus près possible après la sortie du PMO-2D, avant que le jet ne diverge trop. Le but est en effet d'obtenir un courant maximum après l'ionisation. En théorie, on pourrait augmenter la taille des lasers d'excitation mais cela nécessiterait plus de puissance laser. La méthode choisie pour ioniser les atomes de notre jet est l'ionisation en champ électrostatique d'atomes excités sur des états de Rydberg. Les atomes sont d'abord excités par laser sur un niveau de Rydberg lorsqu'ils sont dans un champ électrique homogène puis, en se propageant à la vitesse du jet \bar{v}_z , traversent une zone de fort gradient de champ croissant afin d'atteindre le champ d'ionisation le plus vite possible avant de se désexciter.

Les paramètres importants de la configuration spatiale de champ nécessaire sont le champ électrique homogène d'excitation Rydberg F_0 , le gradient de champ longitudinal F' et le champ d'ionisation F_i . Le gradient doit être le plus élevé possible pour minimiser le temps d'ionisation des atomes et donc la taille de la zone d'ionisation (et donc la dispersion en énergie). Le taux d'ionisation $\Gamma(F)$ d'un état est en effet croissant avec F . Un autre facteur à prendre en compte est la présence des nombreux croisements visibles sur le diagramme Stark du césium (voir la figure 3.4) car les atomes, une fois tous excités par laser sur un même niveau Rydberg, voyagent dans le gradient de champ et peuvent éventuellement changer d'états au passage d'un croisement. Les atomes n'étant plus dans le même état ne s'ionisent alors plus au même champ, entraînant une dispersion en énergie non désirée. L'état de Rydberg excité $|n, n_1, m\rangle$ et le champ F_0 doivent donc être choisis afin d'être proche de la limite d'ionisation et minimiser le nombre de croisement avant l'ionisation.

Le schéma d'excitation laser choisi pour créer nos états de Rydberg est présenté sur la figure 3.6.a. Il s'agit d'une excitation en trois étapes depuis le niveau fondamental : $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 7S_{1/2} \rightarrow nP_{3/2}$ où n est le nombre quantique principal du niveau de Rydberg final. L'excitation $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ à 852 nm est réalisée par une diode DFB du même type que pour les lasers du PMO-2D. Pour l'excitation $6P_{3/2} \rightarrow 7S_{1/2}$, on utilise une diode laser à 1470 nm fibrée en sortie. Enfin, pour le dernier étage d'excitation, nous avons utilisé un laser Ti :Sa accordable entre 720 nm et 950 nm offrant jusqu'à 5W de puissance à 790nm. L'accordabilité en longueur d'onde du Ti :Sa nous permet de réaliser les études préliminaires pour choisir l'état de Rydberg final et même de réaliser de la photo-ionisation à titre de comparaison. A terme, il est possible d'utiliser une diode à la place du Ti :Sa, beaucoup moins chère et encombrante, une fois les études finies et le choix du niveau de Rydberg fixé. Notons qu'à Orsay Physics, le schéma d'excitation est

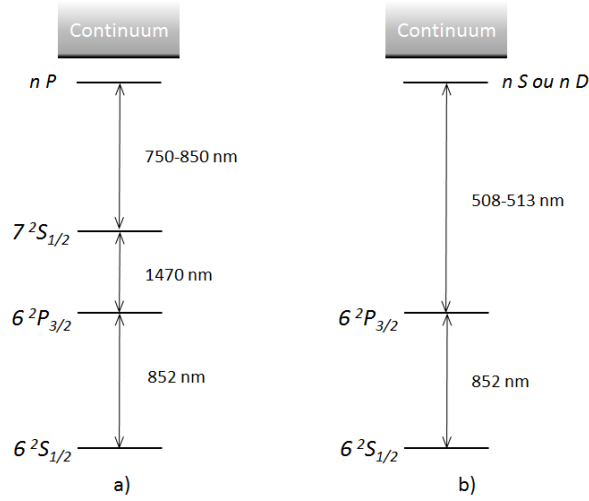


FIGURE 3.6 – Schéma d’excitation Rydberg a) au LAC, b) à OP.

en deux étapes (voir la figure 3.6.b).

Pour obtenir le courant le plus élevé possible, l’excitation laser vers l’état de Rydberg sélectionné doit être réalisé de manière très efficace pour tous les atomes du faisceau. Des efficacités d’excitations de presque 100% sont possibles en utilisant des schémas d’excitations cohérentes [72, 73], mais nous serons plus conservatif ici et supposons une probabilité d’excitation de seulement 10% avec une excitation incohérente. En fait, une grande efficacité d’excitation est probablement empêchée par un effet de blocage dipolaire créé par le fait que les énergies des états de Rydberg sont décalées hors résonance par interactions avec les atomes voisins [74]. De plus, nous voudrions éviter une trop grande densité d’états de Rydberg qui crée une force entre les atomes entraînant des mouvements qui peuvent dégrader la brillance du jet, ou bien créer un plasma [75, 76, 77]. En conséquence, notre objectif est de créer une densité de $10^{10} \text{ at.cm}^{-3}$.

Après avoir été excités, les atomes doivent se déplacer jusqu’à ce qu’ils soient ionisés par le champ électrique. Le temps de vie radiatif d’un état de Rydberg $|n, l\rangle$ peut être estimé, en champ nul, par une formule simplifiée [77, 78] :

$$\tau = n^3(l + 1/2)^2 \times 10^{-10} \text{ s} \quad (3.34)$$

Cette formule ne tient pas compte de l’effet du corps noir [79] qui, à une température T en Kelvin, augmente le taux de désexcitation de environ $2 \times 10^7 \frac{T}{300} n^{-2} \text{ s}^{-1}$ [80]. En champ électrique, les valeurs l sont mélangées mais en prenant comme valeur conservative un état pur ns , un état $n = 30$ a une durée de vie de l’ordre de $10 \mu\text{s}$. Avec un jet d’atomes de vitesse $\bar{v}_z = 20 \text{ m.s}^{-1}$, les atomes parcourent seulement $200 \mu\text{m}$ avant de se désexciter. Cela nécessite de créer une géométrie de champ très précise.

La nécessité d’avoir un champ très homogène dans la zone d’excitation Rydberg

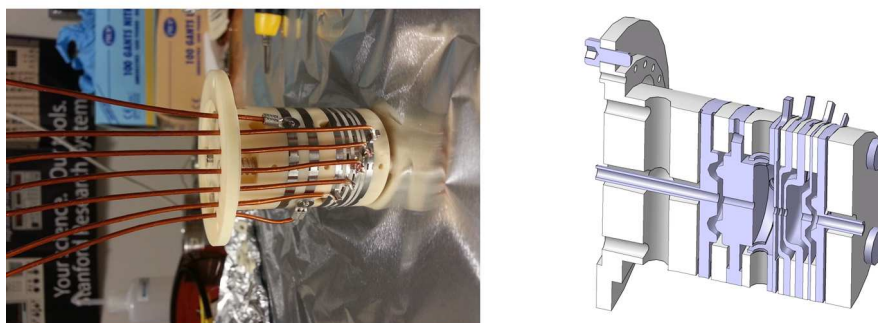


FIGURE 3.7 – Ensemble des 7 électrodes en ARCAP de la zone d'ionisation. Les isolants sont en alumine. A gauche, une photo, à droite, une image CAO.

suivi par un très fort gradient de champ a nécessité de concevoir avec soin le système d'électrodes. Ce travail a été réalisé en étroite collaboration avec Orsay Physics et les détails de ce travail sont décrit dans la thèse [49]. Une photo et une représentation CAO des électrodes sont présentées sur la figure 3.7. L'ensemble comprend sept électrodes à géométrie cylindrique et percées d'un trou de 1 à 2 mm en leurs centres. Elles sont séparées par des éléments isolants en alumine. L'ensemble est conçu en tenant compte des tensions de claquage dans le vide, 100 kV.cm^{-1} , et à la surface des isolants, 10 kV.cm^{-1} . L'énergie final du faisceau en sortie peut donc aller jusqu'à 10 keV avec nos électrodes. Nous utilisons des alimentations haute tension à polarité réversibles ce qui nous permet d'inverser facilement la polarité de notre système et de choisir dans quelle sens envoyer les électrons ou les ions après ionisation.

La figure 3.8 représente plus en détail ces électrodes avec le logiciel SIMION. Ce logiciel permet de calculer d'abord des cartes de champ très précises à partir de l'équation de Poisson et d'une géométrie d'électrodes donnée puis de calculer la trajectoire de particules chargées dans cette carte de champ. Les électrodes étant à symétrie cylindrique, elles sont représentées dans le plan xOz où Oz est l'axe des électrodes et du jet. Le graphe présenté en bas de la figure représente le potentiel $V(z)$ et le champ $F(z)$ le long de l'axe Oz .

Une représentation en coupe de la chambre d'ionisation complète est présenté sur la figure 3.9. Elle a été également conçue dans son ensemble en collaboration avec Orsay Physics (voir les thèses [49, 48]). Elle est composée de deux parties. La première partie n'a pas d'influence sur le jet atomique qui ne fait que la traverser. La deuxième partie contient le système d'électrodes décrit plus haut et destiné à créer le champ électrique nécessaire. Quatre hublots traités permettent d'injecter les lasers d'excitation. Les hublots sont en face de 2 trous cylindriques placés dans l'ensemble des électrodes selon deux axes perpendiculaires Ox et Oy . La zone d'excitation est ainsi située entre les électrodes 2 et 3 et très près de l'électrode 3.

Lors de l'ionisation, un faisceau d'électrons et un faisceau d'ions sont créés dans

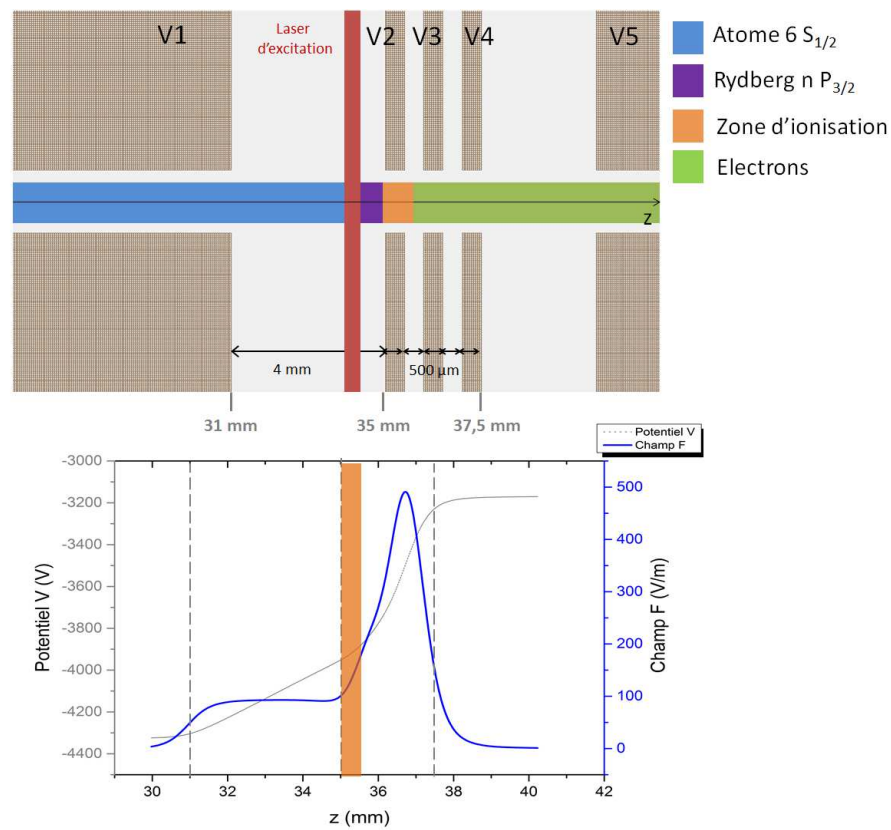


FIGURE 3.8 – En haut : Géométrie des électrodes situées autour de la zone d’ionisation (image issue de SIMION). Les trois électrodes centrales sont espacées de $500 \mu\text{m}$. L’abscisse indiquée a pour origine la première électrode de gauche visible sur la figure 3.7 à droite. Cette géométrie permet d’obtenir un champ très homogène entre les électrodes 1 et 2 suivi par un fort gradient entre les électrodes 2 et 5. En bas, courbe de champ et de potentiel sur l’axe Oz prévue pour notre schéma d’ionisation.

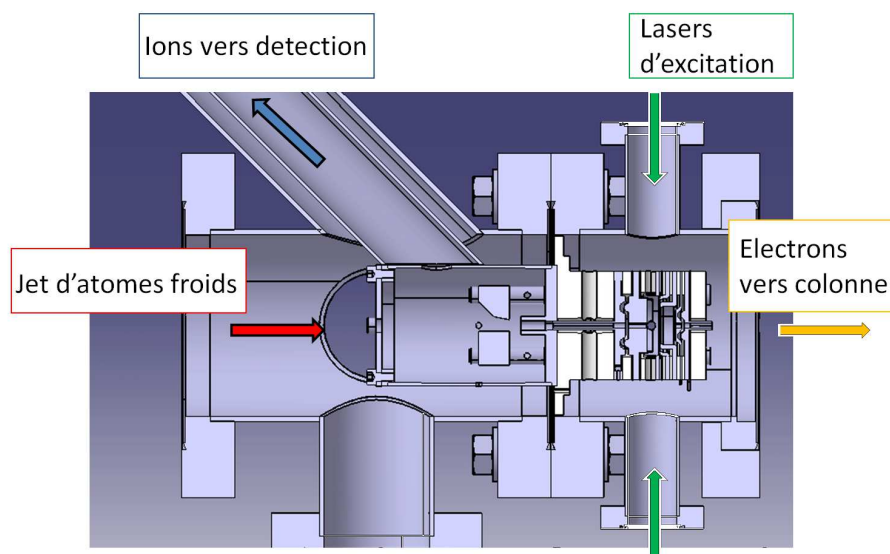


FIGURE 3.9 – Représentation en coupe CAO de la chambre d’ionisation complète vue du dessus. Le faisceau d’atomes entre par la gauche et un faisceau d’électrons sort par la droite. La chambre est composée de deux parties : la partie droite contient les électrodes de la zone d’ionisation et les hublots permettant aux lasers d’excitation Rydberg de passer, la partie gauche contient un déflecteur qui envoie les ions accélérés vers l’arrière dans un bras où ils sont détectés.

les deux directions opposées. Le faisceau destiné à être utilisé est celui partant « vers l’avant », dans la direction du jet d’atome. L’autre voyageant vers l’arrière passe dans la première partie de la chambre où un déflecteur horizontal est installé afin de dévier le faisceau vers un bras de la chambre où l’on installe un détecteur (galettes micro-canaux). En inversant les polarités des tensions appliquées, il est donc possible d’accélérer les électrons (ou respectivement les ions) vers l’avant de la chambre pour être utilisés et respectivement les ions (ou respectivement les électrons) vers l’arrière pour diagnostiquer le faisceau. À cause de problèmes d’alignement des lentilles, il a été nécessaire de rajouter un déflecteur dans le plan vertical également. De plus, il nous a été nécessaire de rajouter un blindage magnétique supplémentaire à cause de la très grande sensibilité des électrons aux champs perturbateurs. En effet, les électrons du fait de leur faible masse voient leur trajectoires bien plus facilement perturbées par des champs magnétiques parasites que des ions.

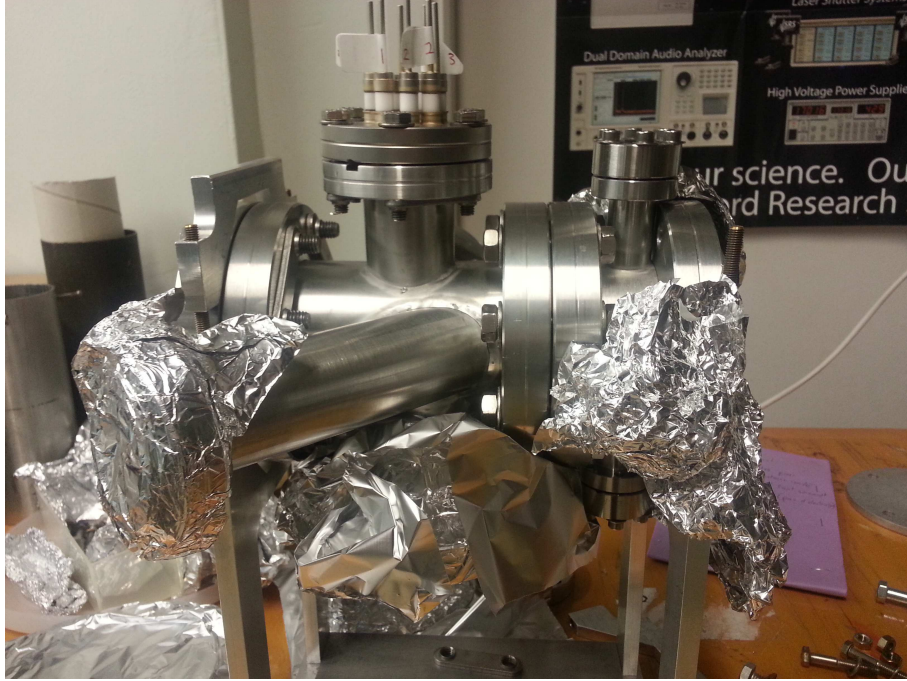


FIGURE 3.10 – Photo de la chambre d’ionisation avant son installation.

3.3 Taux d’ionisation en champ des Rydberg alcalins

Les atomes de Rydberg alcalins ont la propriété comme je l’ai dit de s’ioniser rapidement en champ, bien plus que l’hydrogène en particulier qui sert de base à la description théoriques des Rydberg. Cette différence émerge de la présence seule du terme V_{Coeur} dans l’hamiltonien. Dans cette partie, nous allons voir en partant de l’ionisation de l’hydrogène et à l’aide d’un modèle simple à 2 niveaux comment ce terme de couplage influence l’ionisation des Rydberg Alcalins. Ce même modèle nous servira de point de départ pour sélectionner un état de Rydberg possédant un taux d’ionisation en champ $\Gamma(F)$ variant très vite afin de minimiser la taille de la zone d’ionisation et la dispersion en énergie.

3.3.1 Cas de l’hydrogène

Comme pour toute modélisation des atomes de Rydberg, il est intéressant de partir du cas de l’atome d’hydrogène. En présence d’un champ électrique uniforme F et dans un état où $l = 0$ (terme centrifuge nul), le potentiel vu par l’électron de l’atome d’hydrogène s’exprime :

$$V_{\text{Stark}}(x, y, z) = \frac{-1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} + Fz \quad (3.35)$$

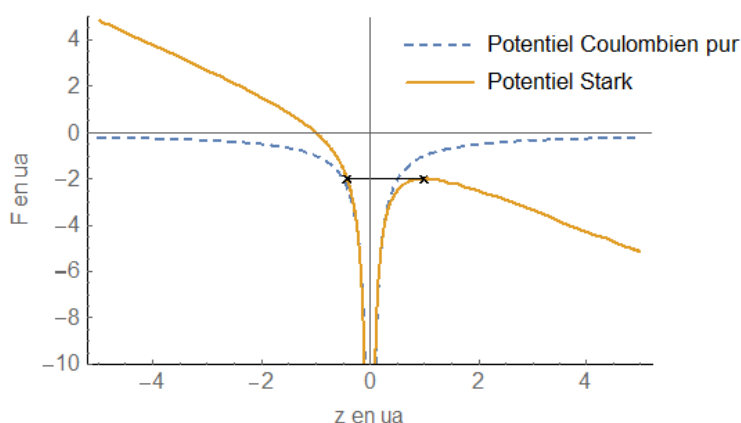


FIGURE 3.11 – Potentiel Stark de l’Hydrogène pour $l = 0$ et $F = 1$ en unités atomiques (u.a.) représenté le long de l’axe Oz

exprimé en coordonnées cartésiennes (voir la figure 3.11) et en unités atomiques (u.a.). D’un point de vue classique, il y a ionisation lorsque l’énergie de liaison de l’état est supérieure à la valeur du potentiel. Il existe un maximum local du potentiel Stark pour $z_{selle} = \frac{1}{\sqrt{F}}$ u.a. où le potentiel vaut $V_{Stark}(z_{selle}) = -2\sqrt{F}$ u.a.. En égalisant $V_{Stark}(z_{selle})$ avec l’expression de l’énergie d’un niveau de l’hydrogène en fonction de n , on obtient la formule connue qui donne grossièrement le champ électrique nécessaire pour ioniser un électron dans un état n : $F \sim \frac{1}{16n^4}$ u.a.. Cette définition est cependant extrêmement simpliste. Elle ne tient pas compte de différents facteurs :

- le déplacement de l’énergie des niveaux par effet Stark
- la distribution spatiale des fonctions d’ondes
- les phénomènes d’effet tunnel

Afin de modéliser plus précisément l’ionisation, il est nécessaire de considérer les énergies et fonctions d’ondes de l’hamiltonien Stark de l’hydrogène et de calculer la probabilité de transition vers le continuum. Ceci est réalisé dans la référence [81]. Nous donnons ici le résultat sous la forme d’un taux d’ionisation de l’hydrogène :

$$\Gamma(F, n, n_1, m) = \frac{4R(F, n, n_1, m)^{(2n_2+m+1)}}{(n^3 n_2! (n_2 + m)!)} \times e^{-(2/3) (R(F, n, n_1, m) - \frac{1}{4}n^3 F(34n_2^2 + 34n_2m + 46n_2 + 7m^2 + 23m + 53/3))} \text{ u.a.} \quad (3.36)$$

avec :

$$R(F, n, n_1, m) = \frac{1}{F} - 2 E_n(F, n, n_1 m)^{\frac{3}{2}} \text{ u.a.} \quad (3.37)$$

Le champ F est ici en u.a.. Sur la figure 3.12, l’opacité des niveaux représente le taux d’ionisation. On voit que, dans une multiplicité donnée, les états sont de plus en plus

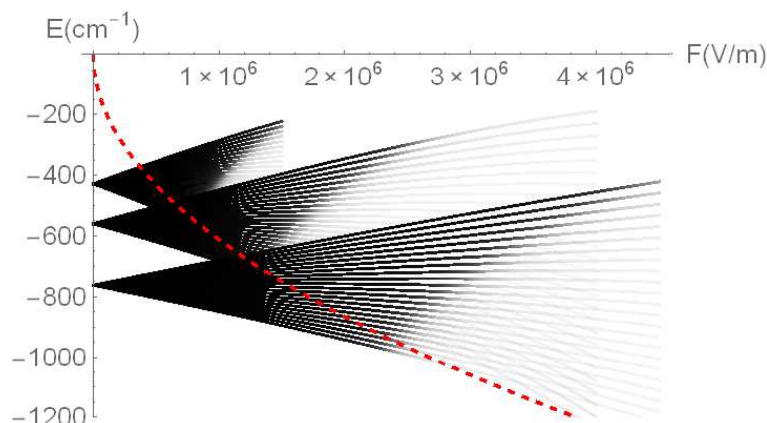


FIGURE 3.12 – Diagramme Stark de l’Hydrogène pour $n=12$, $n=14$ et $n=16$. L’opacité des courbes indique le taux d’ionisation de telle manière que la courbe disparaît pour un taux d’ionisation supérieur à $10^9 s^{-1}$. La courbe rouge indique la limite d’ionisation classique (en $\frac{1}{16n^4}$). Il apparaît clairement que les états ne suivent pas la limite d’ionisation classique excepté l’état le plus rouge de chaque multiplicité. De manière remarquable, plus l’état est bleu (valeur de n_1 croissante), plus l’état s’ionise à une valeur de champ forte ce qui est contradictoire avec la vision classique de l’ionisation.

stables lorsque l’on va des états rouges vers les états bleus. Cela est contradiction avec la vision simpliste de la limite d’ionisation classique.

3.3.2 Cas des alcalins : explication par un modèle à 2 niveaux

Dans le cas des atomes de Rydberg alcalins, l’existence d’un couplage de cœur entre certains niveaux fait apparaître des croisements évités comme vu précédemment. En plus de modifier les niveaux d’énergies, les taux d’ionisation sont aussi influencés par le couplage des niveaux. Cela s’explique par une déstabilisation des états bleus au niveau des croisements avec des états rouges. La limite d’ionisation est ainsi déplacée vers des champs plus faibles. La figure 3.13 montre la limite d’ionisation mesurée expérimentalement pour les niveaux du lithium. De plus les taux d’ionisation en fonction du champ croissent beaucoup plus vite qu’avec l’hydrogène. Afin de mieux comprendre l’influence d’un état rouge instable sur un état bleu stable au niveau de leur croisement, nous présentons ici un modèle simple.

Pour cela, nous avons considéré un système à deux niveaux, l’un stable et l’autre instable de durée de vie τ , décrit par l’hamiltonien :

$$\hat{H} = \hat{H}_S + V_{\text{cœur}} \quad (3.38)$$

où $\hat{H}_S = \hat{H}_0 + \hat{z}F$ est l’hamiltonien Stark de l’hydrogène. \hat{H} peut s’écrire alors :

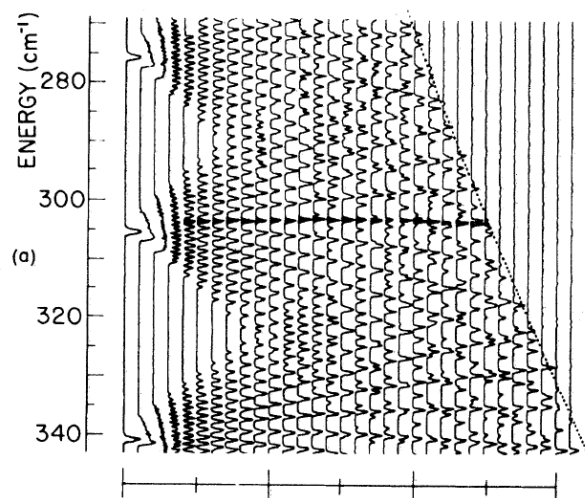


FIGURE 3.13 – Diagramme Stark expérimental du Lithium pour $|m| = 1$ autour du niveau $n = 19$. Les niveaux disparaissent pour un taux d’ionisation supérieur à $3 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$. Figure issue de la référence [82] (figure 1.a).

$$H = \hbar \begin{pmatrix} -\frac{\delta}{2} & V \\ V & +\frac{\delta}{2} - i\frac{\Gamma}{2} \end{pmatrix} \quad (3.39)$$

$\hbar\delta$ est la différence d’énergie entre les deux états et qui dépend du champ. V est le terme de couplage entre les deux états considérés et dû à $V_{\text{cœur}}$. $\tau = \frac{1}{\Gamma}$ est la durée de vie du niveau instable introduite de manière phénoménologique.

En diagonalisant l’hamiltonien, on obtient les nouvelles énergies ainsi que les nouvelles durées de vie en séparant les parties réelles et imaginaires des valeurs propres :

$$\Gamma_{\pm} = \frac{1}{2} \left(-\Gamma \pm \text{Im} \left[\sqrt{16 V^2 - (\Gamma + 2 i \delta)^2} \right] \right) \quad (3.40)$$

$$\delta_{\pm} = \pm \frac{1}{2} \text{Re} \left(\sqrt{16 V^2 - (\Gamma + 2 i \delta)^2} \right) \quad (3.41)$$

Nous allons appliquer ce modèle à un cas qui a été étudié expérimentalement dans la référence [83]. Il s’agit de mesures du taux d’ionisation (voir la figure 3.15.a) de l’état rouge $|n = 14, n_1 = 0, m = 2\rangle$ du sodium à une valeur de champ où il croise l’état bleu $|n = 12, n_1 = 6, m = 2\rangle$. On peut voir que le taux d’ionisation de l’état $|n = 14, n_1 = 0, m = 2\rangle$ augmente de plusieurs ordres de grandeurs lorsque l’on se place au champ de croisement avec l’état $|n = 12, n_1 = 6, m = 2\rangle$. C’est ce genre de profil du taux d’ionisation qui nous intéresserait pour notre expérience afin d’avoir une ionisation très localisée en champ.

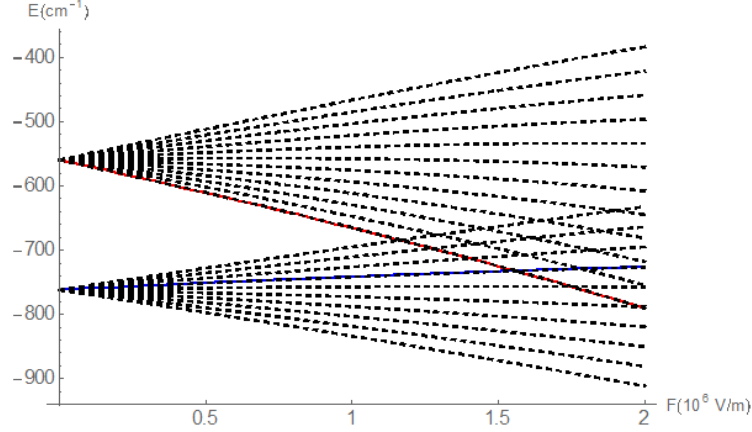


FIGURE 3.14 – Croisement des états *hydrogénoïdes* $|12, 6, 2\rangle$ et $|14, 0, 2\rangle$. Au niveau du croisement des deux états, le taux d'ionisation de l'état rouge est de l'ordre 10^{10} s^{-1} et celui de l'état bleu 10^{-17} s^{-1} .

Pour appliquer ce modèle, nous prenons les énergies et les taux d'ionisation de l'hydrogène. $\hbar\delta$, l'écart en énergie des deux niveaux dans le champ F , est alors donné par l'équation (3.25) :

$$\hbar\delta = E(F, 14, 0, 2) - E(F, 12, 6, 0) \quad (3.42)$$

$\delta(F) = 0$ donne le champ de croisement des 2 niveaux qui vaut ici $F_c \simeq 1.56 \text{ kV/m}$. La formule (3.36) donne le taux d'ionisation au champ F_c pour les deux niveaux :

$$\begin{aligned} \Gamma(F_c, 14, 0, 2) &= 1,7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1} \\ \Gamma(F_c, 12, 6, 2) &= 6,0 \cdot 10^{-17} \text{ s}^{-1} \end{aligned} \quad (3.43)$$

En négligeant les autres causes de largeur de raie, nous pouvons considérer ici le niveau $|12, 6, 2\rangle$ comme stable donc de largeur nulle. Le niveau instable dans l'hamiltonien (3.38) est alors l'état $|14, 0, 2\rangle$ avec $\Gamma = 1.7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$. Pour être plus précis, on pourrait prendre $\Gamma(F)$ dépendant du champ (cf. équation 3.36) mais comme nous nous intéressons seulement à la zone de champ très réduite où les deux niveaux se croisent, prendre Γ constant est une bonne approximation et simplifie le calcul.

Nous avons alors ajusté les données expérimentales de la figure 3.15.a avec notre modèle pour différentes valeurs de V . On trouve un bon accord autour de (figure 3.15.b) :

$$V \sim \Gamma/8 \sim 0.011 \text{ cm}^{-1} \quad (3.44)$$

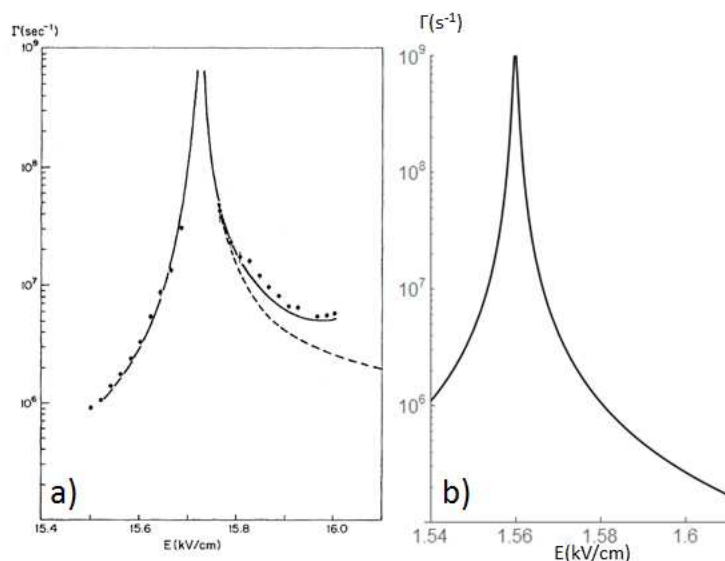


FIGURE 3.15 – a) Taux d’ionisation de l’état $[12, 6, 2]$ du sodium autour du champ de croisement F_c avec l’état $[14, 0, 2]$. Courbe expérimentale issue de la référence [83]. b) Figure équivalente obtenu avec le modèle à 2 niveaux pour $V = \frac{\Gamma}{8}$.

Formule	Résultat
3.32	0.050 cm^{-1}
3.33	0.057 cm^{-1}
Fit	0.011 cm^{-1}

TABLE 3.2 – Différentes valeurs pour V dans l’hamiltonien (3.38)

Comparons cette valeur avec les prédictions théoriques de $V_{\text{cœur}}$ calculées par les formules 3.32 et 3.33 pour ce même croisement du sodium. Les défauts quantiques du sodium sont : $\delta_0 = 1.35$, $\delta_1 = 0.85$, $\delta_2 = 0.01$. Les résultats sont présentés dans le tableau 3.2. Les différentes valeurs sont en relativement bon accord à un facteur 5 près entre la valeur théorique et notre fit.

Afin de mieux comprendre l’influence de V , nous avons également étudié les énergies et les taux d’ionisation des 2 états en fonctions du champ électrique et pour différents valeurs de $\frac{\Gamma}{V}$ (voir la figure 3.16). Il apparaît que lorsque V augmente, les niveaux d’énergies se repoussent et les taux d’ionisation se rapprochent. Il existe une valeur critique pour $V = \frac{\Gamma}{4}$ comme on peut le voir sur la figure 3.17.

Concernant notre expérience, nous souhaitons avoir une ionisation très localisée en champ, c’est à dire avec un fort taux de variation du taux d’ionisation en fonction du champ. Si le couplage est trop grand, l’aspect localisé du taux d’ionisation disparaît petit à petit : la largeur de raie du niveau stable est influencée de plus en plus loin du champ

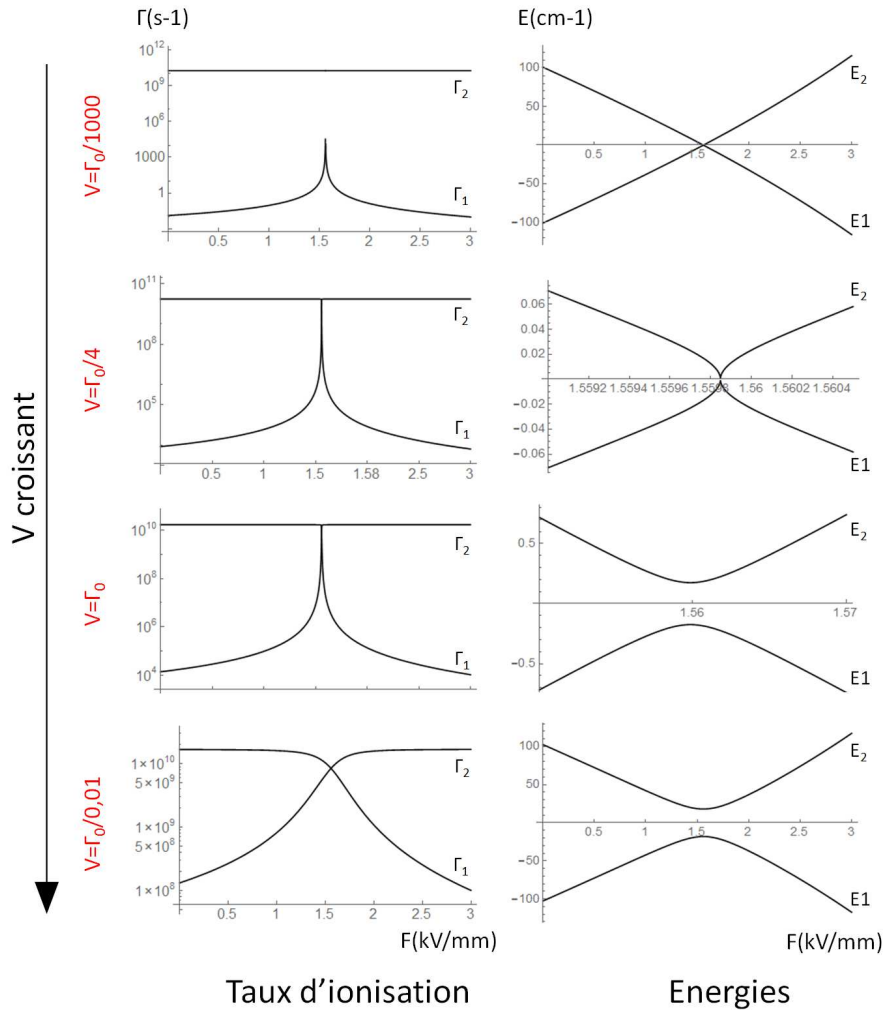


FIGURE 3.16 – Taux d’ionisation et énergies de 2 niveaux couplés par $V = \frac{\Gamma}{k}$ pour différentes valeurs de k . Courbes tracées à partir des équations (3.40) et (3.41) obtenues en diagonalisant l’hamiltonien (3.38). Les échelles des abscisses et des ordonnées peuvent varier. L’effet du couplage apparaît clairement sur ces figures. Lorsque V augmente, les niveaux d’énergies se repoussent et les taux d’ionisation se rapprochent. Le cas $k = 4$ correspond à une valeur critique : pour $k \leq 4$, les taux d’ionisation des 2 états couplés sont égaux au niveau du croisement. Le croisement en énergie du cas $V = \frac{\Gamma}{4}$ est représenté à une échelle plus petite. Remarquons que dans ce cas là, la largeur du niveau est extrêmement grande donc un tel croisement n’est pas visible aussi nettement en réalité.

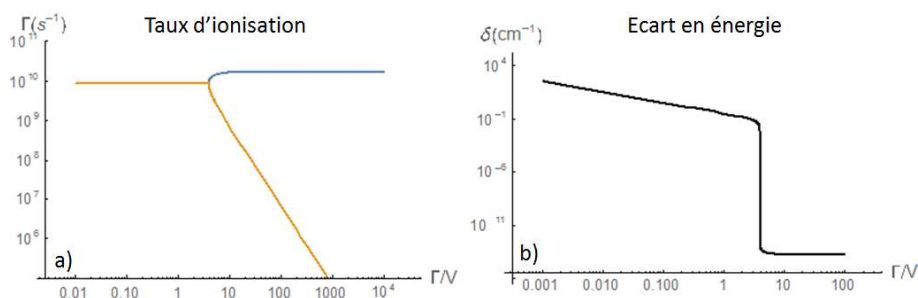


FIGURE 3.17 – Taux d’ionisation et écart en énergie pris à la valeur du champ de croisement des 2 états, l’un instable avec $\Gamma = 10^{10} \text{ s}^{-1}$, tracés en fonction Γ/V .

de croisement et la pente du taux d’ionisation avec le champ diminue. Si le couplage est trop faible, le taux d’ionisation du niveau stable n’atteint pas une valeur suffisamment élevée. Un cas proche du cas idéal serait celui présenté sur la figure 3.15 dans le cas du sodium soit pour $V \leq \frac{\Gamma}{8}$.

En résumé, nous avons établi un modèle simple permettant de calculer le taux d’ionisation d’un atome de Rydberg alcalin à partir de la formule (3.36) du taux d’ionisation de l’hydrogène et d’une estimation de $V_{\text{cœur}}$. Nous avons utilisé ensuite un simple modèle à 2 niveaux afin d’étudier le croisement de deux états. La largeur d’un niveau apparaît dans la partie imaginaire de l’énergie. En appliquant ce modèle au cas du croisement des deux états $|14, 0, 2\rangle$ et $|12, 6, 2\rangle$ du sodium, cela nous a permis de valider notre méthode de calcul de $\Gamma(F)$ en la comparant aux données expérimentales et théoriques issues de [83]. Cette modélisation simplifiée est possible, rappelons le, grâce aux propriétés particulières des états de Rydberg, i.e., leur similitude avec les états de l’hydrogène. Sans avoir à diagonaliser l’hamiltonien total dans une base tronquée, nous obtenons un résultat rapide et satisfaisant pour notre objectif.

Remarquons aussi que ce modèle permet de comprendre le comportement global de la limite d’ionisation des alcalins, c’est à dire pourquoi les états bleus des alcalins s’ionisent à des champs plus faibles que les états bleus de l’hydrogène. Un état bleu va en effet croisé non pas un état rouge (comme dans notre modèle) mais une multitude d’autres états rouges conduisant à son ionisation.

Étudions la validité de ce modèle que nous avons testé dans un cas particulier. Le traitement du couplage par $V_{\text{cœur}}$ par une approximation à 2 niveaux n’est possible que si les 2 niveaux sont isolés du reste ce qui implique :

$$V_{\text{cœur}} \ll \Delta E \quad (3.45)$$

où ΔE est l’écart en énergie avec le plus proche niveau. Dans une multiplicité donnée n , les niveaux d’énergie adjacents sont séparés au 1^{er} ordre par $\Delta E = 3/2Fn$. Comme il

n'y a pas de croisement avant le champ de croisement $F_c = \frac{1}{3n^5}$, nous pouvons prendre $\Delta E_{min} = \Delta E(F = F_c) = \frac{1}{2n^4}$ comme écart minimum. Ainsi, lorsque 2 états rouges et bleus de 2 multiplicités n et $n+1$ se croisent, les niveaux les plus proches sont séparés au moins par $\Delta E_{min} \sim \frac{1}{2n^4}$. En comparant cette valeur à l'ordre de grandeur de $V_{cœur} \sim \frac{\delta_{|m|}}{n^4}$, donné par la formule (3.33), il apparaît que le modèle à 2 niveaux n'est valide que si $\frac{\delta_{|m|}}{n^4} \ll \frac{1}{2n^4}$ soit :

$$\delta_{|m|} \ll 0.5 \quad (3.46)$$

Le croisement du sodium utilisé précédemment est celui de 2 états $m = m' = 2$ et $\delta_{l=m=2} = 0.01$. Pour le césium où les défauts quantiques sont plus élevés, l'utilisation du modèle à 2 niveaux n'est valable que pour les niveaux $l \geq 3$ ($\delta_{l=3} = 0.03$). Il est donc nécessaire d'effectuer un calcul plus complet dans pour les croisements entre niveaux $m = 0, 1, 2$. Pour cela, on pourra utiliser le code développé au laboratoire Aimé Cotton basé sur la référence [70] et présenté dans la thèse [84].

Nous avons expliqué jusqu'ici comment les niveaux bleus d'un atome alcalin de Rydberg sont déstabilisés par les niveaux rouges voisins et s'ionisent à plus bas champ que l'hydrogène. L'influence de $V_{cœur}$ sur l'ionisation a été mise en évidence.

Nous venons de voir le cas d'un croisement entre un état stable et un autre instable. Dans le cas où Γ , la largeur du niveau instable, est très grande, il est aussi possible de considérer ce cas comme le couplage par le potentiel de cœur d'un niveau stable $|\phi_i\rangle$ avec un continuum d'état $|\psi_E\rangle$. Alors, la règle d'or de Fermi-Dirac nous donne le taux d'ionisation de l'état $|\phi_i\rangle$ exprimé de manière simplifiée, en entrant la densité d'état dans la normalisation de $|\psi_E\rangle$, par :

$$\Gamma_i = 2\pi |\langle \phi_i | V_{cœur} | \psi_E \rangle|^2 \quad (3.47)$$

$$= 2\pi |V_i^E|^2 \quad (3.48)$$

3.3.3 États de Rydberg exceptionnel : stabilisation local en champ d'un état ionisant

Cette dernière vision va nous permettre d'expliquer un autre phénomène plus complexe et qui nous intéresse dans le cadre de l'ionisation du jet. Il a été observé expérimentalement dans les années 80 ([86],[87]). Il s'agit d'une stabilisation (chute du taux d'ionisation de plusieurs ordres de grandeurs) de certains états « ionisants » dans les zones de forts champ. Le phénomène est résonnant en champ électrique comme illustré dans les figure 3.18 et 3.19. On y observe une réduction de 2 ordres de grandeurs du taux d'ionisation de l'état $|n = 20, n_1 = 19, m = 0\rangle$ du sodium apparaissant dans un intervalle de champ réduit. Cela est dû à des phénomènes d'interférences entre 2 états ionisant et le continuum. Au croisement des deux états, l'un deux voit son taux d'ionisation aug-

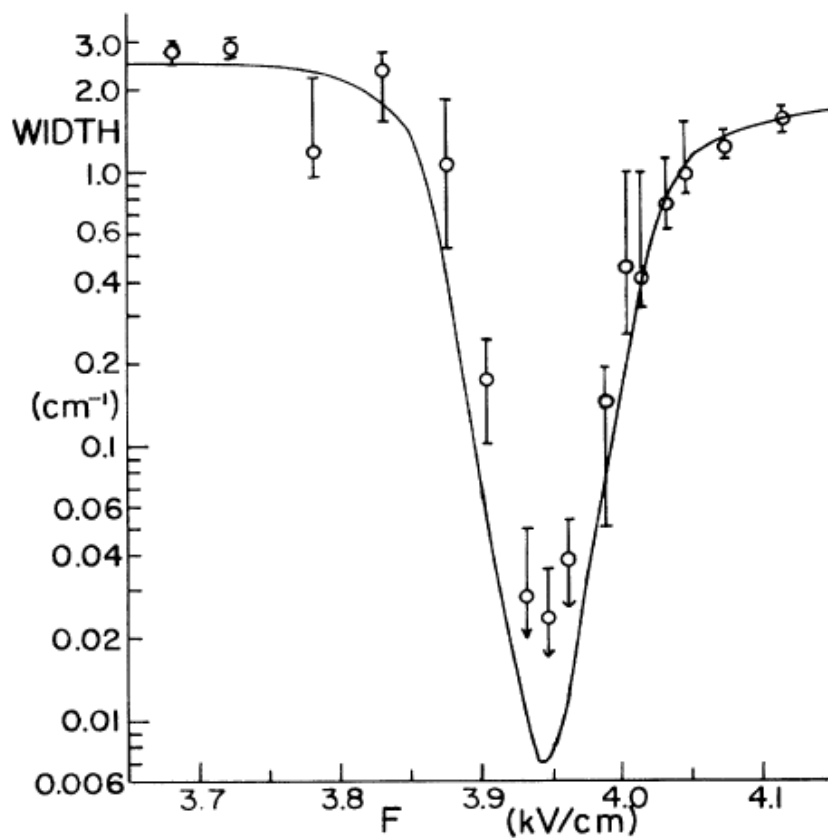


FIGURE 3.18 – Largeur d'ionisation de l'état $|20, 19, 0\rangle$ du sodium en fonction du champ électrique près du croisement avec l'état $|21, 17, 0\rangle$: points expérimentaux (ronds) et courbe théorique (ligne continue). La figure est issue de la référence [85] (Fig. 2).

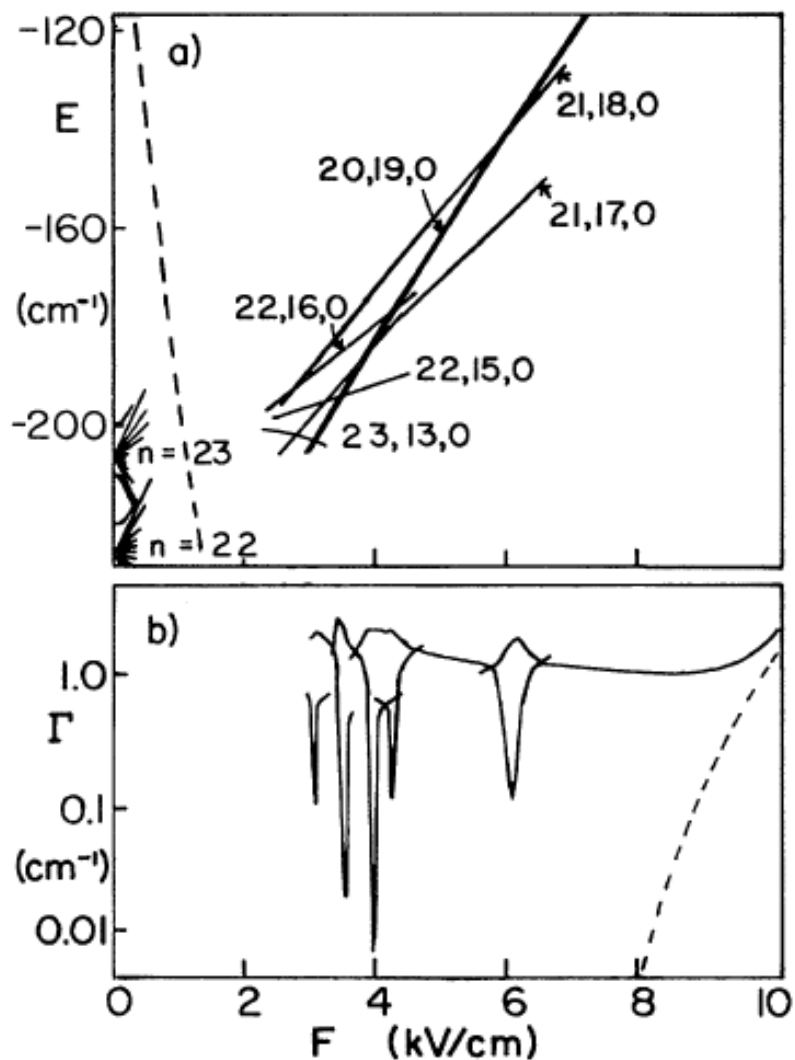


FIGURE 3.19 – a) Énergies et b) largeurs d'ionisation en fonction du champ électrique pour l'état $|20,19,0\rangle$. (Fig. 2). Près de chaque croisement visible dans a), les largeurs des 2 niveaux mélangés sont montrées dans b). L'énergie d'ionisation classique (point de selle) est représentée en pointillés sur a) et les états très mélangés proches de cette énergie sont omis. Dans b), la ligne pointillés représente la largeur hydrogénoïde de l'état $|20,19,0\rangle$. La figure est issue de la référence [85] (Fig. 3).

menter et l'autre diminuer (figure 3.19 en bas notamment). Ceci peut s'expliquer avec un modèle simple.

Soit les deux états ionisants $|\phi_1\rangle$ et $|\phi_2\rangle$ tels que (voir la formule (3.47)) :

$$\Gamma_1 = 2\pi|\langle\phi_1|V_{\text{cœur}}|\psi_E\rangle|^2 \quad (3.49)$$

$$\Gamma_2 = 2\pi|\langle\phi_2|V_{\text{cœur}}|\psi_E\rangle|^2 \quad (3.50)$$

Le phénomène intéressant apparaît si ces deux états sont également couplés entre eux par $\langle\phi_1|V_{\text{cœur}}|\phi_2\rangle$. Au niveau de leur croisement, les nouveaux états propres s'écrivent :

$$|\phi_+\rangle = \cos\theta|\phi_1\rangle + \sin\theta|\phi_2\rangle \quad (3.51)$$

$$|\phi_-\rangle = -\sin\theta|\phi_1\rangle + \cos\theta|\phi_2\rangle \quad (3.52)$$

où $\tan 2\theta = \frac{2\langle\phi_1|V_{\text{cœur}}|\phi_2\rangle}{E_2 - E_1} = \frac{2V_{12}}{\Delta E}$. Leur durée de vie est alors $\Gamma_{\pm} = 2\pi|\langle\phi_{\pm}|V_{\text{cœur}}|\psi_E\rangle|^2$ qui devient alors :

$$\Gamma_{\pm} = \bar{\Gamma} \pm (\delta \cos 2\theta + (\Gamma_1 \Gamma_2)^{1/2} \cos \gamma \sin 2\theta) \quad (3.53)$$

avec :

$$\bar{\Gamma} = 1/2(\Gamma_1 + \Gamma_2) \quad (3.54)$$

$$\delta = 1/2(\Gamma_1 - \Gamma_2) \quad (3.55)$$

$$(3.56)$$

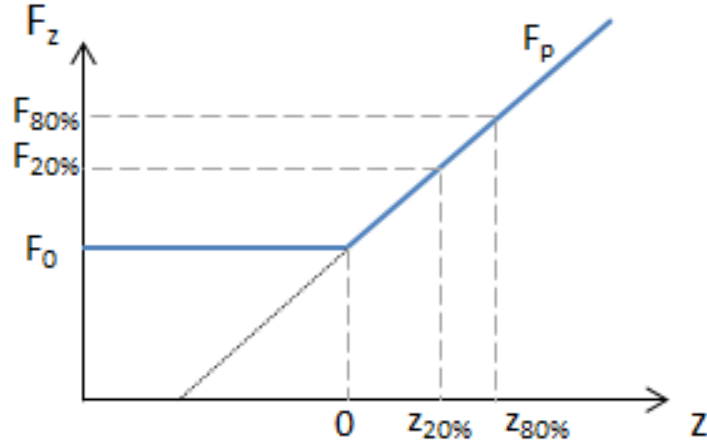
A titre d'illustration, prenons le cas où les 2 états stables ont la même largeur $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \bar{\Gamma}$ et $\delta = 0$:

$$\Gamma_{\pm} = \bar{\Gamma}(1 \pm \sin 2\theta) \quad (3.57)$$

Pour $\theta = \frac{\pi}{4}$, $\Gamma_- = 0$ donc le niveau est stabilisé. Cela correspond à $\frac{2V_{12}}{\Delta E} = \infty$ soit $\Delta E = 0$. La stabilisation apparaît résonnante au niveau du croisement des 2 états.

3.4 Calcul de la dispersion en énergie

Dans cette partie, nous présentons des calculs préliminaires de la taille de la zone d'ionisation Δz_{ion} et donc de la dispersion en énergie du faisceau ΔE . Rappelons que dans notre schéma expérimental, les atomes du jet sont excités sur un état de Rydberg


 FIGURE 3.20 – Configuration de champ modèle pour le calcul de Δz_{ion} .

dans un champ électrique F_0 puis se déplacent selon \vec{u}_z dans un gradient de champ croissant $\frac{\partial F}{\partial z} = F_p$ à la vitesse \bar{v}_z pour atteindre la valeur du champ d'ionisation F_i (voir la figure 3.20).

Afin d'estimer l'effet de $\Gamma(F)$ sur la dispersion en énergie lors du processus d'ionisation, considérons un cas simple où le champ électrique est linéaire de pente F_p (voir la figure 3.20) :

$$F(z) = F(z_0) + F_p z \quad (3.58)$$

Pour un état dont la durée de vie est τ , on peut écrire la probabilité $P(t)$ que l'atome ne soit plus dans l'état de Rydberg, dans notre cas il s'ionise :

$$P(t) = e^{-\int_{t_0}^t \Gamma(t') dt'} \quad (3.59)$$

Considérons un jet atomique de vitesse moyenne \bar{v} se déplaçant dans la direction du champ électrique croissant. On a alors :

$$t = \frac{z - z_0}{\bar{v}} = \frac{F(z) - F(z_0)}{\bar{v} F_p} - \frac{z_0}{\bar{v}} \quad (3.60)$$

Au chapitre précédent, nous avons établi un modèle pour $\Gamma(F)$. En prenant, $t_0 = 0$, $z(t_0) = z_0 = 0$ et $F(z_0) = F(t_0) = F_0$, la probabilité d'ionisation peut se réécrire en fonction du champ F pour un jet d'atomes pénétrant dans un gradient de champ linéaire comme :

$$P(F) = e^{-\frac{1}{\bar{v}F_p} \int_{F_0}^F \Gamma(F') dF'} \quad (3.61)$$

Nous définissons $\Delta z_{ion} = z_{80\%} - z_{20\%}$ comme la zone d'ionisation. $z_{20\%}$ (resp. $z_{80\%}$) sont les positions dans le champ où 20% (resp. 80%) des particules du jet se sont ionisées. Pour cela, on va chercher les solutions de $P(F) = 0.2$ et $P(F) = 0.8$ qui sont appelées $F_{20\%}$ et $F_{80\%}$. Le champ électrique étant linéaire, on a :

$$\Delta z_{ion} = z_{80\%} - z_{20\%} = \frac{F_{20\%} - F_{80\%}}{F_p} \quad (3.62)$$

Nous avons écrit $P(F)$ comme la probabilité d'ionisation d'un état d'un atome se déplaçant dans un gradient de champ électrique linéaire. $P(F)$ dépend à priori de la valeur du gradient F_p , de la vitesse des atomes et évidemment de $\Gamma(F)$. Nous avons accès ainsi à un certain nombre de paramètres expérimentaux sur lesquels nous pouvons jouer pour optimiser ΔE . Ce sont en résumé :

- La vitesse du jet atomique (v)
- La configuration de champ (F_p)
- Le taux d'ionisation lié au choix du niveau de Rydberg (n, n_1, m, F_0)

3.4.1 Hydrogène

Dans un premier temps, considérons à nouveau le cas de l'hydrogène dont nous connaissons le taux d'ionisation $\Gamma(F, n, n_1, m)$. En appliquant la méthode décrite précédemment, nous avons étudié l'impact sur Δz_{ion} de la vitesse du jet et du gradient de champ.

Il apparaît tout d'abord très clairement que la vitesse du jet a très peu d'influence sur la taille de la zone d'ionisation. En considérant l'état $|30, 0, 0\rangle$, et un gradient de champ $F_p = 10^9 \text{ V.m}^{-2}$ (gradient maximum possible), la taille de la zone d'ionisation est $\Delta z_{ion} \simeq 1.5 \mu\text{m}$ pour $\bar{v}_z \simeq 10 \text{ m.s}^{-1}$ et $\Delta z_{ion} \simeq 1.7 \mu\text{m}$ pour $\bar{v}_z \simeq 1000 \text{ m.s}^{-1}$. Autant dire que l'effet est minime.

L'influence du gradient de champ F_p est beaucoup plus importante comme on peut le voir sur la figure 3.21. Il est donc dans notre intérêt d'avoir un gradient le plus élevé possible.

Le dernier paramètre est $\Gamma(F)$ et dépend du niveau de Rydberg $|n, n_1, m\rangle$ excité et de F_0 . Le cas de l'hydrogène est peu intéressant pour étudier notre expérience car il s'ionise très différemment des alcalins et en particulier très lentement.

3.4.2 Sodium

Nous venons de discuter le cas de l'hydrogène où $\Gamma(F)$ est connu. Au paragraphe précédent, nous avons vu une méthode pour calculer $\Gamma(F)$ dans le cas des atomes de

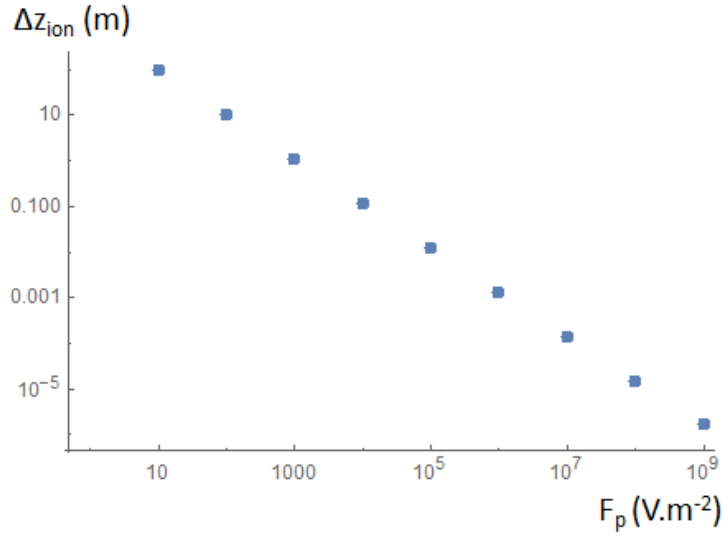


FIGURE 3.21 – Influence de F_p sur Δz_{ion} dans le cas de l'état $|30, 0, 0\rangle$ de l'hydrogène avec $v = 100 \text{ m.s}^{-1}$,

Rydberg alcalins. Nous nous sommes intéressés aux croisements car ils permettaient de comprendre en quoi l'ionisation de ces atomes différait grandement de l'hydrogène. Le cas expérimental qui nous a servi de référence est celui du croisement de 2 états du sodium. Ce choix n'est pas anodin : au niveau du croisement, $\Gamma(F)$ présente une variation très importante sur une faible zone de champ, ce qui est ce que l'on recherche pour optimiser la taille de la zone d'ionisation.

A titre d'illustration, reprenons le modèle à 2 niveaux du croisement des états $|12, 6, 2\rangle$ et $|14, 0, 2\rangle$ du sodium vu précédemment. Nous connaissons ainsi à partir de la formule (3.40), le taux d'ionisation $\Gamma_-(F)$ du niveau $|12, 6, 2\rangle$ près du croisement avec l'état $|14, 0, 2\rangle$. A partir de la méthode décrite plus haut (voir la formule 3.62), on calcule la taille de la zone d'ionisation soit :

$$\Delta z_{ion} \simeq 4.2 \mu\text{m} \quad (3.63)$$

Les paramètres de ce calcul sont : $F_p = 10^9 \text{ V.m}^{-1}$, $v = 100 \text{ m.s}^{-1}$, $\Gamma = 1,7 \times 10^{10} \text{ at.s}^{-1}$ et $V = \Gamma/8$. Avec un champ d'ionisation moyen de $1.56 \times 10^6 \text{ V.m}^{-1}$, la dispersion en énergie est de l'ordre de 6 eV ce qui est énorme. Cependant le cas du sodium correspond à un niveau où n est relativement faible. Avec n plus grand, on diminue le champ d'ionisation et il est possible d'obtenir une dispersion en énergie beaucoup plus faible. A partir de notre modèle, nous allons chercher à optimiser la taille de la zone d'ionisation en jouant sur les différents paramètres.

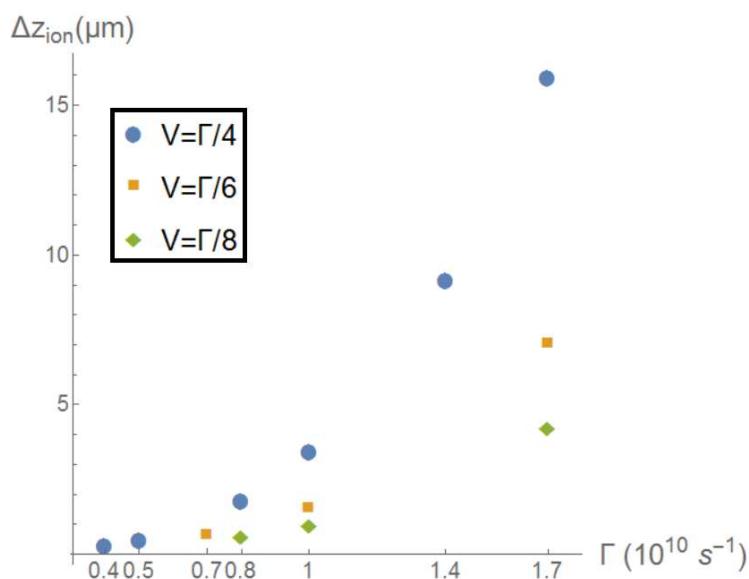


FIGURE 3.22 – Δz_{ion} calculé en fonction de Γ avec $F_p = 10^9 \text{ V.m}^{-1}$, $v = 100 \text{ m.s}^{-1}$. Selon les cas, $V = \frac{\Gamma}{4}$, $V = \frac{\Gamma}{6}$ ou $V = \frac{\Gamma}{8}$.

3.4.3 Optimisation de la dispersion en énergie

L'optimisation de tous les paramètres est relativement complexe. Considérons le même croisement du sodium que précédemment et choisissons comme paramètres $F_p = 10^9 \text{ V.m}^{-1}$ et $v = 100 \text{ m.s}^{-1}$. Nous avons calculé la taille de la zone d'ionisation pour différentes valeurs de Γ et rapports de V à Γ ($V = \frac{\Gamma}{4}$, $V = \frac{\Gamma}{6}$ et $V = \frac{\Gamma}{8}$). On peut imaginer sélectionner Γ expérimentalement en choisissant un état $|12, n_1, 2\rangle$ où le choix de n_1 permet d'ajuster le croisement avec l'état rouge $|14, 0, 2\rangle$ que nous conservons (voir la figure 3.14). Les résultats sont présentés sur la figure 3.22.

Dans le cas $V = \frac{\Gamma}{4}$, on obtient un optimum (Δz_{ion} minimum) pour $\Gamma = 0.4 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$. Si l'on baisse encore le Γ , on n'arrive plus à ioniser 80% des atomes (critère arbitraire que l'on s'est fixé). En augmentant Γ , Δz_{ion} augmente assez vite.

Si l'on regarde maintenant les cas $V = \frac{\Gamma}{6}$ et $V = \frac{\Gamma}{8}$, la limite inférieure de Γ pour laquelle on atteint encore 80% d'ionisation augmente. Par contre, la taille de la zone d'ionisation augmente moins vite lorsque l'on augmente Γ .

Pour l'instant, si l'on considère la taille d'ionisation minimale obtenue avec notre modèle, i.e. :

$$\Delta z_{ion} \simeq 0.3 \mu\text{m} \quad (3.64)$$

correspondant au cas $V = \frac{\Gamma}{4}$ et $\Gamma = 0.4 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$, la dispersion en énergie potentielle correspondante est $\Delta E \simeq 0.4 \text{ eV}$ ce qui est très bien et permet d'envisager une dispersion

en énergie très faible. On voit ici l'importance du choix du couplage dans l'optimisation de ΔE (on a gagné plus d'un ordre de grandeur). Cependant cette optimisation est ici virtuelle car les valeurs de Γ et V sont imposées par le choix du croisement de deux états. Nous nous proposons maintenant de trouver directement un tel croisement pour le césium.

3.4.4 Cas du césium

Afin d'estimer la dispersion en énergie, il nous faut trouver un croisement du césium où l'on puisse avoir le même profil de $\Gamma(F)$ à n plus élevé pour que le champ d'ionisation soit également faible.

Le couplage V , exprimé par 3.33 et dépendant de n et δ en première approximation, doit être proche de celui que l'on avait pour le sodium précédemment. Nous choisissons donc les états $m=3$ du césium où le défaut quantique est $\delta_{l=3} = 0.03$ (pour le sodium, on avait $\delta_{l=2} = 0.01$).

En cherchant un peu, on trouve le croisement des états $|40, 0, 3\rangle$ et $|32, 26, 3\rangle$ du césium tel que :

- Le champ de croisement est $F_c = 25663 \text{ V.m}^{-1}$,
- Le taux d'ionisation de $|32, 26, 3\rangle$ au champ F_c est nul,
- Le taux d'ionisation de $|40, 0, 3\rangle$ au champ F_c est : $\Gamma(F_c, 40, 0, 3) = 2.59 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$,
- On prend comme couplage pour le calcul : $V_{\text{cœur}} = \frac{\Gamma}{4} = 6.48 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$

Nous choisissons encore comme paramètres un gradient de champ $F_p = 10^9 \text{ s}^{-1}$ et une vitesse des atomes $v = 100 \text{ m.s}^{-1}$. Le calcul de la zone d'ionisation nous donne alors :

$$\Delta z_{ion} = 0.42 \mu\text{m} \tag{3.65}$$

soit une dispersion en énergie $\Delta E \simeq 10 \text{ meV}$ pour un champ d'ionisation de $F_i = 25663 \text{ V.m}^{-1}$. En photo-ionisation, la zone d'ionisation est celle du waist du laser de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ ce qui donne alors une dispersion en énergie d'environ 250 meV pour un champ d'extraction comparable. On a donc un facteur 50 entre la dispersion en énergie par photo-ionisation et par ionisation en champ d'un état de Rydberg.

Il est donc possible de diminuer grandement la dispersion en énergie en sélectionnant convenablement un état de Rydberg. Il doit être possible d'affiner encore nos calculs et de trouver une méthode d'optimisation plus automatique. Notons enfin que nous n'avons pas traité ici du cas présenté précédemment du croisement de 2 états de Rydberg ionisants couplés entre eux et au continuum. Ce cas offre la possibilité d'aller exciter l'atome sur un état de Rydberg stable à une valeur de champ très précise au delà de la limite d'ionisation. Ceci peut encore améliorer la dispersion en énergie.

3.5 Spectroscopie des états de Rydberg du césium

Dans notre expérience, l'excitation vers un état de Rydberg se fait à partir de l'état $7S_{1/2}$. Seuls les états nP ($l = 1$) sont accessibles or notre modèle précédent n'est valable que pour un défaut quantique $\delta_l \leq 0.5$. Pour le césium, cela veut dire les états tel que $l \geq 3$. Le modèle à 2 niveaux n'est donc plus valide. Un modèle numérique a été développé par F. Robicheaux, modèle s'inspirant de celui présenté dans la référence [88], permettant de simuler les spectres. Ces spectres depuis le niveau $7S_{1/2}$ sont compliqués et difficiles à interpréter. Nous avons réalisé des mesures pour établir un spectre des états de Rydberg en champ du césium que nous avons comparé au calculs réalisé par F. Robicheaux.

Pour cela, nous avons détecté les électrons sur un ensemble de galettes micro-canaux. Le courant d'électrons obtenu étant faible, le signal d'électrons est mesuré en régime de comptage. Le signal observé est celui de l'alimentation haute tension de la MCP. Cela nous permet de détecter les impulsions en tension engendrées par l'impact des électrons sur la MCP. A l'aide d'un compteur, nous avons ainsi pu mesurer un nombre de coup par seconde. Le spectre est alors réalisé en faisant varier la longueur d'onde de notre laser Ti :Sa excitant la dernière transition vers l'état de Rydberg $7S_{1/2} \rightarrow nP$. Le nombre d'atomes de Rydberg excités est alors mesuré en détectant les électrons photo-ionisés par ce même laser. En effet, dans un premier temps, nous n'avons pas mis en place de gradient de champ après la zone d'excitation. Le champ appliqué n'est pas connu précisément. Nous avons donc réalisé une calibration du champ (voir la figure 3.23) en comparant les longueurs d'onde expérimentales d'excitation en champ d'un état de Rydberg à leurs énergies calculées grâce au code utilisé au laboratoire aimé Cotton (voir la figure 3.4) et ce pour plusieurs valeurs de champ.

Après calibration, nous avons alors réaliser différents spectres. Un des spectres mesuré autour de $n = 25$ et pour un champ de 802 V/cm proche du champ d'ionisation est présenté sur la figure 3.24 ainsi que le spectre modélisé avec le code de F. Robicheaux. Sur cette figure, nous pouvons voir que nous obtenons un spectre expérimental en bon accord avec la théorie. Il existe des différences qui peuvent s'expliquer par le fait que le modèle calcule un spectre de photo-absorption alors que nous mesurons un spectre d'excitation Rydberg détecté par photo-ionisation. On peut également voir que malgré une calibration du champ avec la détection d'états de Rydberg connus, il a été nécessaire de translater le spectre horizontalement de 5 V/cm.

Le spectre observé est très complexe et les raies observées très larges, ce qui dénote un fort taux d'ionisation. Le calcul de F. Robicheaux est en bon accord avec les résultats obtenus. A l'aide de ce code d'une part et de mesures de spectres expérimentales d'autre part, nous avons recherché un état de Rydberg s'ionisant rapidement en champ mais n'avons pas trouvé de cas satisfaisant. C'est pourquoi nous avons cherché à réaliser un modèle plus simple : c'est le modèle de croisement à deux niveaux présenté précédemment. C'est ce qui nous a permis de comprendre qu'il fallait aller chercher des états $m \geq 3$, ce qui impose $l \geq 3$, si l'on voulait des taux d'ionisation élevés. Malheureusement, nous n'excitons actuellement depuis le niveau $7S_{1/2}$ que les états $l = 0$ et $l = 1$ ce qui couple

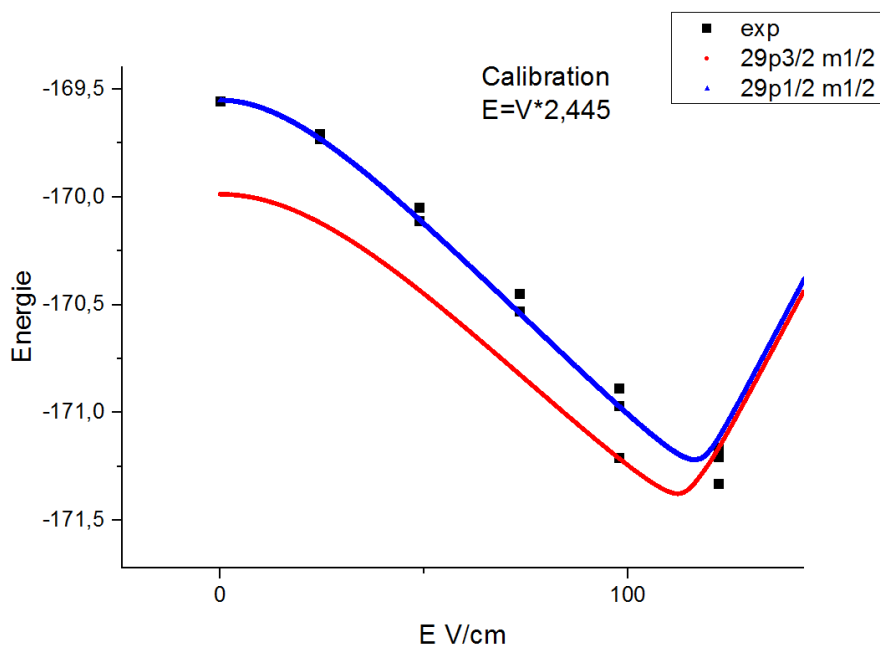


FIGURE 3.23 – Courbe de calibration du champ réalisée en excitant le niveau $29p$ à différentes valeurs du champ. V est la différence de potentiel lue au multimètre.

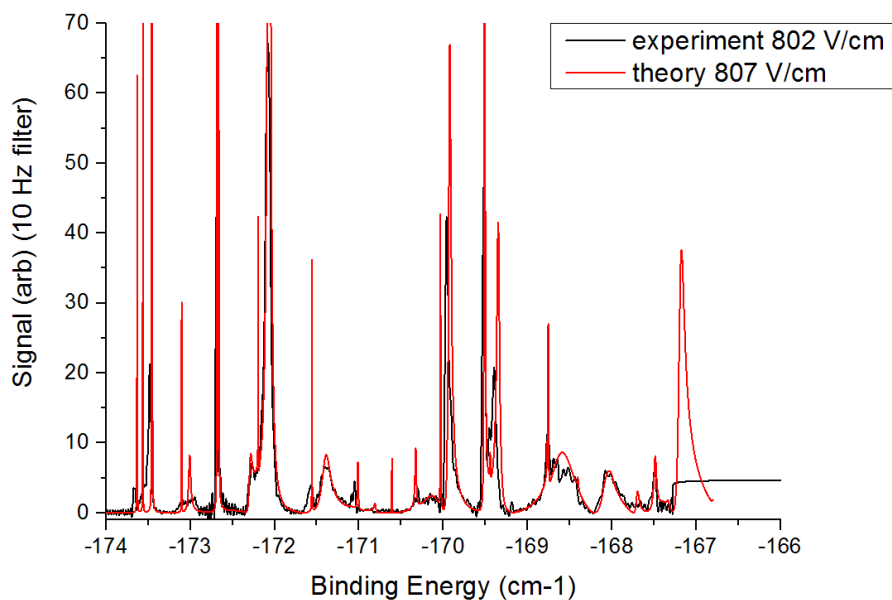


FIGURE 3.24 – Spectre expérimental et théorique des états de Rydberg. On est autour de $n = 25$.

fortement tous les états.

Conclusion

La première partie de ma thèse a concerné l'installation et l'étude du jet d'atomes froids issu d'un PMO-2D, travail présenté dans le chapitre 2. Concernant l'étude avec un laser pousseur standard, nous avons tout d'abord montré, sans surprise, que notre PMO-2D fonctionnait correctement avec l'atome de césium (celui-ci ayant été initialement conçu pour du rubidium). La configuration standard permet d'obtenir un jet d'atomes de flux $\Phi \simeq 8 \times 10^9$ atomes.s⁻¹, pour une taille $4\sigma = 7.7$ mm à 60 cm après la sortie du PMO-2D (qui a un trou de sortie de 1 mm de diamètre) et une vitesse moyenne des atomes de $\overline{v_z} \simeq 25$ m.s⁻¹. La divergence du jet est $2\theta \simeq 10$ mrad.

Ensuite il a été établi que la simple variation de la puissance du laser pousseur ne permettait pas d'améliorer la divergence du jet d'atomes (bien qu'elle influence la vitesse moyenne de ceux-ci). Enfin, nous avons réalisé une expérience où nous avons remplacé le laser pousseur standard du PMO-2D par un laser configuré de manière à guider (par la force dipolaire) et pousser (par la force de pression de radiation) les atomes. Ainsi, il a été possible de concentrer le flux atomique issu du PMO-2D sur un diamètre de $400\mu\text{m}$ à 60 cm en aval de celui-ci et sans pertes. Les paramètres de faisceaux ($w_0 = 0.024$ mm, $\delta_{(F=4)} = -2\pi \times (10$ GHz), $P_0 = 0.75$ W) doivent être choisis convenablement afin de piéger les atomes du PMO-2D dans le guide dipolaire (profond de 12 mK au waist) et de ne pas trop les réchauffer. On peut envisager par la suite d'augmenter la pression de radiation afin de pousser plus fort les atomes et augmenter la vitesse du jet. En effet, le chauffage engendré n'est en réalité pas très critique pour la réalisation d'un faisceau d'électrons, ceux-ci ayant de toute manière une température minimum de 10 K au moment de l'ionisation comme établi dans la littérature. Si on peut augmenter la vitesse du jet sans augmenter la divergence (ce qui est possible avec le guide dipolaire), cela peut être intéressant pour notre expérience. En effet, la vitesse des atomes du PMO-2D est un peu faible si on considère la durée de vie des atomes de Rydberg et la configuration de champ requise : avec une vitesse de jet de 20 m/s, il n'y a que ~ 200 μm pour que les atomes passent de la zone du champ d'excitation homogène à la zone de fort gradient où ils atteignent le champ d'ionisation). Nous avons également évoqué la possibilité d'utiliser un faisceau guide de type Laguerre-Gauss comme réalisé dans la référence [60].

Après avoir étudié sur le jet atomique seul, nous avons monté la chambre d'ionisation après le PMO-2D et mis en place les systèmes lasers. Une fois les premiers électrons obtenus, nous avons cherché dans un premier temps à réaliser des spectres des états

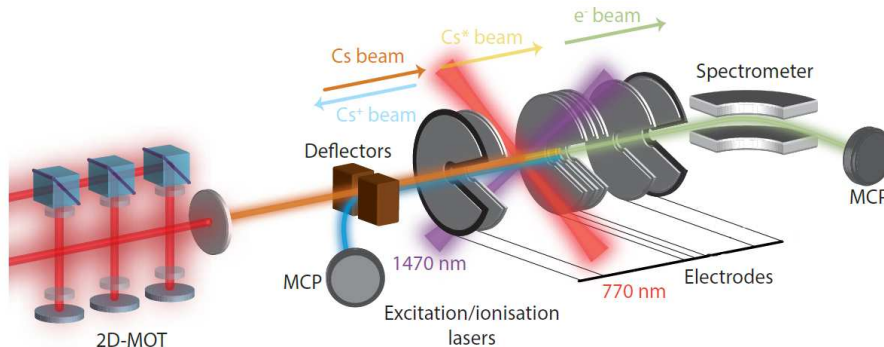


FIGURE 3.25 – Schéma de notre expérience à la fin de ma thèse avec le spectromètre magnétique installé.

de Rydberg autour de $n \sim 25$ en excitant les atomes depuis le niveau $7S_{1/2}$ avec un laser Ti :Sa accordable. Le spectre observé en accord avec le modèle numérique de F. Robicheaux est complexe et difficile à interpréter en soi car on excite seulement les niveaux $|m| = 0$ $|m| = 1$ en champ, niveaux fortement couplés entre eux.

À la fin de ma thèse, nous avons mis en place après la chambre d'ionisation un spectromètre magnétique destiné à mesurer la dispersion en énergie du faisceau d'électrons. Le spectromètre consiste en un secteur de champ magnétique homogène où la trajectoire des électrons est un quart de cercle. Le schéma de notre dispositif est présenté figure 3.25.

Le rayon de courbure des trajectoires dépend directement de l'énergie de chaque électron. Ainsi, en sortie du spectromètre, les trajectoires des électrons sont séparées selon leur énergie. Une MCP est placée en sortie afin de détecter la distribution spatiale des électrons. Si le spectromètre est réglé convenablement, la trace du faisceau sur la MCP est un segment, perpendiculaire au champ magnétique et sa longueur nous permet de remonter à la dispersion en énergie. Un des premiers résultats que nous avons eu est présenté sur la figure 3.26. La dispersion a été mesurée dans trois cas : excitation Rydberg (détection après photo-ionisation), photo-ionisation au seuil et photo-ionisation 10 nm au dessus du seuil. Une dispersion en énergie de 10 eV comme nous l'avons mesuré est très grande par rapport à n'importe quelle source d'électrons (notre objectif étant à terme une source de dispersion au moins inférieure 0.1 eV). S'agissant d'une de nos premières mesures, le dispositif demande à être amélioré, en particulier les réglages de notre spectromètre. De plus, nous photo-ionisons nos atomes de Rydberg ce qui n'est pas la solution envisagée à terme, c'est à dire mettre en place le gradient de champ après la zone d'excitation.

Afin d'améliorer la dispersion en énergie, nous avons stoppé nos expériences et cherché à mieux comprendre l'ionisation des atomes de Rydberg alcalins. Pour cela, nous avons calculé le taux d'ionisation d'un état bleu d'un atome alcalin lorsqu'il croise en champ un état rouge. Ce modèle est valable lorsque le défaut quantique est inférieur à

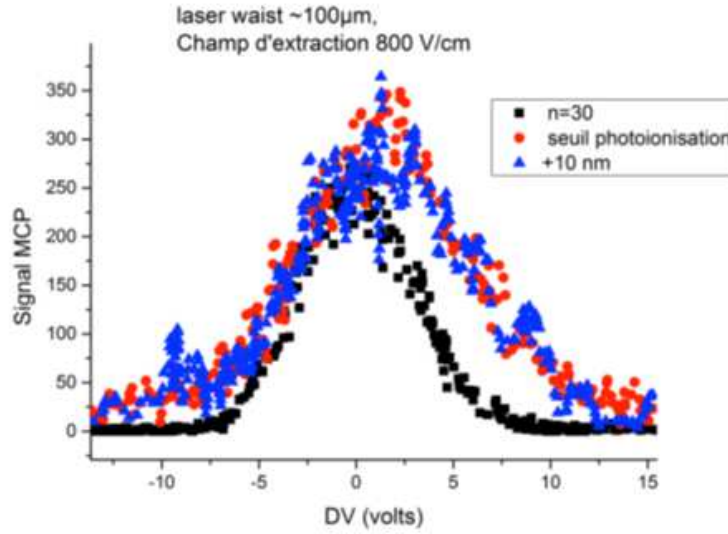


FIGURE 3.26 – Mesures de dispersion en énergie du faisceau d'électrons par un spectromètre magnétique.

0.5, c'est-à-dire quand le croisement des deux états est suffisamment éloigné des autres niveaux d'énergie les plus proches. Grâce à ce modèle, nous avons déterminé un ensemble de conditions sur le choix du croisement afin d'optimiser le taux d'ionisation en champ $\Gamma(F)$. Un exemple de croisement avec le césium a permis de prévoir une dispersion en énergie de quelques meV seulement alors que pour le même champ électrique, un faisceau laser focalisé sur $10 \mu\text{m}$ photo-ionisant les atomes génèrent une dispersion en énergie de 250 meV. Une autre possibilité est d'exciter l'atome sur un état de Rydberg exceptionnel (niveau localement stabilisé au delà de la limite d'ionisation). Ceci nous conforte dans l'idée que l'ionisation en champ d'état de Rydberg est une méthode prometteuse pour obtenir un faisceau monocinétique. De plus, notre méthode rend la taille de la zone d'ionisation indépendante de la taille du laser. Ainsi, il n'est pas nécessaire de diminuer le waist de notre laser d'excitation pour diminuer la dispersion en énergie comme pour la photo-ionisation. Or cela limite fortement le volume d'atomes ionisés et donc le courant maximum possible. Pour trouver un tel croisement dans le césium, il est nécessaire d'exciter un état $|m| = 3$ ou plus. Nous sommes actuellement en train d'étudier comment réaliser une telle excitation en ajoutant un champ magnétique au champ électrique déjà présent.

L'expérience actuelle de l'université de Mayence en collaboration avec Gerd Schönhense est susceptible d'apporter plus d'informations sur l'ionisation des atomes froids. En complément des calculs préliminaires réalisés dans cette thèse, ceci permettra à l'avenir de sélectionner le meilleur état possible pour minimiser la dispersion en énergie de notre source.

L'objectif expérimental de cette thèse qui était de réaliser un faisceau d'électrons monocinétique ($\Delta E \sim 0.1$ eV) n'a pas été atteint mais de nombreux problèmes ont été éclaircis en particulier sur la manière dont nous devons ioniser les atomes de Rydberg pour obtenir une dispersion en énergie du faisceau correspondant à nos attentes.

Bibliographie

- [1] B. G. Freinkman, A. V. Eletsii, and S. I. Zaitsev. Laser ion beam formation for nanotechnologies. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 78 :255–258, 2003.
- [2] B. G. Freinkman, A. V. Eletsii, and S. I. Zaitsev. A proposed laser source of ions for nanotechnology. *Microelectron. Eng.*, 73-74(1) :139–143, 2004.
- [3] B. Knuffman, A. V. Steele, J. Orloff, and J. J. McClelland. Nanoscale focused ion beam from laser-cooled lithium atoms. *New Journal of Physics*, 13(10) :103035, October 2011.
- [4] K. A. Twedt, L. Chen, and J. J. McClelland. Scanning ion microscopy with low energy lithium ions. *Ultramicroscopy*, 142(0) :24 – 31, 2014.
- [5] M. W. van Mourik, W. J. Engelen, E. J. D. Vredenburg, and O. J. Luiten. Ultrafast electron diffraction using an ultracold source. *Structural Dynamics*, 1(3), 2014.
- [6] Martin Reiser. *Theory and Design of Charged Particle Beams*. Wiley-VCH, Weinheim, 2008.
- [7] Stanley Humphries. *Principles of Charged Particle Acceleration*. John Wiley and Sons, 1999.
- [8] Stanley Humphries. *Charged Particle Beams*. John Wiley and Sons, 1990.
- [9] Claude Lejeune and Jean Aubert. Emittance and Brightness, definitions and measurements. *Adv. Electron. Electron Phys., Suppl. A*, 13 :159, 1980.
- [10] C. A. Brau. What Brightness Means. In J. Rosenzweig, G. Travish, and L. Serafini, editors, *The Physics and Applications of High Brightness Electron Beams*, pages 20–27, December 2003.
- [11] Jon Orloff. *Handbook of Charged Particle Optics*. CRC Press, 2008.
- [12] T. C. Killian, S. Kulin, S. D. Bergeson, L. A. Orozco, C. Orzel, and S. L. Rolston. Creation of an Ultracold Neutral Plasma. *Physical Review Letters*, 83 :4776–4779, December 1999.
- [13] Atom Optics. *Pierre Meystre*. Springer Verlag, New York, 2001.
- [14] T. C. Killian, M. J. Lim, S. Kulin, R. Dumke, S. D. Bergeson, and S. L. Rolston. Formation of Rydberg Atoms in an Expanding Ultracold Neutral Plasma. *Physical Review Letters*, 86 :3759, April 2001.

- [15] T. C. Killian, V. S. Ashoka, P. Gupta, S. Laha, S. B. Nagel, C. E. Simien, S. Kulin, S. L. Rolston, and S. D. Bergeson. Ultracold neutral plasmas : recent experiments and new prospects. *Journal of Physics A Mathematical General*, 36 :6077–6085, June 2003.
- [16] T. C. Killian, T. Pattard, T. Pohl, and J. M. Rost. Ultracold neutral plasmas. *Physics Reports*, 449 :77–130, September 2007.
- [17] J. L. Hanssen, E. A. Dakin, J. J. McClelland, and M. Jacka. Using laser-cooled atoms as a focused ion beam source. *Journal of Vacuum Science Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 24 :2907, 2006.
- [18] J. L. Hanssen, J. J. McClelland, E. A. Dakin, and M. Jacka. Laser-cooled atoms as a focused ion-beam source. *Physical Review A*, 74(6) :063416, December 2006.
- [19] J. L. Hanssen, S. B. Hill, J. Orloff, and J. J. McClelland. Magneto-Optical-Trap-Based, High Brightness Ion Source for Use as a Nanoscale Probe. *Nano Letters*, 8 :2844–2850, September 2008.
- [20] A. V. Steele, B. Knuffman, and J. J. McClelland. Inter-ion coulomb interactions in a magneto-optical trap ion source. *Journal of Applied Physics*, 109(10) :104308, May 2011.
- [21] B. Knuffman, A. V. Steele, and J. J. McClelland. Cold atomic beam ion source for focused ion beam applications. *Journal of Applied Physics*, 114(4) :044303, July 2013.
- [22] L. Kime, A. Fioretti, Y. Bruneau, N. Porfido, F. Fuso, M. Viteau, G. Khalili, N. Šantić, A. Gloter, B. Rasser, P. Sudraud, P. Pillet, and D. Comparat. High-flux monochromatic ion and electron beams based on laser-cooled atoms. *Phys. Rev. A*, 88 :033424, Sep 2013.
- [23] B. J. Claessens, S. B. van der Geer, G. Taban, E. J. D. Vredenburg, and O. J. Luiten. Ultracold Electron Source. *Physical Review Letters*, 95(16) :164801, October 2005.
- [24] N. de Jonge, M. Allieux, J. T. Oostveen, K. B. Teo, and W. I. Milne. Optical Performance of Carbon-Nanotube Electron Sources. *Physical Review Letters*, 94(18) :186807, May 2005.
- [25] B. J. Claessens, M. P. Reijnders, G. Taban, O. J. Luiten, and E. J. D. Vredenburg. Cold electron and ion beams generated from trapped atoms. *Physics of Plasmas*, 14(9) :093101, September 2007.
- [26] S. B. van der Geer, M. P. Reijnders, M. J. de Loos, E. J. D. Vredenburg, P. H. A. Mutsaers, and O. J. Luiten. Simulated performance of an ultracold ion source. *Journal of Applied Physics*, 102(9) :094312, November 2007.
- [27] M. P. Reijnders, P. A. van Kruisbergen, G. Taban, S. B. van der Geer, P. H. A. Mutsaers, E. J. D. Vredenburg, and O. J. Luiten. Low-Energy-Spread Ion Bunches from a Trapped Atomic Gas. *Physical Review Letters*, 102(3) :034802, January 2009.
- [28] M. P. Reijnders, N. Debernardi, S. B. van der Geer, P. H. A. Mutsaers, E. J. D. Vredenburg, and O. J. Luiten. Phase-space manipulation of ultracold ion bunches with time-dependent fields. *Phys. Rev. Lett.*, 105 :034802, Jul 2010.

-
- [29] N. Debernardi, M. P. Reijnders, W. J. Engelen, T. T. J. Clevis, P. H. A. Mutsaers, O. J. Luiten, and E. J. D. Vredenburg. Measurement of the temperature of an ultracold ion source using time-dependent electric fields. *Journal of Applied Physics*, 110(2) :024501, July 2011.
- [30] N. Debernardi, R. W. L. van Vliembergen, W. J. Engelen, K. H. M. Hermans, M. P. Reijnders, S. B. van der Geer, P. H. A. Mutsaers, O. J. Luiten, and E. J. D. Vredenburg. Optimization of the current extracted from an ultracold ion source. *New Journal of Physics*, 14(8) :083011, August 2012.
- [31] G. ten Haaf, S. H. W. Wouters, S. B. van der Geer, E. J. D. Vredenburg, and P. H. A. Mutsaers. Performance predictions of a focused ion beam from a laser cooled and compressed atomic beam. *Journal of Applied Physics*, 116(24) :244301, December 2014.
- [32] S. H. W. Wouters, G. ten Haaf, R. P. M. J. W. Notermans, N. Debernardi, P. H. A. Mutsaers, O. J. Luiten, and E. J. D. Vredenburg. Performance predictions for a laser-intensified thermal beam for use in high-resolution focused-ion-beam instruments. *Physical Review A*, 90(6) :063817, December 2014.
- [33] G. Taban, M. P. Reijnders, S. C. Bell, S. B. van der Geer, O. J. Luiten, and E. J. D. Vredenburg. Design and validation of an accelerator for an ultracold electron source. *Physical Review Special Topics Accelerators and Beams*, 11(5) :050102, May 2008.
- [34] S. B. van der Geer, M. J. de Loos, E. J. D. Vredenburg, and O. J. Luiten. Ultracold Electron Source for Single-Shot, Ultrafast Electron Diffraction. *Microscopy and Microanalysis*, 15 :282, July 2009.
- [35] G. Taban, M. P. Reijnders, B. Fleskens, S. B. van der Geer, O. J. Luiten, and E. J. D. Vredenburg. Ultracold electron source for single-shot diffraction studies. *EPL (Europhysics Letters)*, 91 :46004, August 2010.
- [36] E. Vredenburg and J. Luiten. Electron diffraction : Cool beams in great shape. *Nature Physics*, 7 :747–748, October 2011.
- [37] W. J. Engelen, D. J. Bakker, O. J. Luiten, and E. J. D. Vredenburg. Polarization effects on the effective temperature of an ultracold electron source. *New Journal of Physics*, 15(12) :123015, December 2013.
- [38] W.J. Engelen, E.P. Smakman, D.J. Bakker, O.J. Luiten, and E.J.D. Vredenburg. Effective temperature of an ultracold electron source based on near-threshold photoionization. *Ultramicroscopy*, 136(0) :73 – 80, 2014.
- [39] S. B. van der Geer, E. J. D. Vredenburg, O. J. Luiten, and M. J. de Loos. An ultracold electron source as an injector for a compact sase-fel. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 47(23) :234009, 2014.
- [40] S. D. Saliba, C. T. Putkunz, D. V. Sheludko, A. J. McCulloch, K. A. Nugent, and R. E. Scholten. Spatial coherence of electron bunches extracted from an arbitrarily shaped cold atom electron source. *Optics Express*, 20 :3967, February 2012.
- [41] A. J. McCulloch, D. V. Sheludko, S. D. Saliba, S. C. Bell, M. Junker, K. A. Nugent, and R. E. Scholten. Arbitrarily shaped high-coherence electron bunches from cold atoms. *Nature Physics*, 7 :785–789, October 2011.

- [42] A. J. McCulloch, D. V. Sheludko, M. Junker, and R. E. Scholten. High-coherence picosecond electron bunches from cold atoms. *Nature Communications*, 4 :1692, April 2013.
- [43] A. J. McCulloch, D. V. Sheludko, C. T. Putkunz, S. D. Saliba, D. J. Thompson, R. W. Speirs, D. Murphy, J. Torrance, B. M. Sparkes, and R. E. Scholten. High-Coherence Electron and Ion Bunches from Laser-Cooled Atoms. *Journal of Physics Conference Series*, 488(1) :012045, April 2014.
- [44] D. Murphy, R. W. Speirs, D. V. Sheludko, C. T. Putkunz, A. J. McCulloch, B. M. Sparkes, and R. E. Scholten. Detailed observation of space-charge dynamics using ultracold ion bunches. *Nature Communications*, 5 :4489, July 2014.
- [45] B. M. Sparkes, D. J. Thompson, A. J. McCulloch, D. Murphy, R. W. Speirs, J. S. J. Torrance, and R. E. Scholten. High-Coherence Electron and Ion Bunches From Laser-Cooled Atoms. *Microscopy and Microanalysis*, 20 :1008–1014, August 2014.
- [46] W. Schnitzler, N. M. Linke, R. Fickler, J. Meijer, F. Schmidt-Kaler, and K. Singer. Deterministic Ultracold Ion Source Targeting the Heisenberg Limit. *Physical Review Letters*, 102(7) :070501, February 2009.
- [47] W. Schnitzler, G. Jacob, R. Fickler, F. Schmidt-Kaler, and K. Singer. Focusing a deterministic single-ion beam. *New Journal of Physics*, 12(6) :065023, June 2010.
- [48] Yoann Bruneau. *Réalisation d'un faisceau d'ions ou d'électrons monocinétiques à partir d'atomes refroidis par laser*. PhD thesis, Université Paris-Sud 11, 2014.
- [49] Leïla Kime. *Production d'une source d'ions césium monocinétique basée sur des atomes refroidis par laser en vue d'un couplage avec une colonne à faisceaux d'ions focalisés*. PhD thesis, Université Paris-Sud 11, 2012.
- [50] J. Bömmels, E. Leber, A. Gopalan, J. M. Weber, S. Barsotti, M.-W. Ruf, and H. Hottop. Energy broadening due to photoion space charge in a high resolution laser photoelectron source. *Review of Scientific Instruments*, 72 :4098–4105, November 2001.
- [51] Patrick Cheinet. *Conception et Réalisation d'un Gravimètre à Atomes Froids*. PhD thesis, Université Paris VI, 2006.
- [52] D. Comparat. *Molécules froides : Formation de molécules froides par photoassociation d'atomes froids de césium. Mise en évidence de force à longue portée entre atomes froids excités de césium*. PhD thesis, Université Paris-Sud, 1999.
- [53] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, and J. Dalibard. Phase-space density in the magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 52 :1423–1440, August 1995.
- [54] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Dressed-atom approach to atomic motion in laser light - The dipole force revisited. *Journal of the Optical Society of America B Optical Physics*, 2 :1707–1720, 1985.
- [55] J. P. Gordon and A. Ashkin. Motion of atoms in a radiation trap. *Physical Review A*, 21 :1606–1617, May 1980.

-
- [56] W. Wohlleben, F. Chevy, K. Madison, and J. Dalibard. An atom faucet. *European Physical Journal D*, 15 :237–244, August 2001.
- [57] L. Pruvost, D. Marescaux, O. Houde, and H. T. Duong. Guiding and cooling of cold atoms in a dipole guide. *Optics Communications*, 166 :199–209, August 1999.
- [58] Y. Bruneau, G. Khalili, P. Pillet, and D. Comparat. Guided and focused slow atomic beam from a 2 dimensional magneto optical trap. *European Physical Journal D*, 68 :92, April 2014.
- [59] L. Landau and E. Lifchitz. *Mécanique*. Editions MIR.
- [60] Vincent Carrat, Citlali Cabrera-Gutiérrez, Marion Jacquy, José W. Tabosa, Bruno Viaris de Lesegno, and Laurence Pruvost. Long-distance channeling of cold atoms exiting a 2d magneto-optical trap by a laguerre–gaussian laser beam. *Opt. Lett.*, 39(3) :719–722, Feb 2014.
- [61] T. F. Gallagher. *Rydberg Atoms*. October 1994.
- [62] L. D. Landau and E. M. Lifshitz. *Quantum mechanics*. MIR Editions, 1965.
- [63] C. Cohen-Tannoudji, B. Dui, and F. Laloe. *Mecanique quantique*. 1973.
- [64] A. Messiah. *Quantum mechanics*. 1962.
- [65] NIST. NIST Fundamental Physics Constants Database. <http://physics.nist.gov/cuu/Constants/>.
- [66] H. A. Bethe and E. E. Salpeter. Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Systems. *Handbuch der Physik*, 35 :88–436, 1957.
- [67] P. Goy, J. M. Raimond, G. Vitrant, and S. Haroche. Millimeter-wave spectroscopy in cesium Rydberg states. Quantum defects, fine- and hyperfine-structure measurements. *Physical Review A*, 26 :2733–2742, November 1982.
- [68] D. A. Park. *A. Z. Phys.*, 159 :155, 1960.
- [69] H. J. Silverstone. Perturbation theory of the stark effect in hydrogen to arbitrarily high order. *Phys. Rev. A*, 18(5) :1853, September 1978.
- [70] M. L. Zimmerman, M. G. Littman, M. M. Kash, and D. Kleppner. Stark structure of the Rydberg states of alkali-metal atoms. *Physical Review A*, 20 :2251–2275, December 1979.
- [71] I. V. Komarov, T. P. Grozdanov, and R. K. Janev. Influence of the atomic core on the stark structure of alkali atom rydberg states. *Journal of Physics B : Atomic and Molecular Physics*, 13(19) :L573, 1980.
- [72] N. V. Vitanov, T. Halfmann, B. W. Shore, and K. Bergmann. Laser-induced popullaser transfer by adiabatic passage techniques. *Annual Review of Physical Chemistry*, 52(1) :763–809, 2001. PMID : 11326080.
- [73] T. Cubel, B. K. Teo, V. S. Malinovsky, J. R. Guest, A. Reinhard, B. Knuffman, P. R. Berman, and G. Raithel. Coherent population transfer of ground-state atoms into rydberg states. *Phys. Rev. A*, 72 :023405, Aug 2005.

- [74] M. D. Lukin, M. Fleischhauer, R. Cote, L. M. Duan, D. Jaksch, J. I. Cirac, and P. Zoller. Dipole blockade and quantum information processing in mesoscopic atomic ensembles. *Phys. Rev. Lett.*, 87 :037901, Jun 2001.
- [75] T. C. Killian. Ultracold Neutral Plasmas. *Science*, 316 :705–, May 2007.
- [76] T. F. Gallagher and P. Pillet. Dipole-dipole interactions of rydberg atoms. In Arimondo et al, editor, *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, volume 56 of *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, pages 161 – 218. Academic Press, 2008.
- [77] D. Comparat and P. (invited) Pillet. Dipole blockade in a cold rydberg atomic sample. *J. Opt. Soc. Am. B*, 27(6) :A208–A232, Jun 2010.
- [78] M. W. Horbatsch, M. Horbatsch, and E. A. Hessels. A universal formula for the accurate calculation of hydrogenic lifetimes. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 38(11) :1765, 2005.
- [79] I. I. Beterov, I. I. Ryabtsev, D. B. Tretyakov, and V. M. Entin. Quasiclassical calculations of blackbody-radiation-induced depopulation rates and effective lifetimes of rydberg ns , np , and nd alkali-metal atoms with $n \leq 80$. *Phys. Rev. A*, 79 :052504, May 2009.
- [80] J. W. Farley and W. H. Wing. Accurate calculation of dynamic stark shifts and depopulation rates of rydberg energy levels induced by blackbody radiation. hydrogen, helium, and alkali-metal atoms. *Phys. Rev. A*, 23 :2397–2424, May 1981.
- [81] T. Yamabe, A. Tachibana, and H. J. Silverstone. Theory of the ionisation of the hydrogen atom by an external electrostatic field. *Phys. Rev. A*, 16(3) :877, September 1977.
- [82] M. G. Littman, M. M. Kash, and D. Kleppner. Field-ionization processes in excited atoms. *Physical Review Letters*, 41 :103–107, July 1978.
- [83] M. G. Littman, M. L. Zimmerman, and D. Kleppner. Tunneling Rates for Excited States of Sodium in a Static Electric Field. *Physical Review Letters*, 37 :486–489, August 1976.
- [84] Paul Huillery. *Few and Many-body Physics in cold Rydberg gases*. PhD thesis, Université Paris-Sud, March 2013.
- [85] J.-Y. Liu, P. McNicholl, D. A. Harmin, J. Ivri, T. Bergeman, and H. J. Metcalf. Interference narrowing at crossings of sodium stark resonances. *Phys. Rev. Lett.*, 55 :189–192, Jul 1985.
- [86] J.Y. Liu, P. McNicholl, D. A. Harmin, J. Ivri, T. Bergeman, and H. J. Metcalf. Interference narrowing at crossings of sodium stark resonances. *Phys. Rev. Lett.*, 55(2) :189, July 1985.
- [87] S. Feneuille, S. Liberman, E. Luc-Koenig, J. Pinard, and A. Taleb. Field-induced stabilisation of stark states in the rubidium atom. *J. Phys. B : At. Mol. Phys.*, 15 :1205, 1982.
- [88] D. A. Harmin. Analytical study of quasidecrete Stark levels in Rydberg atoms. *Physical Review Letters*, 30 :2413–2428, November 1984.