

Piégeage magnéto-optique de l'ytterbium sur la transition $^1S \rightarrow {}^1P$

Hector Letellier

▶ **To cite this version:**

Hector Letellier. Piégeage magnéto-optique de l'ytterbium sur la transition $^1S \rightarrow {}^1P$. Physique [physics]. Université Côte d'Azur, 2024. Français. NNT : 2024COAZ5030 . tel-04745952

HAL Id: tel-04745952

https://theses.hal.science/tel-04745952v1

Submitted on 21 Oct 2024

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.



Piégeage magnéto-optique de l'ytterbium sur la transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$

Hector Letellier
Institut de Physique de Nice - INPHYNI

Présentée en vue de l'obtention du grade de docteur en Physique **d'** Université Côte d'Azur

Dirigée par : M. Robin Kaiser

Soutenue le : 28 juin 2024

Devant le jury composé de :
M. Gian-Luca Lippi, Professeur, INPHYNI – Université Côte d'Azur
Mme Marion Delehaye, Chargée de Recherche, Institut FEMTO-ST
M. Alexei Ourjoumtsev, Chargé de Recherche, JEIP-Collège de France
M. Florian Schreck, Professeur, WZI–Université d'Amsterdam

erc
European Research Council
Established by the European Commission

cnrs

Piégeage magnéto-optique de l'ytterbium sur la transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$

Jury :

Président du jury

M. Gian-Luca Lippi, Professeur, INPHYNI – Université Côte d'Azur

Rapporteurs

Mme Marion Delehaye, Chargée de Recherche, Institut FEMTO-ST
M. Alexei Ourjoumtsev, Chargé de Recherche, JEIP-Collège de France

Examinateur

M. Florian Schreck, Professeur, WZI–Université d'Amsterdam

Résumé

Le nouveau projet expérimental décrit dans cette thèse a pour vocation l'étude de la localisation d'Anderson, un phénomène où la diffusion d'une onde, dans un milieu désordonné, est arrêtée par les interférences. Pour reproduire les conditions prévues dans le modèle de P.W. Anderson, on choisit d'étudier la diffusion à trois dimensions de la lumière dans un gaz d'atomes froids. En particulier, le dispositif devra permettre d'augmenter le désordre dans le nuage d'atomes froids jusqu'à observer la transition de phase entre un nuage conducteur pour la lumière et un nuage isolant.

La mise à disposition d'un gaz d'atomes froids ayant la densité et les dimensions nécessaires à l'étude de la localisation fait l'objet de cette thèse. Ce travail de thèse comprend la conception et la construction d'un dispositif ayant pour ambition de piéger un maximum d'atomes. Le gaz d'atomes froids piégés est obtenu par le refroidissement Doppler, sur la transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$, d'un jet d'ytterbium dans un piège magnéto-optique.

Le jet atomique est caractérisé en fonction de la température du four. Au-dessus d'une température critique, la croissance de son débit diminue fortement dû à un changement de régime d'écoulement dans les micro-tubes de filtrage du four. Pour le refroidissement Doppler, on dispose d'un laser de 2,5 W à 399 nm. Le nombre d'atomes capturés par le piège magnéto-optique dépend du taux de chargement et des pertes. On optimise d'abord le taux de chargement jusqu'à $3{,}2 \times 10^9$ atomes/s. Ensuite, on caractérise les sources de pertes qui sont, aux faibles densités atomiques, majoritairement dues aux collisions avec le gaz résiduel chaud ; et à plus haute densité, dues aux collisions assistées par la lumière entre atomes piégés. Notre meilleur résultat est un milliard d'atomes piégés avec une épaisseur optique trop faible pour générer de la diffusion multiple de la lumière dans le nuage.

Finalement, une étape de refroidissement supplémentaire ainsi que des pistes d'amélioration sont brièvement présentées. Le refroidissement et la compression du nuage sur la transition d'intercombinaison $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ ont permis d'obtenir une épaisseur optique suffisante pour l'observation d'un cône de rétrodiffusion cohérente. Ce cône est une signature préliminaire encourageante vers la localisation d'Anderson.

Mots clés : Atomes froids, Refroidissement Doppler, Ytterbium, Piège magnéto-optique, Diffusion de la lumière

Abstract

The new experimental project described in this thesis is aimed at studying Anderson localization, a phenomenon in which the scattering of a wave in a disordered medium is stopped by interference. To reproduce the conditions predicted in P.W. Anderson's model, we have chosen to study the three-dimensional scattering of light in a gas of cold atoms. In particular, the set-up should allow the disorder in the cold atom cloud to be increased until the phase transition between a light-conducting cloud and an insulating cloud is observed.

Providing a gas of cold atoms with the density and dimensions needed to study localization is the subject of this thesis. This thesis work involves the design and construction of a device with the ambition of trapping a maximum number of atoms. The gas of cold atoms trapped is obtained by Doppler cooling, on the transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$, of a jet of ytterbium in a magneto-optical trap.

The atomic jet is characterized as a function of oven temperature. Above a critical temperature, the growth of its flow decreases sharply due to a change in the flow regime in the oven's filtration micro-tubes. A 2.5 W laser at 399 nm is used for Doppler cooling. The number of atoms captured by the magneto-optical trap depends on the loading rate and losses. First, we optimize the loading rate up to $3{,}2 \times 10^9$ atoms/s. Then we characterize the sources of losses, which at low atomic densities are mainly due to collisions with the hot residual gas, and at higher densities to light-assisted collisions between trapped atoms. Our best result is a billion trapped atoms with an optical thickness too small to generate multiple scattering of light in the cloud.

Finally, an additional cooling step and avenues for improvement are briefly presented. By cooling and compressing the cloud at the $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ intercombination transition, we were able to obtain sufficient optical thickness to observe a coherent backscattering cone. This cone is an encouraging preliminary signature towards Anderson localization.

Keywords : Cold atoms, Doppler cooling, Ytterbium, Magneto-optical trap, Light scattering

Remerciements

Je tiens en premier lieu à remercier M. Robin Kaiser, mon directeur de thèse, pour la confiance accordée. Lorsque Robin m'a recruté sur le projet ANDLICA, je sortais de l'école et je me suis vite rendu compte qu'il me restait beaucoup à apprendre avant de construire une expérience d'atomes froids. Heureusement, Robin m'a laissé prendre beaucoup de son temps et de ses connaissances. Il suffisait de parler quelques minutes dans son bureau pour me donner de nouvelles heures de travail. Grâce à lui, j'ai aussi forgé des miroirs que je n'ai pas toujours su décoller. Sa passion pour la physique et son humilité resteront toujours pour moi des modèles à suivre.

Pour débuter ce projet, Robin a fait confiance à deux jeunes doctorants. Le deuxième doctorant s'appelle Álvaro Mitchell Galvão de Melo et m'a rejoint quelques mois après mes débuts. Malheureusement pour lui et sa famille, les débuts furent chaotiques avec les confinements commençant juste après son arrivé, celle de sa femme et de leur enfant en bas-âge. Après le premier de ces confinements, nous avons progressivement retrouvé le laboratoire. Ce dernier devint notre seul refuge en dehors de nos foyers, ce qui n'a pas été sans conséquence sur notre relation. C'est pourquoi je voudrais remercier Álvaro pour son calme et son sourire indéfectible. Álvaro a permis à ce projet d'être mené à bien et il est devenu plus qu'un collègue aujourd'hui. Je suis sûr de sa réussite future en Suisse et je souhaite le meilleur à sa famille.

Au fil des années, l'ensemble des personnes impliquées dans ce projet s'est agrandi.
D'une part, cette thèse fut l'occasion d'encadrer des étudiants motivés : Anaïs, Tristan, Hamza ou Apoorva qui nous a rejoint lors de ma troisième année pour son doctorat. Le travail pédagogique nécessaire met à l'épreuve notre propre compréhension de nos recherches par l'obligation d'énoncer clairement et sans omission chaque étape de raisonnement. Je trouve que ces stages sont également le moteur de mes propres recherches. Leurs durées limitées imposent de faire avancer les projets rapidement. Or nos expériences sont complexes et chaque projet proposé dépend fortement de nos travaux. Ces stages nous incitent à prendre du recul, nous obligent à revoir nos priorités et à clore tous sous-projets nécessaires aux leurs.
D'autre part nous avons reçu le renfort de plusieurs postdoctorants, Nahum Calderón Chávez, Antoine Glicenstein et Daniel Benedicto Orenes qui apportent chaque jour leur expérience et leur point de vue, et font avancer le projet dans une nouvelle direction.

La construction d'une telle expérience demande le soutien d'une large

équipe. C'est pourquoi je voudrais remercier différentes personnes du laboratoire qui sont autant de raisons de notre réussite.

En premier lieu, j'ai nommé Mme Mathilde Hugbart, M. Guillaume Labeyrie, M. William Guerin et récemment M. Raphaël Saint-Jalm qui forment, avec Robin, les membres permanents de l'équipe atomes froids. Échanger avec eux a toujours été aisé et productif. Je remercie Guillaume pour l'aide apporté à l'observation du premier cône de rétro-diffusion cohérente sur un gaz froid d'ytterbium. Aujourd'hui, alors que je m'envole vers des contrées plates et froides, je suis heureux de laisser l'expérience entre les mains de Raphaël. Depuis son arrivée il y a un an, nous avons beaucoup échangé et il a été d'une aide précieuse lors de la rédaction de la thèse. Je lui en suis très reconnaissant.

En deuxième lieu, je voudrais remercier les différents personnels du laboratoire qui sont indispensables à la bonne tenue de nos recherches. Le premier d'entre-eux et que j'ai certainement fait le plus souffrir est M. François Régis-Huc. Il s'est occupé de traiter et suivre nos nombreuses commandes. Cela lui a demandé beaucoup de travail qu'il a toujours effectué avec le sourire. Je dois ensuite remercier Mme Nathalie Hamel et l'équipe administrative pour leur écoute et l'aide apportée dans de nombreuses situations. Du côté technique, je veux remercier les électroniciens M. Jean-Claude Bernard, à qui je souhaite une bonne retraite, et M. Arnaud Dusaucy ; à l'administrateur du réseau M. Christian Taggiasco ; au mécanicien M. Christophe Pitiot et la responsable d'atelier Mme Sandra Bosio. Sandra nous a permis de préparer des pièces surmesures pour notre expérience. J'ai rapidement dû lui donner mon numéro car mes explications écrites ne l'ont jamais convaincue.

En troisième lieu, je voudrais saluer les deux collègues tri-athlètes du laboratoire, MM. Gilles Chériaux et Stéphane Barland ainsi que Mme Aurélie Julien avec qui j'ai eu de riches discussions tout au long de ma thèse. Je salue l'ensemble des doctorants et des post-doctorants : Alexei, Jaromír, Nolan, Martial, Stéphane, Pierre L., Pierre A., Pablo, Matheus, Sardor, Murad, Ana, Antonin, Gianni et tous ceux que je ne peux citer. Ils font partie avec l'ensemble des chercheurs du laboratoire de la bonne ambiance qui y règne. L'ambiance à Sophia-Antipolis était particulièrement familiale et je chérie les moments passés là-bas.

Enfin, je voudrais remercier l'Université de la Côte d'Azur et l'école doctorale pour le bon déroulement de ce doctorat.

Le monde de la recherche offre l'opportunité de voyager à l'occasion de collaborations ou de conférences. Dans ce cadre, j'ai eu la chance de me rendre

au sud du Brésil pour quatre semaines. Je voudrais remercier l'Institut de Physique de São Carlos et plus précisément Mme Michelle A. M. Armijos, M. Amilson R. Fritsch et M. Gustavo D. Telles avec qui j'ai travaillé quotidiennement.

C'est par la reconnaissance des pairs que ce travail de thèse fait sens. Ainsi, je voudrais exprimer ma profonde gratitude aux membres du jury qui ont fait preuve de bienveillance à mon égard.

Je remercie Mme Marion Delehaye, Chargée de recherche à l'Institut de Franche-Comté en Électronique, Mécanique, Thermique et Optique – Sciences et Technologies, et M. Alexei Ourjoumtsev, Chargé de recherche des Jeunes équipes de l'institut de physique du Collège de France, pour leur travail méticuleux de rapporteur. Je suis conscient du temps investi et je les remercie pour leur patience alors que j'ai repoussé plusieurs fois la date de ma soutenance.
Je remercie M. le Professeur Florian Schreck de l'Institut Van der Waals-Zeeman de l'Université d'Amsterdam d'avoir accepté immédiatement d'être examinateur de mon jury malgré un emploi du temps particulièrement chargé. Je le remercie également de m'avoir permis de soutenir ma thèse en français.
La soutenance donnant lieu à des échanges de trop courtes durées, je les prolongerais volontiers par la visite de chaque laboratoire. Ces visites me permettront de renouveler mes remerciements.

Je tiens à remercier M. le Professeur Gian-Luca Lippi de l'Institut de physique de Nice et membre de l'Université Côte d'Azur d'avoir accepté d'être examinateur et président de mon jury. M. Lippi a, en outre, toujours suivi de près les avancées de ma thèse en tant que membre du comité de suivi annuel organisé par l'école doctorale. J'ai également profité de la présence de M. Patrice Genevet, Chargé de Recherches au Centre de Recherche sur l'hétéro-épitaxie et ses applications à Sophia-Antipolis pour ce comité. J'estime que présenter la revue de mes travaux annuel à des personnes extérieures au groupe aide à prendre du recul sur le travail de thèse quotidien et je les remercie pour les conseils et les directions qu'ils ont pu me donner. Le manque d'écriture et de lecture d'article scientifique a été un point soulevé très tôt et je n'ai pas assez suivi leurs recommandations durant ma thèse. Cet un aspect que je ne manquerai pas d'améliorer ;

Je voudrais conclure ces remerciements en évoquant des aspects plus personnels. Cette période de thèse fut la première fois loin de ma famille et de mon terroir d'origine. Heureusement, la Côte d'Azur m'a accueilli à bras ouverts : son soleil, sa mer, ses montagnes, ses plages de galets et le bleu omniprésent. Voici le cadre naturel idéal pour un sport dont je suis tombé amoureux, le tri-

athlon, pratiqué au club d'Antibes avec mes amis Martin, Thibault, Maxime, Hélène, Sylvain et les autres.
La liste est longue et le nom qui revient toujours à la fin appartient à celle qui m'accompagne au plus près depuis un an, j'ai nommé Anouk. J'ai progressivement transformée la grande nageuse en cycliste et je me souviendrai mélancolique de nos trajets quotidiens entre Antibes et Nice, les embruns sur le visage et les montagnes en toile de fond.

Il est quelque chose que je dois à Álvaro et à Natacha dont je suis heureux et fier. Tous les deux avaient le désir d'apprendre le piano et j'ai tenté de les aider. Leur volonté et le plaisir qu'ils en recevaient m'ont donné envie de me remettre au piano, arrêté après le lycée. La première étape de cette reprise a tenu à l'audace d'Álvaro et la bienveillance de Robin (ou son envie de résultats). Álvaro proposa à Robin un pari basé sur nos objectifs expérimentaux. Si nous parvenions à piéger un milliard d'atomes, nous avions un hamac, et nous avons eu un hamac. Si nous avions dix milliards d'atomes, nous avions un piano et ... nous avons eu un piano. Malheureusement et malgré nous, les données étaient fausses. Le temps de s'en rendre compte, j'avais déjà ramené le piano, stocké depuis vingt ans dans la cave de l'appartement parisien de Robin. C'est avec ce piano Roland toujours fonctionnel que j'ai commencé à relire mes anciens morceaux avant de m'acheter un piano et de jouer comme je ne l'avais jamais fait. Deux ans après, le niveau de jeu et d'enthousiasme atteint n'a plus rien à voir avec celui à la fin du lycée. Je ne remercierais jamais assez Álvaro, Natacha et Robin pour cela.

Finalement, cette aventure de thèse n'aurait probablement pas eu lieu sans l'obstination de mes parents. Ils ont toujours encouragé mon inventivité, ma rigueur logique et ma curiosité comme qualités indispensables au travail de chercheur. Il faut de plus un peu de machiavélisme que je tiens de ma sœur et un grand sens de l'observation hérité de mon grand-père. Comme enseigné par mes parents, l'essentiel est de savoir bien utiliser son outil préféré. Nous sommes désormais trois docteurs dans la famille.

Table des matières

Introduction **15**

1 L'atome d'Ytterbium **24**
1.1 Propriétés de l'ytterbium 24
1.1.1 Niveaux électroniques 25
1.1.2 Transitions électroniques 28
1.2 Les expériences existantes et les choix expérimentaux 30

I Dispositif expérimental **33**

2 Enceinte à vide, table optique et champ magnétique **34**
2.1 Table optique, Organisation de l'expérience 34
2.2 Enceinte à vide 36
2.3 Champ magnétique 41
2.4 Conclusion 44

3 Laser bleu ($^1\mathbf{S}_0 \rightarrow {}^1\mathbf{P}_1$) **45**
3.1 Ligne laser : production de 2,5 W à 399 nm 46
3.2 Alignement du Piège Magnéto-Optique 50
3.3 Alignement du Ralentisseur 56
3.4 Conclusion 58

4 Jet atomique **60**
4.1 Un four pour l'ytterbium 60
4.1.1 Pression partielle et densité atomique 60
4.1.2 Choix de la méthode de chauffage : cellule d'effusion . . 61
4.2 Flux d'atomes en sortie du four 63
4.2.1 Four d'ouverture circulaire, distribution des vitesses . . . 64
4.2.2 Capillaire en sortie de four 66
4.3 Spectroscopie du jet en sortie du four 73
4.4 Spectroscopie du jet dans la cellule 79
4.5 Attention, chaud devant ! 84
4.6 Conclusion 89

II Piège Magnéto-Optique sur la transition $^1\mathbf{S}_0 \rightarrow {}^1\mathbf{P}_1$ **90**

5 Principes du Piège Magnéto-Optique **91**

5.1 Force de pression de radiation . . . 91
5.1.1 Cas d'un atome immobile en absence de champ magnétique. . . . 91
5.1.2 Cas d'un atome animé d'une vitesse $\boldsymbol{v}$ en l'absence de champ magnétique : Mélasse optique et effet Doppler. . . . 92
5.1.3 Cas d'un atome immobile sous un champ magnétique : effet Zeeman . . . 97
5.2 Le Piège Magnéto-Optique . . . 102
5.3 Application à l'atome d'ytterbium . . . 104
5.3.1 Utilisation d'un faisceau ralentisseur . . . 106
5.4 Conclusion . . . 107

6 Analyse d'un Piège Magnéto-Optique : Démonstration avec des paramètres fixes et un flux d'atomes variable. 108
6.1 Dispositif expérimental . . . 108
6.1.1 Paramètres du piège . . . 108
6.1.2 Dispositif de mesure par fluorescence . . . 109
6.1.3 Séquence typique de mesure . . . 110
6.2 Taux de chargement : évaluation à différentes températures du four . . . 110
6.3 Pertes au premier ordre : atomes piégés indépendants . . . 114
6.3.1 Pertes par pompage optique . . . 115
6.3.2 Pertes par collisions avec une particule extérieure . . . 120
6.3.3 Mesures des pertes au premier ordre α . . . 122
6.4 Pertes d'ordre supérieur : collisions assistées par la lumière entre deux atomes piégés β . . . 129
6.4.1 Principe d'une collision assistée par la lumière . . . 129
6.4.2 Évolution du nombre d'atomes piégés $N(t)$ . . . 131
6.4.3 Étude des collisions assistées par la lumière . . . 133
6.5 Retour sur la méthode de mesure par fluorescence : effet de l'épaisseur optique . . . 138
6.6 Conclusion . . . 140

7 Paramètres du Piège Magnéto-Optique : $\{P_{\mathbf{PMO}}, \delta_{\mathbf{L}}, \nabla B\}$ 141
7.1 Variations de la puissance des faisceaux laser P_{PMO} . . . 141
7.2 PMO en fonction du gradient de champ magnétique et du désaccord . . . 144
7.3 Conclusion et Perspectives . . . 147

Conclusion 150

III Annexes 153

A Contrôle de l'expérience 154

B Constante physique 163

C Articles 164

Table des figures

1.1 Schéma des niveaux atomiques de basse énergie de l'atome d'ytterbium. 27
1.2 Illustration de l'effet Doppler. 29

2.1 Photos de la salle au début de la thèse, du capot et du déménagement. 35
2.2 Représentation 3D de l'enceinte à vide. 38
2.3 Photos du montage de l'enceinte à vide (22 mai 2020). 39
2.4 Mesures du champ magnétique du piège. 42
2.5 Support des bobines, représentation et impression 3D. 43

3.1 Ligne laser permettant d'obtenir 2,5 W à 399 nm. 46
3.2 Ligne optique de gestion de la puissance (photo). 50
3.3 Schéma du banc de division réalisé par Muquans. 52
3.4 Schéma de l'alignement des faisceaux laser bleus et verts du piège optique dans le plan horizontal. 54
3.5 Photographie de deux bazookas vert et bleu sur un axe horizontal. 56
3.6 Photographie du dépôt d'ytterbium sur la fenêtre de la cellule face au jet. 57
3.7 Schéma de la division du ralentisseur. 58

4.1 Pression partielle $P_{\mathrm{Yb}}(T)$ et densité $n(T)$ de l'atome d'ytterbium. 61
4.2 Représentation simplifiée d'une cellule d'effusion. 62
4.3 Distribution des vitesses dans le jet $\mathcal{F}(v)$. 65
4.4 Distribution angulaire du jet $\mathcal{J}(\theta)$. 67
4.5 Surface de sortie vue par les atomes faisant un angle θ avec l'axe du capillaire. 68
4.6 Recherche du meilleur rapport β_c pour nos capillaires. 71
4.7 Schéma d'un tube (capillaire) utilisé pour l'expérience. 71
4.8 Présentation de deux empilements naturels de 15 capillaires. . . 72
4.9 Photos du nez du four avec les capillaires (assemblé le 28 mai 2020). 73
4.10 Vu en coupe de l'enceinte à vide côté four 74
4.11 Transmission de la sonde à travers le jet à la sortie du four en fonction de la vitesse v_y. 76
4.12 Épaisseur optique normalisée du jet à la sortie du four en fonction de la vitesse v_z. 78
4.13 Vu en coupe de l'enceinte à vide. 80
4.14 Épaisseur optique des atomes du jet mesurée par la sonde. . . . 81
4.15 Profil d'intensité du jet atomique au centre de la cellule. 82

4.16 Distribution des vitesses selon l'axe de la sonde. 82
4.17 Flux d'atomes du jet dans la cellule en fonction de la température. 83
4.18 Photos des morceaux d'ytterbium, du creuset et de la cellule d'effusion (juin 2020). 86
4.19 Photos montrant l'évolution du four au cours de la thèse. 88

5.1 Distance de freinage nécessaire pour stopper un atome en fonction de sa vitesse initiale v_i. 94
5.2 Force de friction ressentie par un atome pris entre deux lasers en fonction de sa vitesse (1D). 95
5.3 Levée de dégénérescence des niveaux Zeeman magnétiques et polarisation des photons pour une transition $J = 0 \to J' = 1$. . . 99
5.4 Force de pression de radiation moyenne ressentie par un atome pris entre deux lasers et soumis à un champ magnétique linéaire. 101
5.5 Schéma du Piège Magnéto-optique (à l'échelle). 104
5.6 Effet du ralentisseur sur la distribution des vitesses du jet. . . . 106

6.1 Séquence typique pour une analyse des performances du PMO. . 111
6.2 Analyse du taux de chargement avec pour seul paramètre libre la température du four. 112
6.3 Probabilité de quelques transitions intéressantes pour le refroidissement de l'atome d'ytterbium. 118
6.4 Taux de pertes α en fonction de la pression mesurée. 124
6.5 Diminution de la fluorescence à la coupure du chargement. . . . 125
6.6 Schéma de principe du bloqueur pour le jet atomique. 126
6.7 Taux de pertes à un atome α dues essentiellement aux collisions. 127
6.8 Principe d'une collision assistée par la lumière. 131
6.9 Séquence de mesure du nombre d'atomes en fonction de la température du four. 134
6.10 Image par fluorescence du nuage d'atomes piégés pour différentes températures des capillaires. 135
6.11 Nombre stationnaire d'atomes à la fin de la période de chargement avec faisceau ralentisseur en fonction de la température des capillaires. 137
6.12 Effet de l'épaisseur optique sur la fluorescence. 139

7.1 Séquences de mesures pour l'expérience de piégeage en fonction de la puissance laser (deuxième expérience). 141
7.2 Taux de chargement L (bleu) et nombre d'atomes à l'état stationnaire N_{st} (orange) en fonction de la saturation $\overline{s}$ au centre du piège. 143
7.3 Étude du taux de chargement et du nombre d'atomes piégés en fonction du désaccord et du gradient de champ magnétique. . . 145
7.4 Taux de chargement L et nombre d'atomes N_{st} en fonction du désaccord des faisceaux du PMO pour un grand paramètre de saturation. 146
7.5 Représentation de la configuration noyau-enveloppe avec le piège vert décalé. 149
7.6 Cône de rétro-diffusion cohérente. 152

A.1 Panneau de configuration des sorties analogiques (PCIe-6738). . 157
A.2 Panneau de définitions des unités (Units Definition). 157
A.3 Panneau de conception des séquences expérimentales (Sequence). 160

Liste des tableaux

1.1 Propriétés des isotopes de l'ytterbium. 25
1.2 Caractéristiques de quelques éléments chimiques (Rb, Sr, Cs, Dy et Yb) disposant d'une raie de résonance large ($\Gamma/\omega_{\mathrm{rec}} \gg 1$) et pouvant être refroidis par laser [27]. 30

2.1 Températures des bobines après 30 minutes à un courant donné. 42

3.1 Mesure de l'ellipticité du faisceau laser à 399 nm en sortie de cavité de doublage. 48

4.1 Rayon de Van de Waals r_{VdW} des atomes de Rb, Sr, Cs, Ba, Yb et Pt. 69
4.2 Isotopes d'ytterbium, niveaux hyperfins (pour les fermions), abondance naturelle et déplacements isotopiques pour la transition verte $^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^3\mathrm{P}_1$ 75
4.3 Isotopes d'ytterbium, niveaux hyperfins (pour les fermions), abondance naturelle et déplacements isotopiques pour la transition bleue $^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^1\mathrm{P}_1$ 81

5.1 Caractéristiques des transitions $^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^1\mathrm{P}_1$ et $^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^3\mathrm{P}_1$ de l'ytterbium. 105

6.1 Table des états excités de basse énergie pour l'atome d'ytterbium. 115
6.2 Couplage et énergie des transitions les plus importantes de l'atome d'ytterbium entre les niveaux de basse énergie. 116
6.3 Caractéristiques des quatre états électroniques moléculaires de Yb_2^* se dissociant en $^1\mathrm{S}_0 + {}^1\mathrm{P}_1$. 131

B.1 Table des constantes physique usuelles. 163
B.2 Table des grandeurs physiques usuelles. 163

Introduction

La diffusion des ondes dans un milieu désordonné est un phénomène que l'on peut rencontrer tous les jours. Dans certains cas, ce phénomène est désagréable. À titre d'illustration, la lumière issue des phares d'une voiture forme, après diffusion par le brouillard, un halo lumineux qui éblouit les autres conducteurs. Dans d'autres cas, il est fortement apprécié. Par exemple la diffusion Rayleigh, diffusion élastique des ondes électromagnétiques par des petits diffuseurs, est plus efficace vers les petites longueurs d'ondes ce qui explique la couleur bleue du ciel et les rougeoyants couchers de soleil. En plus de la lumière visible, qui est une onde électromagnétique que nous pouvons facilement percevoir, nous apprécions également la réduction du bruit ambiant des ondes acoustiques offerte par la végétation par absorption et diffusion.

Sous l'angle des particules, la diffusion correspond à l'étude d'une marche aléatoire faite d'une suite de collisions. Prenons le cas du transport des électrons dans un matériau conducteur, sujet emblématique de la diffusion du point de vue de la matière condensée. En moyenne les électrons se propagent selon le champ électrique et magnétique appliqué. La vitesse de déplacement globale des électrons varie en fonction du matériau conducteur utilisé. Cette variation de la conductivité électrique est expliquée en partie par le modèle de Drude, ou modèle de l'électron amorti. Ce modèle enrichit la théorie cinétique des gaz en prenant en compte un phénomène de collisions avec la maille cristalline. Cette théorie de la physique de la matière condensée permet de relier des propriétés macroscopiques, que sont la conductivité électrique, la conductivité thermique et l'effet Hall, à une grandeur microscopique qui est le libre parcours moyen, c'est-à-dire la distance de propagation moyenne entre deux collisions.

Bien que le modèle classique de Drude (1900) ait permis de donner une image du comportement des électrons dans un métal conducteur, ce modèle présente quelques limites. Lorsque le libre parcours moyen diminue, il finit par atteindre la longueur d'onde de de Broglie qui est la taille à laquelle se manifestent les effets d'interférences quantiques. À cette échelle, l'aspect ondulatoire n'est plus négligeable. On entre dans le champ de la physique mésoscopique qui prend en compte les deux aspects onde et corpuscule de l'électron.

La différence majeure du transport d'une onde, comparé à celui d'une particule, est l'interférence entre les différentes directions de propagation prises suite aux multiples diffusions. Ceci a une influence sur le transport global. Ce constat a motivé les recherches de Philip Warren Anderson, colauréat avec Nevill Mott et John Hasbrouk van Vleck du prix Nobel de physique de 1977 « pour leurs recherches théoriques fondamentales sur la structure électronique des systèmes magnétiques et désordonnés ». P. W. Anderson publie en 1958 un nouveau modèle [5] pour expliquer des observations anormales du transport des électrons. Dans ce modèle, il considère uniquement le côté ondulatoire des électrons ce qui le conduit à ignorer les interactions coulombiennes, interaction entre particules chargées électriquement, entre électrons. Il modélise le milieu par un réseau de puits de potentiel de profondeurs hétérogènes. En particulier, il n'y a pas de propagation s'appuyant sur la périodicité du réseau. La répartition des différentes profondeurs de puits fait apparaître la notion de désordre. On autorise par effet tunnel quantique le passage d'un puits à l'autre avec une probabilité constante. Notamment, il n'existe pas de puits suffisamment profond pour piéger l'électron.

Avec ces hypothèses, P. W. Anderson montre que les interférences, au delà d'un certain seuil de désordre, mènent à un arrêt de la diffusion. C'est-à-dire que le transport n'est pas seulement freiné, mais arrêté par les interférences. Le matériau passe alors de conducteur à isolant, ce qu'on appelle la localisation d'Anderson.

Bien que le modèle d'Anderson soit inspiré par la diffusion des électrons, il ne leur est pas applicable en pratique. Il a été démontré que l'interaction coulombienne ne peut pas être négligée car elle peut aussi mener à une transition de conducteur à isolant comme étudié par Mott [69, 71]. En parallèle, d'importants efforts théoriques autour de l'idée d'Anderson ont mené au développement d'une théorie d'échelle [3] par le « gang of four » (E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello et T.V. Ramakrishnan). Cette théorie joue sur un seul paramètre, la conductance adimensionnée appelée le nombre de Thouless. Les auteurs déduisent de leurs calculs qu'il n'y a pas de véritable phase métallique à une et deux dimensions. Les états sont toujours localisés (isolant). Mais il peut rester une conductivité résiduelle pour un système de taille finie. A trois dimensions, ils obtiennent une transition de phase continue, notamment il n'y a pas de saut de conductivité [70]. Cette transition s'accompagne de deux exposants critiques autour du seuil de mobilité. Le premier gouverne la chute de la conductivité et le second gouverne la divergence de la longueur de localisation, taille de la fonction d'onde localisée, sous le seuil de mobilité. La conductance étant adimensionnée, le problème s'étend à différents types d'ondes. Pour illustration, la mesure du seuil de mobilité a été réalisée avec des ondes de matière (condensat de Bose-Einstein), dans l'espace réel à l'Institut d'Optique [52] et dans l'espace des phases à Lille [20].

Pour les ondes classiques de fréquence bien définie [1], comme la lumière ou le son, on préfère une autre approche pour expliquer leurs localisations. Pour ces ondes, l'absence de diffusion provient de la somme des interférences entre chemins de diffusion contra-propageants. Cette image va de pair avec le phénomène de rétro-diffusion cohérente (localisation faible) qui a été largement observé. La rétro-diffusion cohérente est l'augmentation de la probabilité de retour d'une onde plane, dans le sens contraire à sa direction de propagation, à l'entrée dans le milieu diffusant. Cette localisation faible est vue comme les prémices de la localisation d'Anderson (localisation forte).

Au fil des ans, le phénomène de localisation prédit par d'Anderson devient « universel » et un aspect fondamental de la physique des ondes (voici quelques articles généraux pour les 50 ans de la publication de l'article d'Anderson, en français [30, 89, 8] et en anglais [60, 9]). La localisation d'Anderson est observée pour des ondes acoustiques, les micro-ondes, les ondes lumineuses ou des ondes de matières. Les observations de la localisation sont faites surtout à une ou deux dimensions où les ondes sont toujours localisées. Au-delà de la dimension deux, les directions possibles de diffusion suffisent pour que le nombre de chemins de diffusion explose. À trois dimensions, les ondes ne sont pas forcément localisées et il existe une transition de phase entre conducteur et isolant.

L'observation de la transition d'ondes dans un état délocalisé vers des états localisés d'Anderson à trois dimensions est donc un défi expérimental majeur. Alors que le modèle d'Anderson

1. On oppose les ondes classiques aux paquets d'ondes des exemples précédents.

brille par la simplicité de ses hypothèses initiales, le défi est d'isoler l'expérience et la mesure des nombreux phénomènes aidant ou mimant la localisation des ondes. Par exemple, la localisation des ondes acoustiques à travers un réseau de billes métalliques brasées entre elles a été observée et elle est associée à celle d'Anderson [46]. Mais la difficulté de cette mesure est qu'il existe, comme dans un cristal, un ordre structurel. Cet ordre mène à des bandes de conduction et des bandes interdites pour certaines fréquences. Cette structure de bandes aide à la localisation. La lumière, une onde sans interaction et diffusant dans de nombreux milieux, apparaît comme un bon candidat à l'observation de la localisation d'Anderson à trois dimensions.

Pour estimer le point de transition entre les régimes conducteur et isolant, il existe un critère sur le ratio entre le nombre d'onde $k = 2\pi/\lambda$, avec λ la longueur d'onde, et le libre parcours moyen ℓ. D'après le critère de Ioffe et Regel [51], basé sur les hypothèses de l'équation de diffusion, la transition a lieu pour $k\ell = 1$. Pour satisfaire ce critère, des expériences ont d'abord pris pour milieu diffusant des poudres semi-conductrices denses et de fort indice de réfraction [103]. Plus cet indice est grand et plus le libre parcours moyen est petit. Les résultats publiés montrent des signatures de localisation. Mais après plusieurs années de débats, ces signatures initiales ont été expliquées par la même équipe comme étant dues à l'absorption [80, 101]. Pour éviter ce problème d'absorption, une autre équipe a utilisé de la peinture blanche (dioxyde de titane comprimé) hautement diffusante et une mesure résolue en temps [94, 6]. Comme le signal diffusé en transmission était très faible, les auteurs ont augmenté l'intensité lumineuse. L'intensité est devenue trop forte pour le milieu ce qui a engendré de la diffusion Raman inélastique, donc un signal de fluorescence à d'autres longueurs d'ondes. L'ajout de filtres interférentiels a permis de cacher cet effet mais a aussi invalidé les signatures de localisation annoncées six ans avant [90, 81, 91].

Suite à ces remises en cause, il est nécessaire de trouver un nouveau milieu de diffusion. C'est dans ce contexte que la localisation de la lumière par les atomes froids apparaît comme une promesse. En effet, les atomes froids, refroidis par laser dans une enceinte à vide, sont considérés comme un milieu modèle. Dans le nuage, le gaz d'atomes piégés, chaque atome est par nature identique et il n'y a aucune pollution. Ainsi les propriétés de l'ensemble découlent de celles, souvent bien connues, des atomes. En particulier, il n'y a pas de paramètres inconnus pour lesquels il faudrait ajouter une variable phénoménologique au problème. Les atomes froids sont des milieux de propagation dont la description théorique est proche de la réalité. Grâce à cette proximité avec la théorie, les atomes froids sont utilisés avec succès dans les champs de la métrologie ou de l'optique quantique. La métrologie concerne l'étude des constantes universelles, comme le temps ou la pesanteur, qui sont mesurées à des précisions inégalées autrement [19, 107]. Du succès des atomes froids découle de nombreux prix Nobel de Physique (1997 [2], 2001 [3], 2005 [4]).

2. Prix Nobel 1997 décerné à Steven Chu [22], Claude Cohen-Tannoudji [25] et William D. Phillips [74] pour « le développement de méthodes pour refroidir et piéger des atomes avec la lumière laser ».

3. Prix Nobel 2001 décerné à Eric A. Cornell [26], Wolfgang Ketterle [54] et Carl E. Wieman pour « la réalisation d'un condensat de Bose-Einstein dans des gaz dilués d'atomes alcalins, et pour de premières études fondamentales des propriétés des condensats. ».

4. Prix Nobel 2005 décerné à Roy J. Glauber, John L. Hall [40] et Theodor W. Hänsch [48] pour « leurs contributions au développement de la spectroscopie laser de précision, y compris la technique du peigne de fréquence optique. ».

Pour l'étude de la diffusion, les transitions atomiques offrent un fort taux de diffusion de la lumière et il est possible d'obtenir des nuages froids de grandes densités atomiques. La combinaison de ces deux éléments doit permettre de satisfaire le critère de Ioffe et Regel et de franchir le seuil de localisation. Cependant nous devons d'abord faire face à quelques complications techniques.

La détection d'un signal optique exploitable reste une difficulté majeure. Dans le même temps, le nombre de photons à échanger par atome est limité pour ne pas engendrer de diffusion inélastique. C'est pourquoi il faut un nombre d'atomes le plus grand possible, concrètement supérieur au milliard. Cette contrainte technique empêche l'utilisation de condensat ou de piège dipolaire, où les nuages d'atomes sont particulièrement froids et denses, car ils ne contiennent pas assez d'atomes. Le nombre d'atomes est aussi essentiel pour atteindre une taille du milieu diffusant grande devant la longueur de localisation [91] [5], rayon caractéristique d'un mode localisé. Aux contraintes techniques s'ajoutent des problématiques physiques, liées à l'interaction entre les atomes et la lumière.

Pour commencer, tous les atomes ne se prêtent pas au refroidissement par laser. Si la liste des atomes déjà refroidis augmente, certains sont techniquement plus faciles à piéger. C'est le cas de l'atome de rubidium employé par l'équipe à Nice. Avec l'atome de rubidium, l'équipe a obtenu des résultats de localisation faible mitigés [58]. La faible amplitude du pic de rétro-diffusion a été expliquée par la structure interne de l'atome de rubidium [73]. Cette structure, couplée à la polarisation de l'onde lumineuse, brise la symétrie entre le chemin de diffusion parcouru dans un sens et dans l'autre. L'application d'un champ magnétique pour lever la dégénérescence des niveaux fins a permis de meilleurs résultats [85]. Malgré cette amélioration, il est préférable d'observer la diffusion sur une transition atomique plus simple, au mieux une transition $0 \to 1$. On se tourne vers les atomes dont les sous-couches électroniques sont pleines, *i.e.* leur niveau fondamental est $^1S_0$. Les gaz nobles étant difficiles à exciter, on choisit un atome dans la famille des alcalino-terreux ou un atome dont la structure électronique pourra y être assimilée. Un avantage de ces atomes est qu'ils possèdent deux transitions $0 \to 1$ depuis l'état fondamental. La première $^1S_0 \to {}^1P_1$, dipolaire électrique autorisée, possède une largeur de résonance avantageuse pour le refroidissement par effet Doppler des atomes. La seconde $^1S_0 \to {}^3P_1$, dite d'intercombinaison, de largeur de résonance plus étroite permet d'atteindre de plus grandes densités. Il est aussi plus facile expérimentalement de générer, sur cette seconde transition, une séparation des niveaux excités dégénérés grande devant leur largeur naturelle. Cette séparation peut être induite par un champ magnétique (effet Zeeman) ou par un champ lumineux intense à une autre fréquence (*lightshift*)

Comme déclaré plus haut, certains atomes sont difficiles à piéger pour des raisons techniques. Par exemple, on ne dispose pas de source laser puissante et bon marché pour le magnésium et le mercure à la longueur d'onde de refroidissement sur la transition $^1S_0 \to {}^1P_1$ (à 285 nm et à 185 nm respectivement). Le strontium n'a pas cette contrainte avec une longueur d'onde à 461 nm. Avec le strontium, les cônes de rétro-diffusion cohérente sont proches de l'amplitude

5. Pour satisfaire le critère de Ioffe et Regel, il faut une densité atomique de l'ordre de 10^{14} atomes/cm^3. Sur un rayon dix fois plus grand que la longueur de localisation, elle-même dix fois supérieur au libre parcours moyen, le nombre d'atomes est de l'ordre du milliard.

attendue théoriquement [13, 104]. On observe clairement la localisation faible de la lumière par les atomes froids. Cependant ces résultats sont obtenus sur la transition la plus large et non la transition d'intercombinaison. Cette dernière est si étroite (7,4 kHz pour le strontium et 20 Hz pour le calcium) qu'il suffit d'un seul évènement diffusif pour que l'atome soit hors de résonance par effet Doppler. Un atome ne diffusant qu'une seule fois la lumière ne peut pas être utilisé pour les expériences de localisation. Dans la même veine, la vitesse résiduelle des atomes ne doit pas engendrer un décalage par effet Doppler trop important [59].

C'est pour ces différentes raisons que le choix se porte sur l'atome d'ytterbium. L'atome d'ytterbium est refroidi par laser depuis plus de vingt ans [43, 57, 98]. Techniquement, il existe des lasers commerciaux à la longueur d'onde de 399 nm associée à la transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$. Ensuite, la largeur naturelle de la transition $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ est de 182 kHz ce qui permet d'échanger plusieurs photons par atome. L'utilisation de cette transition dans le processus de refroidissement doit permettre d'atteindre une grande densité atomique. Enfin le temps de transport de l'onde dans le milieu, lié au temps de demi-vie de l'état excité $^3P_1$ de 800 ns, permet une détection résolue en temps avec les moyens actuels.

L'atome d'ytterbium répond aux problématiques rencontrées avec d'autres atomes. Cependant, il reste des points d'incertitude quant au modèle établi. Par exemple, il a été démontré que les interactions à courte portée peuvent détruire la localisation [87] et que des solutions sont à expérimenter [88, 86]. Ces interactions à courte portée, comme les collisions assistées par lumière, sont d'autant plus préjudiciables que la densité atomique doit augmenter pour satisfaire le critère de Ioffe et Regel. De plus, des interactions ont pu être négligées dans les modèles.

Le défi de ce nouveau projet est d'obtenir des nuages d'atomes froids d'ytterbium plus denses et larges que ceux obtenus jusqu'à présent. La densité doit être telle que le libre parcours moyen devienne inférieur à la longueur d'onde λ, ce qui n'a rien d'évident [15, 36]. Le nuage doit aussi constituer un système plus grand que la longueur de localisation de la lumière. Les expériences d'atomes froids sont complexes à maîtriser et demandent souvent plusieurs années de mise en place. Les recherches présentées dans cette thèse portent sur la construction et l'optimisation d'un piège magnéto-optique pour l'atome d'ytterbium sur la transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$. Ce montage doit mener à un nuage d'atomes piégés aux dimensions requises pour les futures expériences. En plus de se confronter aux problèmes techniques habituels, cette thèse s'est déroulée dans le contexte bien particulier de la pandémie de la COVID ainsi que la fusion de deux laboratoires, impliquant un déménagement en fin de thèse. Les subventions reçues de l'Europe pour ce projet, projet ERC ANDLICA, ont permis de bénéficier de beaucoup de matériels prêts à l'emploi. Ce matériel a accéléré l'avancée de la thèse. En particulier, la plupart des gros équipements étaient déjà livrés en octobre 2019, lorsque j'ai commencé. J'ai été rejoint quatre mois plus tard par un deuxième doctorant, M. Álvaro Mitchell, dont le travail de thèse s'est concentré sur les sources lasers et le transfert des atomes vers un piège plus froid sur la transition $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$.

L'ambition initiale de la thèse est de piéger plus de dix milliards d'atomes, dans un piège avec la transition $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$, en un temps inférieur à la seconde. Le record en 2019, réalisé à Durham en Angleterre, est de quatre milliards d'atomes piégés en une vingtaine de seconde.

Parmi les réalisations publiées, y compris les plus récentes, dépasser un milliard d'atomes par seconde de taux de chargement reste un défi. L'objectif est d'atteindre plusieurs dizaines de milliards d'atomes par seconde de taux de chargement, ce qui représente un gain d'un ordre de grandeur au minimum.

Plan de Thèse

À la suite de l'introduction, on détaille la structure de l'atome d'ytterbium et on effectue un inventaire des expériences existantes avec cet atome. La thèse est ensuite divisée en deux grandes parties. La première partie est une description technique de l'expérience, son montage, les choix d'ingénierie et pour conclure la réalisation d'un jet d'ytterbium. La seconde partie commence par un rappel du fonctionnement du piège magnéto-optique. Les résultats expérimentaux obtenus au cours de la thèse y sont présentés. On conclut par un résultat encourageant, un signal de localisation faible de la lumière résonante avec la transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ dans un nuage refroidi sur la transition d'intercombinaison.

Chapitre 1 : Dans ce premier chapitre, on expose la structure électronique de l'atome d'ytterbium. On se restreint aux états semblables à ceux des alcalino-terreux, c'est-à-dire qu'un des deux électrons de la couche s de valence est excité. Deux transitions $0 \rightarrow 1$ nous intéressent particulièrement, d'une part pour le refroidissement par effet Doppler, d'autre part pour les futures expériences de diffusion. La transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$, avec des photons bleus à 399 nm, est celle utilisée durant la thèse pour ralentir et piéger les atomes d'ytterbium ^{174}Yb . La deuxième est une transition d'intercombinaison $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$, avec des photons verts à 556 nm, qui prolongera le refroidissement.

On dresse un état des lieux partiel des expériences existantes depuis vingt ans avec l'atome d'ytterbium. Des expériences dont le nombre d'atomes piégés approche le milliard ou dont la construction contient des idées pertinentes sont présentées.

Partie I

Chapitre 2 : Après l'inventaire des expériences sur ytterbium, on s'attarde sur nos choix techniques expérimentaux. Ces choix comprennent la conception de l'enceinte à vide, l'organisation des tables optiques et la mise en place des champs magnétiques. Les tables optiques sont séparées entre la table des sources lasers et la table des expériences, menées sous vide. L'enceinte à vide est pensée pour optimiser le chargement direct du piège par un jet atomique issu du four. Autour de la chambre d'expérience, on veille à garder un accès optique le plus grand possible tout en générant le champ magnétique du piège au plus proche de la cellule.

Chapitre 3 : À la suite du chapitre précédent, on présente la partie optique du montage. Ce chapitre commence par la description de la ligne laser (MSquared) produisant 2,5 W à 399 nm, une puissance qui est notre principal atout comparé aux autre expériences. On poursuit par l'alignement du piège optique et du faisceau ralentisseur. La répartition des faisceaux du piège est faite par un banc optique (Muquans), fibré à l'entrée et dont les optiques sont toutes collées. Les difficultés de transport sous fibre de la lumière à 399 nm font que ce banc limite actuellement la puissance dirigée vers le piège. L'alignement du faisceau ralentisseur est contrarié par le dépôt d'ytterbium du jet atomique. Des tentatives de nettoyage sont présentées. Enfin, on donne des pistes pour réaliser le plein potentiel du faisceau ralentisseur en cas de réussite du nettoyage. L'idée principale, vu la puissance à disposition, est d'ajouter des fréquences à ce faisceau.

Chapitre 4 : On démontre la production d'un bon flux d'atomes d'ytterbium, qui est un des points clés de notre expérience d'atomes froids. Comme beaucoup de métaux, l'atome d'ytterbium est chauffé sous vide, il se sublime et s'échappe du four. Un réseau de capillaires est placé à la sortie du four afin de filtrer les atomes. Les atomes pouvant atteindre le piège sont conservés et les autres renvoyés vers le four. Les mesures de la divergence du jet montrent que ce système fonctionne comme attendu. On observe aussi le passage du régime d'écoulement transparent vers celui opaque dans lequel la divergence du jet augmente. Enfin on mesure par absorption le débit d'atomes atteignant le piège qui est de l'ordre de 10^{13} atomes/s.

Partie II

Chapitre 5 : La théorie sur le piège magnéto-optique est rappelée et appliquée avec les paramètres de l'ytterbium. En résumé, lors de l'absorption et de l'émission d'un photon, un atome échange avec la lumière une impulsion. Lorsque l'absorption est répétée dans la direction d'un faisceau laser, ces échanges créent une force de pression de radiation moyenne sur l'atome. Pour le refroidissement par effet Doppler, on exploite le lien entre la probabilité d'absorption du photon et la vitesse de l'atome. Grâce au refroidissement, l'agitation des atomes diminue et on les regroupe au centre du piège à l'aide d'un champ magnétique. En effet, le champ magnétique change lui aussi la probabilité d'absorption, c'est l'effet Zeeman. En fonction de la loi de probabilité associée à la transition, de largeur Γ, on peut, soit ralentir les atomes sur une large plage de vitesses (laser bleu), soit réduire l'agitation thermique (laser vert).

Chapitre 6 : Ce chapitre expose les résultats expérimentaux du piège magnéto-optique sur la transition ${}^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^1\mathrm{P}_1$. L'évolution du nombre d'atomes dans le piège N est expliquée graduellement. Pour commencer, le débit d'atomes entrant, *i.e.* le taux de chargement L, est étudié en fonction de la température du four. Avec l'aide du faisceau ralentisseur, le taux de chargement, proportionnel au débit d'atomes dans le jet, atteint $L = 4 \times 10^9$ atomes/s à la plus haute température. Ensuite on explore les divers phénomènes de pertes des atomes piégés. Pour les pertes d'ordre un, impliquant séparément les atomes piégés, on montre que les collisions avec le gaz résiduel constituent les pertes dominantes. Les pertes d'ordre deux dépendent du nombre d'atome piégés. Au-dessus d'un certain nombre d'atomes piégés, la source de pertes dominante devient les collisions assistées par la lumière entre deux atomes piégés. Le nombre d'atomes final correspond à l'équilibre entre les arrivés et les pertes. On obtient au maximum un milliard d'atomes piégés, $N = 10^9$ atomes, dans le piège bleu.

Chapitre 7 : L'étude du piège magnéto-optique est approfondie par l'analyse du taux de chargement et des pertes en fonction des paramètres expérimentaux. On retient trois paramètres qui sont l'intensité lumineuse et le désaccord avec la résonance de ${}^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^1\mathrm{P}_1$ pour la partie optique du piège et le gradient de champ magnétique pour la raideur du piège. Cette étude est complétée par des mesures avec une puissance dans le piège augmentée d'un facteur cinq, facteur obtenu en remplaçant le banc de Muquans par une division avec des cubes et sans fibre. Enfin on donne des pistes pour le futur de l'expérience. Des résultats préliminaires

de cône de rétro-diffusion cohérente ou de piège bleu pour un piège magnétique très mou sont discutés. On présente nos idées pour un piège vert et bleu en simultané.

Annexes

Nous préférons ajouter quelques points en annexe qui sont utiles au laboratoire mais pas indispensables à la compréhension du montage expérimental et des enjeux.

Annexe A : La construction d'une nouvelle expérience à partir de deux tables optiques vides demande aussi des compétences additionnelles qu'il a fallu développer au cours de la thèse. Des compétences en informatique, dont la création d'interfaces entre les ordinateurs et l'expérience, sont indispensables à la bonne tenue des recherches. On revient donc en annexe sur la conception de cette interface avec d'une part le choix de la carte électronique générant les signaux de contrôle et d'autre part sa programmation.

Annexe B : On ajoute des tableaux de valeurs pour les constantes physiques utilisées et quelques valeurs de paramètres utiles pour la thèse.

Annexe C : Deux articles publiés au cours de la thèse sont ajoutés. Le premier porte sur le piège magnéto-optique sur la transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ et a pour titre « Loading of a large Yb MOT on the $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ transition »[63]. Le second concerne l'asservissement du laser d'excitation de la transition $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ et s'intitule « Laser frequency stabilization by modulation transfer spectroscopy and balanced detection of molecular iodine for laser cooling of 174Yb »[4].

Chapitre 1

L'atome d'Ytterbium

L'atome d'ytterbium tient son nom de l'endroit Ytterby en Suède où le minerai de terre rare a été découvert en 1787. Il a fallu un siècle et les séparations successives de différents oxydes pour que l'ytterbium soit nommé en 1878 comme composé d'un nouvel élément chimique par le chimiste suisse Jean Charles Galissard de Marignac. L'ytterbium est un métal argenté, malléable et ductile à température ambiante. Nous disposons de un kilogramme d'ytterbium métallique [1] pur à plus de 99,9 % (HEFA Rare Earth Canada Co.Ldt, 475$) qui se présente sous forme de pépites de un centimètre. Il est possible de réduire facilement la taille de ces pépites en les découpant à l'aide d'une pince (voir figure 4.18a).

Ce premier chapitre est divisé en deux parties. Dans la première on présente les propriétés principales de l'ytterbium, quelques niveaux électroniques de basse énergie et les deux transitions de piégeage. La deuxième partie est un inventaire partiel des expériences refroidissant l'atome d'ytterbium dans le monde. Cet aperçu des méthodes employées est mis en parallèle de nos propres choix expérimentaux.

1.1. Propriétés de l'ytterbium

L'ytterbium appartient à la famille des lanthanides qui contient 15 éléments. Parmi ces éléments au moins deux autres ont été refroidis par laser : le dysprosium (Dy) [31] et l'erbium (Er) [35]. Dans le tableau périodique, les lanthanides vont du numéro atomique $Z = 57$ à $Z = 71$, l'ytterbium étant à la position $Z = 70$. L'ytterbium possède sept isotopes stables et d'abondance naturelle appréciable. Cinq de ces isotopes sont bosoniques [2] (^{168}Yb, ^{170}Yb, ^{172}Yb, ^{174}Yb , ^{176}Yb) et deux sont fermioniques [3]. Les deux fermions sont ^{171}Yb de spin nucléaire (1/2) et ^{173}Yb de spin (5/2). Dans le kilogramme d'ytterbium dont nous disposons, tous les isotopes sont présents suivant leur abondance naturelle respective. Pour les expériences présentées dans cette thèse, on choisit de refroidir l'isotope ^{174}Yb car il est l'isotope bosonique le plus abondant avec 31,8 % (tableau 1.1).

Le gaz noble précédant la famille des lanthanides est le Xénon (Xe) de numéro atomique $Z = 54$. Un gaz noble est inerte chimiquement car ses couches électroniques de valence sont

1. On distingue la forme métallique de la forme oxydée (Yb_2O_3) qui est la plus courante et appelée ytterbine.
2. Un boson est une particule de spin entier qui obéit à la statistique de Bose-Einstein. En particulier le nombre de bosons dans un même état quantique n'est pas limité.
3. Un fermion est une particule de spin demi-entier qui obéit à la statistique de Fermi-Dirac. Deux fermions identiques ne peuvent pas occuper le même état quantique.

Isotope	Masse (unité atomique)	Abondance naturelle	Spin nucléaire
^{168}Yb	167,934	0,13 %	0
^{170}Yb	169,935	3,05 %	0
^{171}Yb	170,936	14,3 %	1/2
^{172}Yb	171,936	21,9 %	0
^{173}Yb	172,938	16,12 %	5/2
^{174}Yb	173,939	31,8 %	0
^{176}Yb	175,946	12,7 %	0

TABLE 1.1 – **Propriétés des isotopes de l'ytterbium.** Données disponibles sur le site du NIST - Atomic Data for Ytterbium [34]

pleines et il n'établit pas de liaison covalente, en principe. Pour plus de lisibilité, on écrit la configuration électronique de l'atome d'ytterbium dans l'état fondamental [Xe]$4f^{14}6s^2$ où seuls les électrons sur des couches de valence non complètes sont explicités [4].

1.1.1. Niveaux électroniques

Pour décrire les niveaux électroniques de l'atome, il faut connaître les états électroniques de chaque électron et leur combinaison. Cette description fait appel à trois nombres quantiques. Les deux premiers sont les nombres L et S respectivement associés au moment cinétique orbital $\mathbf{L}$ et au moment cinétique de spin électronique $\mathbf{S}$. Ces moments cinétiques ($\mathbf{L} = \sum_i \mathbf{l_i}$) et ($\mathbf{S} = \sum_i \mathbf{s_i}$) sont la somme des moments individuels $\mathbf{l_i}$ et $\mathbf{s_i}$ de chaque électron. Cette somme se calcule en utilisant les règles de Hund de remplissage des sous-couches électroniques. Le troisième nombre quantique J est associé au moment cinétique total $\mathbf{J}$. Ce troisième nombre est le nombre quantique à utiliser pour décrire la perturbation des niveaux d'énergie due à l'interaction spin-orbite des électrons. Cette perturbation fait apparaître la structure fine des niveaux électroniques. Pour les atomes légers, $Z \lesssim 30$, les interactions électrostatiques entre électrons sont plus fortes que les interactions entre le spin d'un électron et son propre mouvement orbital. Le couplage spin-orbite se fait entre les moments $\mathbf{L}$ et $\mathbf{S}$ d'où le moment cinétique total $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$. On parle de couplage de Russell-Saunders, ou couplage $\mathbf{L} - \mathbf{S}$. Lorsqu'on s'intéresse aux atomes plus lourds, $Z \gtrsim 30$, l'interaction spin-orbite au niveau d'un électron devient prépondérante. Le calcul du moment cinétique total combine d'abord le moment orbital et le spin de chaque électron avant d'en faire la somme, $\mathbf{J} = \sum_i (\mathbf{l_i} + \mathbf{s_i})$. On parle de couplage $\mathbf{j} - \mathbf{j}$.

Il existe un quatrième nombre quantique I correspondant au spin nucléaire $\mathbf{I}$. Ce dernier nombre sert à décrire la structure électronique hyperfine, quand elle existe. Les isotopes bosoniques de l'ytterbium tel que ^{174}Yb (également valide pour Dy, Er ou Sr) possèdent un nombre pair de protons et de neutrons. Par conséquent la somme des spins nucléaires est entière et nulle, $I = 0$, et les isotopes bosoniques ne possèdent pas de structure hyperfine. À l'inverse,

4. Les couches électroniques sont décrites par deux nombres quantiques. Le nombre quantique principal $n \in \mathbb{N}^*$ et le nombre quantique azimutal $l \in [0, 1, \ldots, n-1]$. Le nombre quantique azimutal correspond à la sous-couche électronique $0, 1, 2, \ldots$ notée respectivement $s, p, d, f, g, \ldots$.

les isotopes fermioniques ont un spin nucléaire non nul (voir tableau 1.1). Pour la thèse on se limite à l'isotope bosonique ^{174}Yb et nous laissons la structure hyperfine et le nombre I de côté.

La notation des niveaux électroniques, empruntée au couplage de Russell-Saunders, est la suivante :

$$^{2S+1}\mathrm{L}_J, \tag{1.1}$$

Les nombres S et J sont remplacés par leur valeur numérique tandis que L est remplacé en fonction de sa valeur $0, 1, 2, \ldots$ respectivement par la lettre majuscule S, P, D, F, G, H, ... L'exposant $2S+1$, appelé multiplicité de spin, correspond au nombre de dispositions possibles des spins individuels de chaque électron. Chaque niveau fin électronique est donc dégénéré $2S+1$ fois.

Lorsqu'une sous-couche électronique est remplie, la somme des différents moments électroniques est nulle. Si toutes les sous-couches électroniques sont pleines alors l'atome est dans le niveau électronique ^{1}S$_0$ où $S = L = J = 0$. Comme l'atome d'ytterbium dans son état fondamental a toutes ses sous-couches électroniques remplies (14 électrons pour une couche f et 2 électrons pour une couche s), il est dans l'état ^{1}S$_0$. Au contraire, l'atome de dysprosium ([Xe]$4f^{10}6s^2$) et l'atome d'erbium ([Xe]$4f^{12}6s^2$) ont leur sous-couche électronique $4f$ incomplète. Leur niveau fondamental est respectivement ^{5}I$_8$ et ^{3}H$_6$. Ces atomes possèdent un moment dipolaire parmi les plus importants du tableau périodique ce qui en fait de bons candidats pour étudier de fortes interactions dipôles-dipôles [31].

L'ytterbium possède deux électrons de valence sur une couche s. Il est similaire aux alcalino-terreux comme le strontium ([Kr]$5s^2$), le calcium ([Ar]$4s^2$) ou le magnésium ([Ne]$3s^2$). Pour que la description des niveaux d'énergie de l'ytterbium soit identique à celle de ces atomes, on se restreint à l'excitation des électrons de la couche $6s$ tandis que la couche $4f$ reste inchangée. Hormis cette couche s, toutes les couches sont pleines. La somme des moments orbitaux est nulle et la somme des spins est nulle. Ainsi la dénomination des niveaux dépend uniquement des deux électrons mentionnés. Lors de la promotion d'un des deux électrons sur une autre couche électronique, on anticipe l'apparition d'un état triplet (spins parallèles) ou d'un état singulet (spins opposés).

La figure 1.1 présente les niveaux atomiques de plus basse énergie. L'énergie d'un niveau est prise comme la différence d'énergie ΔE avec le niveau fondamental. On se limite pour le moment à $\Delta E/hc < 26\ 000\ \mathrm{cm}^{-1}$. Pour chaque niveau électronique, on indique la configuration des deux électrons de valence, au départ sur la couche $6s$, et la partie inchangée [Xe]$4f^{14}$ est omise.

Sur la figure 1.1, on donne en plus des niveaux électroniques les caractéristiques de deux transitions. Ces transitions sont utilisées pour le refroidissement et le piégeage par laser de l'atome d'ytterbium. La transition $^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^1\mathrm{P}_1$ va du fondamental vers l'état singulet ^{1}P$_1$. Pour promouvoir l'atome dans cet état électronique, il faut apporter une énergie ΔE qui correspond à l'absorption d'un photon de longueur d'onde $\lambda_b = 399$ nm. Tout élément se rapportant à cette transition peut être qualifié de la couleur « bleue » du photon. Pour la transition $^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^3\mathrm{P}_1$, du fondamental vers l'état triplet ^{3}P$_J$ et spécifiquement le niveau fin $J = 1$, il faut un photon de longueur d'onde $\lambda_v = 556$ nm. Les éléments se référant à cette transition seront qualifiés

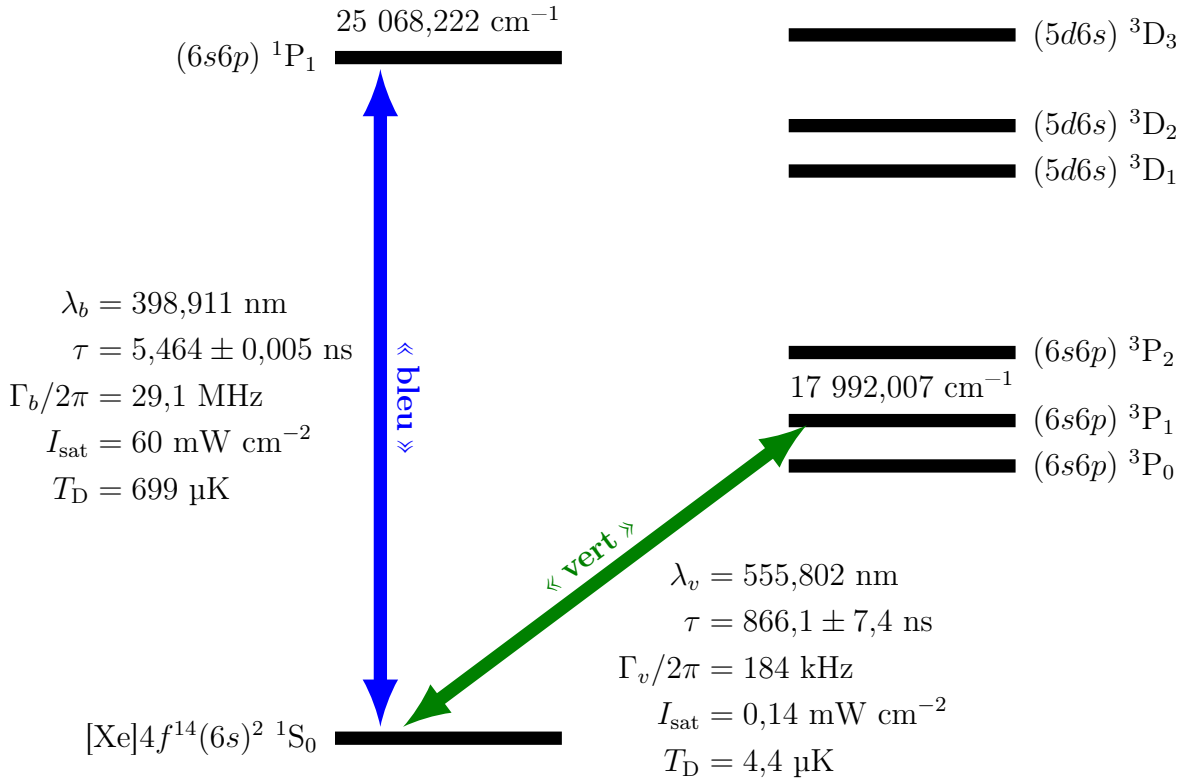


FIGURE 1.1 – **Schéma des niveaux atomiques de basse énergie de l'atome d'ytterbium.** Seuls les niveaux tels que $\Delta E/hc < 26\ 000$ cm^{-1} sont représentés. Pour les transitions bleue et verte qui servent à refroidir et piéger l'atome d'ytterbium, on donne la longueur d'onde (λ_b et λ_v) des photons d'énergie ΔE. On ajoute le temps de vie de l'état électronique τ, la largeur naturelle de la transition Γ, l'intensité de saturation I_{sat} et la température limite dans le cadre du refroidissement Doppler T_{D} ([97, 12, 34]).

de la couleur « verte » du photon. En plus de son énergie, chaque niveau électronique possède un temps de vie τ, qu'on donne pour les deux niveaux mentionnés. Ce temps de vie τ est déterminé par les différents taux de branchement Γ vers les états électroniques inférieurs en énergie (flèches descendantes bleues et grises). Ce sont ces branchements qui limitent le temps de vie d'un état excité. Si l'atome effectue continuellement des cycles entre deux niveaux particuliers sous l'action d'un laser résonant (*i.e.* un photon apporte l'énergie exacte ΔE) alors il faut l'intensité de saturation I_{sat} pour que l'atome soit en moyenne un quart de son temps dans l'état supérieur. Enfin on mentionne la température limite T_{D} des atomes dans le cadre du refroidissement Doppler pour chaque transition. Le calcul de cette température est expliqué dans la partie théorique sur le piégeage (équation 5.19).

1.1.2. Transitions électroniques

La transition entre deux niveaux électroniques s'effectue par absorption ou émission d'un photon d'énergie adéquate. En fonction de la polarisation, ce photon peut changer de une unité au maximum le moment angulaire orbital de l'atome ce qui contraint les niveaux électroniques accessibles. Les transitions qui respectent les trois règles de sélection suivantes sont appelées transitions dipolaires électriques (référence au dipôle instantané entre le noyau et les électrons) :

1. $\Delta S = 0$,
2. $\Delta L \in \{-1, 0, 1\}$ sauf transition $0 \leftrightarrow 0$ et
3. $\Delta J \in \{-1, 0, 1\}$ sauf transition $0 \leftrightarrow 0$.

La première règle de sélection signifie que le couplage dipolaire électrique n'agit pas sur les spins électroniques. Les transitions dipolaires ne s'effectuent qu'entre états de même spin, par exemple deux états singulets. Avec cette règle de sélection, la transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ est autorisée mais pas $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ (voir figure 1.1). Les deuxième et troisième règles sont liées au moment angulaire du photon, au maximum de un. Par exemple, une transition dipolaire entre un état S ($L = 0$) et D ($L = 2$) n'est pas autorisée.
Les transitions dipolaires électriques autorisées possèdent les taux de branchement Γ les plus élevés (de l'ordre du mégahertz). Les transitions qui contreviennent à une ou plusieurs de ces règles sont moins intenses. Ces transitions sont permises par les ordres supérieurs de l'interaction lumière-matière comme l'interaction quadrupolaire ou octupolaire, les multi-pôles magnétiques ou les couplages. En particulier le couplage spin-orbite des électrons permet de contourner la règle de conservation du spin.
C'est grâce à ce couplage que la transition $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ devient faiblement autorisée et on la nomme transition d'inter-combinaison. Plus le couplage spin-orbite est important (plus l'atome est lourd) et plus ces transitions d'inter-combinaison sont intenses. Pour donner un ordre de grandeur, la transition d'inter-combinaison $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ du strontium a une largeur naturelle $\Gamma/2\pi = 7{,}6$ kHz, celle du dysprosium est $\Gamma/2\pi = 135$ kHz et pour ytterbium on a $\Gamma_v/2\pi = 184$ kHz. Les transitions dipolaires électriques autorisées sont plutôt de l'ordre de la dizaine de mégahertz, par exemple la transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ de l'ytterbium a une largeur naturelle $\Gamma_b/2\pi = 29{,}1$ MHz.

Depuis l'état $^1P_1$ (respectivement $^3P_1$), la transition bleue (verte) possède un taux de branchement supérieur de plusieurs ordres de grandeur aux autres transitions envisageables (le calcul des taux de branchement est présenté sous-section 6.3.1). Un atome qui absorbe un photon sur cette transition va émettre un photon par cette même transition avec une probabilité proche de un. On dit que la transition est « fermée ». Pour une transition fermée, le temps de vie τ est égal à l'inverse du taux de branchement Γ.

Une transition fermée est une condition nécessaire au refroidissement d'un atome par laser. Mais pour refroidir sur plusieurs ordres de grandeur cet atome, typiquement depuis une température de l'ordre de la centaine de kelvin jusqu'au millikelvin ou moins, il faut également que cette transition soit « large ». Une transition est « large » lorsque l'absorption ou l'émission d'un photon perturbe peu la résonance de l'atome avec le champ laser. Lors de l'absorption (émission) d'un photon, l'atome reçoit (donne) une impulsion. Cette impulsion lui confère une

vitesse supplémentaire, appelée vitesse de recul v_{rec}. Par effet Doppler, cette vitesse peut amener l'atome hors de résonance avec le champ laser.

Nous avons déjà évoqué plus haut l'effet Doppler qui est au cœur des méthodes de refroidissement employées dans cette thèse. On présente ici cet effet et on détaillera ensuite sous-section 5.1.2 son utilisation pour le refroidissement des atomes. L'effet Doppler est un effet général intervenant entre un observateur ou une onde mobile. On suppose l'observateur (point noir figure 1.2) se déplaçant en ligne droite à une vitesse constante v dans le référentiel du laboratoire. Sa vitesse v est petite devant la vitesse de l'onde. Lorsque l'observateur se déplace en sens inverse de l'onde, il va revoir la même phase en un temps plus court que la période dans le référentiel du laboratoire. Dans le référentiel de l'observateur, l'onde (trait continu) a une période plus courte que celle de l'onde (tirets) dans le référentiel du laboratoire. Ce changement de fréquence entre les deux référentiels est appelé effet Doppler. On retrouve cet effet dans la vie de tous les jours avec la sirène des pompiers qui devient plus aigüe (période plus courte) lorsque le camion vient vers nous et plus grave lorsqu'il s'éloigne (période plus longue).

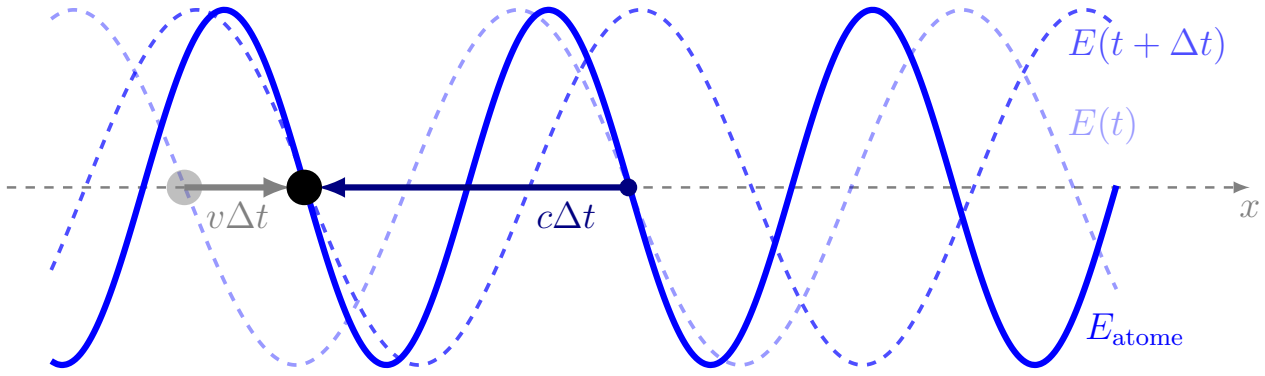


FIGURE 1.2 – **Illustration de l'effet Doppler.** Les champs $E(t)$ et $E(t+\Delta t)$ sont des représentations du même champ à différents instants dans le référentiel du laboratoire. Le champ E_{atome} est le champ vu par l'atome (dans son référentiel) de période plus courte puisqu'il se déplace en sens inverse de l'onde.

Désormais, on suppose un atome au repos. On veut exciter une des transitions de cet atome avec un laser. On pose ΔE la différence d'énergie entre les deux niveaux électroniques. Pour que le laser soit parfaitement résonant avec cette transition, il faut que sa pulsation soit $\omega = \Delta E/\hbar$ (ou sa longueur d'onde $\lambda = \Delta E/hc$). À $\Gamma/2$ autour de cette pulsation, la probabilité pour l'atome d'absorber un photon change peu et on considère que le laser est encore résonant. On dit que Γ est la largeur naturelle de la transition. Par suite, cette transition est large si le changement de pulsation du laser ω_{rec} est petit devant la largeur naturelle Γ.

Lorsqu'une transition est fermée et large, on dit qu'elle est « cyclante ». Une telle transition permet de refroidir l'atome par laser. On dresse une liste d'atomes refroidis par laser tableau 1.2 avec les caractéristiques de leurs transitions cyclantes. Dans le cadre du refroidissement Doppler, la température minimale des atomes est T_{D} et les atomes ont une vitesse quadratique moyenne v_{D}. À la vitesse v_Γ un atome subit un effet Doppler qui change la fréquence de l'onde de la

Atome	A/Z	λ nm	$\Gamma/2\pi$ kHz	$\omega_{\text{rec}}/2\pi$ kHz	Γ/ω_r	T_{D} µK	v_{rec} mm/s	v_{D} mm/s	v_Γ mm/s
Rb	87/37	780	6 100	3,8	1 627	147	5,9	118	4 760
Sr	84/38	461	30 500	11,1	2 743	733	10,3	268	14 060
		689	7,4	4,8	1,5	0,2	6,6	5,3	5,2
Cs	133/55	852	5 200	2,1	2 529	125	3,5	88	4 430
Dy	170/66	421	32 000	6,6	4 857	769	5,5	193	13 470
		626	135	3,0	45	3	3,7	13	80
Yb	174/70	399	29 100	7,2	4 061	699	5,7	182	11 610
		556	183	3,7	50	4	4,1	14	102

TABLE 1.2 – **Caractéristiques de quelques éléments chimiques (Rb, Sr, Cs, Dy et Yb) disposant d'une raie de résonance large ($\Gamma/\omega_{\text{rec}} \gg 1$) et pouvant être refroidis par laser [27].** On ajoute au tableau la température limite T_{D} et la vitesse quadratique moyenne des atomes v_{D} dans le cadre du refroidissement Doppler.

pulsation Γ.

1.2. Les expériences existantes et les choix expérimentaux

Le piégeage et le refroidissement de l'ytterbium a été réalisé pour la première fois par l'équipe de Yoshiro Takahashi à l'université de Kyoto en 1998 [43]. Le premier piège publié utilise la transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ et ils annoncent quelques mois plus tard [57] un piège sur la transition $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$. S'ils sont suivis de près par l'équipe de T.W. Mossberg en Oregon [67, 66], c'est encore le groupe japonais qui réalise le premier condensat d'ytterbium en 2003 [98].
Lors des premières expériences japonaises, le nombre d'atomes piégés sur la raie $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ est bien plus grand que sur $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$, avec 1×10^8 atomes sur la raie d'inter-combinaison contre quelques 10^6 atomes dans le piège bleu. L'explication donnée est le branchement depuis $^1P_1$ vers des états métastables, ce qui n'est pas le cas depuis $^3P_1$. À cause de ces branchements, le temps de vie d'un atome dans le piège bleu est de 200 ms. Pour un atome dans le piège vert, le temps de vie est de 3 s, limité par les collisions avec le gaz résiduel.
Les résultats obtenus par le groupe de Mossberg sur le chargement dans un piège bleu sont similaires. Cependant ils montrent que la grande largeur de résonance de la transition bleue permet de concevoir des expériences beaucoup plus compactes. En effet les atomes d'ytterbium en Oregon sont piégés directement depuis le four, comme pour une vapeur telle que les vapeurs de rubidium. En enlevant une étape de ralentissement des atomes avant le piège, comme le ralentisseur Zeeman utilisé à Kyoto, ils simplifient grandement la construction de l'expérience.

À Bangalore en Inde, le groupe de Natarajan suit l'idée d'un chargement direct depuis la source des atomes. Ils disposent d'une puissance similaire, une centaine de milliwatts à résonance avec la transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$, qu'ils divisent en trois paires orthogonales de faisceaux rétro-réfléchis. Ils optimisent la pression et la distance entre le four et le piège et obtiennent

un gain sur le nombre d'atomes d'un ordre de grandeur comparé à l'expérience en Oregon. Ils publient en 2004 [78] leurs résultats de $1{,}2 \times 10^8$ atomes piégés sur le bleu en un temps caractéristique de 300 ms. Avec ce nombre d'atomes, ils observent une nouvelle limitation du chargement due à des collisions assistées par lumière entre atomes piégés. La grande largeur naturelle de la transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$, qui est un avantage pour le ralentissement, devient un inconvénient une fois les atomes dans le piège bleu. Le temps de vie est limité par le pompage optique et les collisions assistées par la lumière qui sont proportionnels au taux d'échange de photons.

Dans les années qui suivent, les expériences sur ytterbium se multiplient. L'ytterbium, grâce à ses isotopes bosoniques et fermioniques en proportions équivalentes, est un excellent candidat pour explorer les systèmes de bosons, de fermions et ceux composites. Il est identifié pour l'étude des standards de fréquences [39] ou encore l'étude des moments dipolaires électriques permanents. L'autre grand avantage de l'ytterbium est la deuxième transition de piégeage $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ qui permet d'atteindre des températures relativement basses pour un refroidissement par effet Doppler et une grande densité atomique.
Ainsi dans les années 2010, la science se concentre sur le piégeage d'atomes avec la raie d'intercombinaison. Les nouvelles expériences préfèrent solliciter la transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ uniquement pour la phase de ralentissement. Cette phase est une combinaison de ralentissement par effet Zeeman et de piège bleu 2D [32]. Avec un piège 2D il est possible de sélectionner précisément les atomes à transmettre vers la chambre d'expérience et ainsi y maintenir une excellente pression. Malgré la mise en place d'un pompage optique des états méta-stables qui permet de réduire certaines pertes, en bon accord avec la théorie, les collisions assistées par la lumière restent le facteur le plus limitant pour un piège bleu lorsqu'on approche le milliard d'atomes piégés.
En 2015 le groupe de S.L. Cornish à Durham en Angleterre parvient à charger un total de 4×10^9 atomes en un temps d'une vingtaine de secondes [44] dans un piège vert à l'aide d'un ralentisseur Zeeman bleu. Malgré la bonne optimisation des paramètres de leur ralentisseur Zeeman, le groupe fait face à deux problématiques connues. En premier lieu, dans la distribution des vitesses en sortie du ralentisseur Zeeman la plupart des atomes sont plus rapides que la vitesse de capture du piège vert. Malgré des élargissements par saturation ou par modulation de la transition verte, le ratio entre les deux taux Γ_b et Γ_v est trop grand. De surcroît, plus les atomes sont ralentis et plus la divergence angulaire du jet atomique augmente, au risque pour les atomes de sortir du rayon du piège ou de se coller aux parois de l'enceinte à vide. En second lieu, les atomes de vitesse inférieure à la vitesse de capture sont si lents que la gravité dévie significativement leur trajectoire entre la fin du ralentisseur et le centre du piège. La dizaine de centimètres nécessaire pour compenser le champ magnétique du ralentisseur Zeeman suffit à faire chuter les atomes hors du rayon du piège. C'est la bonne pression dans la chambre expérimentale, inférieure à 10^{-10} mbar, qui permet, après un long temps de chargement, d'obtenir ce nombre record de plusieurs milliards d'atomes piégés sur le vert.

Un temps de chargement de plusieurs secondes peut être une limitation expérimentale notamment lorsqu'un grand nombre de réalisations, demandant de répéter toute la séquence de chargement, est nécessaire. Différentes expériences, comme celle que nous voulons mener, nécessitent une quantité au-delà des 10^{10} atomes piégés et améliorer le vide pour charger plus

longtemps n'est pas envisageable. C'est pourquoi les efforts ont été poursuivis pour augmenter le taux de chargement du nuage d'atomes froids.
Naturellement des améliorations sont venues de l'ajout d'étapes de ralentissement bleu. Le groupe coréen de Jongchul Mun à Daejeon propose en 2015 la mise en place d'un piège bichromatique [62] constitué d'une enveloppe bleue autour d'un noyau vert. Il s'agit de deux pièges 3D sans recouvrement, centrés au zéro du champ magnétique. Les faisceaux bleus, plus larges, sont coupés sur le rayon du noyau vert. Avec cette configuration, ils obtiennent un nombre d'atomes stationnaires de $(1{,}5 \pm 0{,}3) \times 10^9$ atomes en un temps caractéristique de $1{,}2 \pm 0{,}3$ s. Le gain apporté par l'enveloppe est notable malgré le manque de puissance laser de la source et la coupure de la partie la plus intense des faisceaux bleus (la puissance totale restante est de 66 mW). Le temps de chargement se trouve également limité par les collisions assistées par la lumière sur la transition $^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^3\mathrm{P}_1$ car les auteurs de l'expérience modulent et saturent fortement cette transition ($s_0 \simeq 400$ et $\delta = -30\Gamma_v$).
À Seattle, le groupe de Subhadeep Gupta propose en 2020 [75] une configuration plus simple de deux faisceaux bleus croisés juste en aval du piège. Cette configuration fait passer les atomes sortant du ralentisseur Zeeman sous la vitesse de capture juste avant le piège vert. Si le gain est visible pour eux, le nombre final d'atomes reste assez faible avec 3×10^8 atomes chargés en plusieurs dizaines de secondes.
Ces phases supplémentaires de ralentissement permettent de rentabiliser le chargement depuis un ralentisseur Zeeman bleu. La vitesse moyenne des atomes en sortie du ralentisseur Zeeman peut être augmentée ce qui diminue les problèmes liés à la divergence du jet et à la gravité.

Lorsque le projet **ANDLICA** débute à l'automne 2019, l'ambition est de dépasser la dizaine de milliard d'atomes chargés en moins de une seconde. Atteindre un tel taux de chargement constitue le cœur de ce travail de thèse. Les expériences précédentes sur l'atome d'ytterbium ont montré qu'un taux de chargement aussi élevé est essentiellement dépendant de la transition bleue. C'est pourquoi notre principal sujet d'étude est le chargement d'un Piège Magnéto-Optique (PMO) sur cette transition large $^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^1\mathrm{P}_1$. Le principal avantage, comparé aux expériences présentées, est une puissance laser disponible à 399 nm bien supérieure (>2 W). Grâce à cette puissance optique, nous envisageons d'utiliser un jet atomique plus large et d'augmenter la vitesse de capture du piège bleu avec des faisceaux intenses de grand diamètre. Avec cette puissance optique, on fait le choix d'un chargement directement depuis le four, sans ralentisseur Zeeman. Cependant un faisceau laser ralentisseur d'une ou plusieurs fréquences et de sens contraire au jet atomique reste indispensable.
En parallèle de ce travail de thèse, le groupe de Schlippert à Hanovre publie en février 2021 [106] des travaux qui offrent une intéressante comparaison avec nos propres choix expérimentaux. Ils choisissent eux aussi un piège bleu mais chargé depuis un ralentisseur Zeeman, fait d'aimants permanents, suivi d'un piège Magnéto-Optique 2D qui réoriente une partie des atomes vers la chambre d'expérience et le PMO 3D. Ils annoncent un taux de chargement de 1×10^9 atomes par seconde pour un nombre d'atomes stationnaires de 5×10^8 atomes avec leur assemblage.

Première partie

Dispositif expérimental

Chapitre 2

Enceinte à vide, table optique et champ magnétique

Après la description de l'atome d'ytterbium et un bref historique sur les différents pièges réalisés dans le monde, on présente le système élaboré pour maximiser le chargement des atomes d'ytterbium dans la chambre d'expérience. Pour une expérience dite « d'atomes froids », il est indispensable d'opérer dans un environnement isolé des autres particules (poussières, molécules, atomes). Une telle expérience demande un système fermé et pompé à des pressions d'ultra-vide, *i.e.* inférieures à 10^{-9} mbar, *a minima* dans la chambre d'expérience. La seule pression partielle que nous voulons augmenter dans la chambre d'expérience est celle des particules à piéger. Pour l'atome d'ytterbium, il faut chauffer les pépites à plusieurs centaines de degrés Celsius pour vaporiser le métal à une pression suffisamment élevée pour travailler. Pour faire interagir les atomes avec la lumière de nombreux accès optiques sont nécessaires, notamment pour la chambre d'expérience. On ajoute de plus des champs magnétiques dont le champ quadrupolaire principal pour confiner les atomes. En général ce champ quadrupolaire provient de bobines placées autour de la chambre en configuration anti-Helmholtz. L'ensemble est fixé sur des tables optiques, tables sur lesquelles les faisceaux laser sont mis en forme avant d'être envoyés sur les atomes.

2.1. Table optique, Organisation de l'expérience

L'ensemble de l'expérience repose sur deux tables optiques (120 cm × 240 cm) vissées entre elles en forme de L. La table formant la base du L est dédiée aux sources laser dont la source laser à 399 nm décrite à la section 3.1. La seconde table supporte l'enceinte à vide du four jusqu'à la chambre d'expérience. Comme le transport de la lumière laser à 399 nm est difficile avec des fibres, on l'effectue en espace libre. Pour des questions de stabilité de la propagation entre les tables, il est impératif de lier les tables optiques. Un capot recouvre chaque table optique. Au-dessus et au centre de chaque table, un flux laminaire (avec un filtre HEPA H14) est ajouté au capot afin de préserver l'expérience de la poussière par une légère sur-pression à l'intérieur. Le capot protège également l'expérience de la lumière parasite et isole en partie l'expérience des variations dues aux mouvements dans la pièce (pression, température, etc.).

La base de chaque capot correspond exactement aux dimensions de la table optique. Les capots sont posés et vissés sur chacune d'entre-elles. L'avantage à court terme était une protection



(a) Tables optiques au début de la thèse



(b) Capotage côté cellule



(c) Capotage côté laser



(d) Acheminement des tables au premier étage du nouveau laboratoire.

FIGURE 2.1 – **Photos de la salle au début de la thèse, du capot et du déménagement.** (a) Le 25 octobre 2019, au début de la thèse, les deux tables optiques sont assemblées, vissées entre elles et bâchées. Sous la bâche se trouve déjà la chaîne laser bleu, installée par *MSquared* en septembre. (b, c) Réception du capot le 29 octobre puis installation des flux laminaires en novembre 2019. (d) Enfin déménagement des tables séparément le 10 mars 2023, avec les optiques montées.

des tables sans rien démonter à l'intérieur lors du déménagement dans le nouveau bâtiment [1]. Cependant l'inconvénient majeur est que chaque action, l'ouverture d'une porte par exemple, et tout appareil posé sur le capot sont des sources potentielles de bruit mécanique voire de bruit électronique. Globalement le capot est trop petit et empêche de travailler confortablement. En revanche, une fois le capot fermé et l'expérience contrôlée à distance, ce capot assure une bonne isolation.

2.2. Enceinte à vide

L'enceinte à vide est le nom donné à l'ensemble des croix en acier et des éléments qui y sont connectés permettant d'atteindre une pression de l'ordre de 10^{-9} mbar ou moins (voir figure 2.2). Cette enceinte à vide contient notamment le four avec de l'ytterbium sous forme solide. Localement au niveau du four, la pression partielle d'ytterbium peut dépasser les 10^{-9} mbar. Ce qui importe est que la pression au niveau de la chambre d'expérience soit contrôlée et la plus réduite possible. La chambre d'expérience qui est ici un parallélépipède en verre est désignée par le terme « **cellule** » par la suite. Le système est pensé avant tout pour augmenter le transport des atomes d'ytterbium depuis le four jusqu'à la cellule et on y ajoute quelques contraintes de maintenance et de conservation de la pression.

Pour obtenir un flux d'atomes suffisant au niveau de la cellule, les pépites d'ytterbium sont chauffées à des températures avoisinant 400 °C. Pour éviter le dégagement de « polluants », un dégazage au moins 100 °C au-dessus de la plus haute température de travail est recommandé avant la première opération. Cependant la pression autour du four en fonctionnement, à cause de l'ytterbium notamment, risque d'atteindre une valeur trop élevée pour une expérience d'atomes froids. Afin de rendre la pression côté cellule indépendante de la pression côté four, on réduit le diamètre des tubes qui les connectent. Comme la conductance des tubes diminue avec le cube du diamètre, réduire ce dernier permet d'augmenter le maximum du rapport entre les deux pressions. On parle de vide différentiel. Pour maintenir la pression on installe une pompe de part et d'autre de ce vide différentiel. Pour atteindre une pression d'ultra-vide on utilise des pompes ioniques à piégeur non évaporable (*NEG (Non Evaporable Getter) ion pump*). Le gaz résiduel à proximité des pompes est ionisé puis attiré vers une surface absorbante, un matériau poreux (piège par absorption) et réactif (piège par oxydation par exemple).

Au cours de la vie de l'expérience, les changements de l'enceinte à vide sont rares et les remises à pression ambiante sont comptées. Cependant il peut arriver que le côté four, pour recharger de l'ytterbium par exemple, demande plus de maintenance que le côté cellule. C'est pourquoi le four est placé en bout de table où il peut facilement être démonté. À l'inverse, la cellule est au centre de la table optique et on évite de toucher à cette partie que l'on veut garder la plus vierge possible. On ajoute donc une vanne *UHV (Ultra high Vacuum)* entre le four et la cellule afin de préserver « le vide » (pression inférieure à $10^{-9} mbar$) côté cellule lors d'une ouverture de l'enceinte côté four. Cette vanne protège également la partie cellule lorsque le four n'est pas à son régime de travail, par exemple lors de la mise en chauffe et au retour

1. Les expériences sur rubidium, montées et sans capot, ont déménagé sans dégâts jusqu'au nouveau bâtiment. Les déménageurs étaient cependant plus à l'aise avec les protections autour de notre expérience.

à température ambiante. La vanne est de plus pneumatique ce qui permet de l'actionner à distance. La fermeture de la vanne, d'une durée de quelques dizaines de millisecondes, coupe le jet atomique si nécessaire.

Pour ne pas saturer leur surface absorbante, les pompes ioniques disposent de sécurités qui les empêchent de fonctionner au-dessus d'une pression de 10^{-7} mbar. Il est possible de descendre à une telle pression à l'aide d'une pompe dite primaire et d'une pompe turbo-moléculaire. Ces pompes servent uniquement lors de la fermeture de l'enceinte à vide. On ajoute donc une vanne UHV manuelle côté four donnant vers l'extérieur et permettant de connecter ces deux pompes à l'occasion.

Les derniers éléments ajoutés à l'enceinte à vide permettent des opérations sur le jet atomique entre la sortie du four et l'entrée de la cellule. Deux paires de hublots, orthogonales entre elles et avec le jet atomique, offrent un accès optique au jet de part et d'autre du vide différentiel. Ces accès optiques permettent d'obtenir des informations sur le jet comme sa divergence angulaire par spectroscopie avec un faisceau laser sonde. On peut aussi agir sur le jet, réduire sa divergence par exemple, en utilisant la force de pression de radiation des faisceaux laser. Entre le four et la cellule, on ajoute des bloqueurs mécaniques de différents diamètres sur une monture tournante (voir sous-section 6.3.3). Un bloqueur, une fois placé sur l'axe du jet atomique, doit prévenir les collisions entre les atomes chauds du jet et ceux déjà piégés au centre de la cellule. Dans l'idéal, les pertes par collisions avec les atomes du jet sont totalement supprimées. Si ces pertes sont majoritaires alors le nouveau ratio entre le taux de chargement et les pertes totales dans le piège est supérieur à celui sans bloqueur et le nombre d'atomes piégés augmente. Au moment de son installation nous estimons que ces pertes vont être dominantes du fait du vide différentiel.

Les croix du vide possèdent des brides de type ConFlat (Varian, Inc) permettant des assemblages jusqu'à 10^{-13} mbar. L'étanchéité entre deux éléments CF est réalisé par un joint en cuivre sans oxygène à haute conductivité thermique pris entre deux couteaux. Les dimensions standards les plus petites pour des brides CF sont CF16, CF35 et CF63 où le nombre adjoint correspond au diamètre interne en millimètres du tube qui y est soudé. Pour des raisons de compacité, la plupart des éléments sont en CF40 (le CF16 utilisant des vis de M4 est jugé trop fragile). Par exemple, les pompes ioniques choisies sont les plus puissantes de la gamme NEXTorr de SAES en CF40. Seul le four, qui est une cellule d'effusion industrielle avec de nombreuses options, nécessite le diamètre supérieur CF63. Pour des raisons mécaniques, les deux hublots sur la croix du four sont également en CF63.

Contrairement à de nombreuses autres expériences avec l'atome d'ytterbium, ou des alcalino-terreux, on utilise pas de ralentisseur Zeeman dans notre montage. Pourtant, un ralentisseur Zeeman permet de ralentir des atomes depuis des vitesses bien plus élevées qu'un champ laser seul. En plus du champ laser, le ralentisseur Zeeman est constitué d'un solénoïde de diamètre variable. Le diamètre est calculé de sorte que le champ laser reste à résonance avec les atomes entrés avec une certaine vitesse et qui sont progressivement ralentis. Ce ralentisseur s'appuie sur le déplacement des niveaux atomiques sous l'effet d'un champ magnétique, appelé effet Zeeman (voir sous-section 5.1.3), afin de compenser l'effet Doppler. Il n'y a en théorie aucune limitation sur la vitesse maximale qu'il est possible de ralentir tant qu'est généré le champ magnétique adéquat. De plus, peu importe la vitesse initiale des atomes ralentis, la vitesse

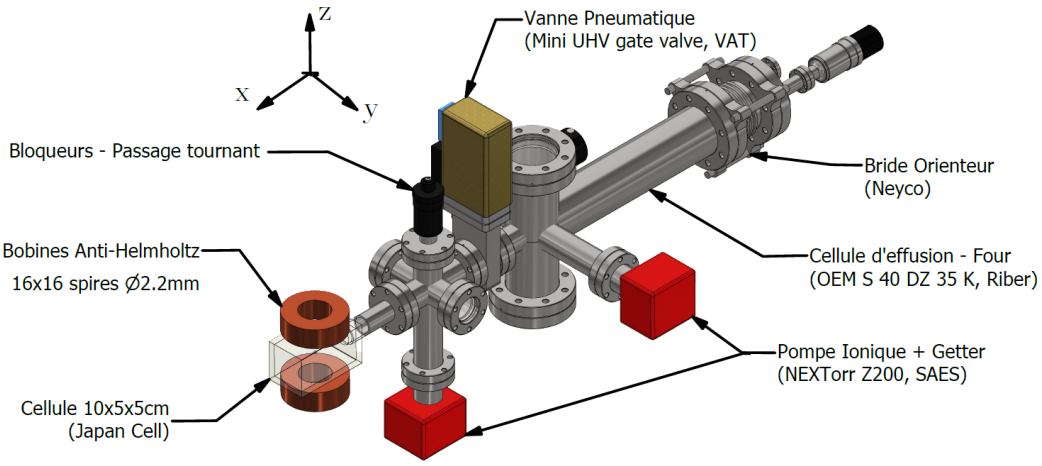
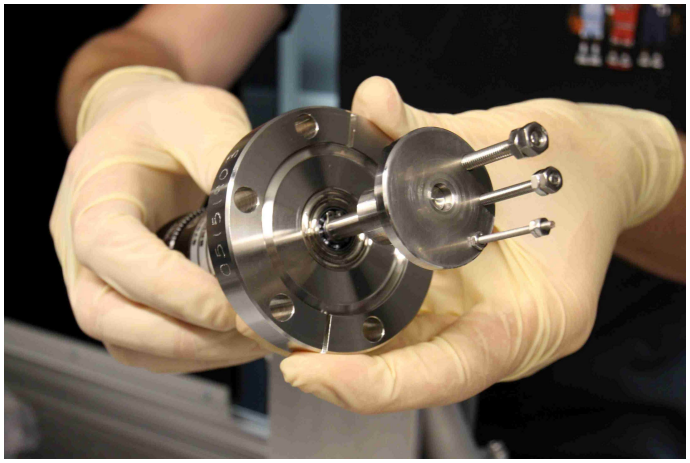


FIGURE 2.2 – **Représentation 3D de l'enceinte à vide.** Première version utilisée pour les mesures sur le jet et le piège sur la transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$. Les bobines de champ magnétique sont indiquées sur la figure. La cellule d'effusion est détaillée dans la partie suivante. L'enceinte a été légèrement modifiée ensuite. *Plans 3D réalisés avec Autodesk Inventor sous licence étudiante.*

finale est (quasi-) identique et atteinte à la fin du solénoïde. En pratique, la réalisation d'un champ magnétique adéquat ne va pas sans quelques contraintes. Le solénoïde est souvent d'une longueur supérieure à une trentaine de centimètres. On y ajoute une dizaine de centimètres de marge afin de compenser au niveau du piège le champ magnétique généré par le solénoïde. Or en augmentant la distance entre le four et la cellule on réduit l'ouverture angulaire pour les atomes sortant du four. D'autre part la génération d'un champ magnétique intense nécessite des courants de plusieurs dizaines d'ampères (ou de nombreux tours de bobines) ce qui provoque un dégagement de chaleur qu'il faut évacuer. Le moyen privilégié est l'évacuation de la chaleur par un circuit d'eau froide qui comporte un risque de fuite et ce au centre de la table optique. Enfin et surtout, nous estimons que le champ laser à résonance avec la raie $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ suffit à lui seul à ralentir une bonne proportion des atomes du jet (voir figure 5.6). Parmi les arguments on retrouve la grande largeur de résonance, des photons de grande énergie, un atome lourd et une température du four relativement faible si l'on compare à d'autres atomes (voir Table 1 [44]). Tous ces arguments font que la vitesse moyenne des atomes en sortie du four n'est pas beaucoup plus grande (un facteur 25) que la vitesse générant un désaccord de Γ_b par effet Doppler. En outre, grâce à la puissance laser dont nous disposons, la plage des vitesses ralenties peut être agrandie par saturation et par ajout de fréquences supplémentaires au champ laser contra-propageant au jet. C'est pour ces différentes raisons que nous faisons le choix d'un ralentissement purement optique.

En complément de cette présentation, on dresse ci-dessous une liste détaillée des éléments utilisés dans le montage de l'enceinte à vide (photo figure 2.3c) :

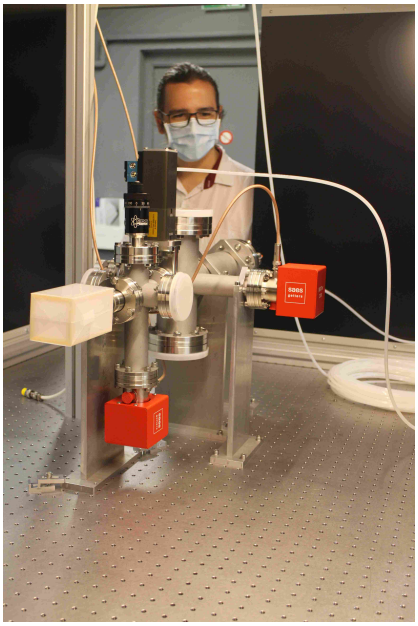
- **Pompe ionique** : modèle NEXTorr Z200 de SAES, vitesse de pompage de 75 l/s du



(a) Les bloqueurs avant d'être placés sous vide



(b) Hector Letellier et Robin Kaiser avec la cellule d'effusion.



(c) Álvaro Mitchell appréciant le montage du système à vide.

FIGURE 2.3 – **Photos du montage de l'enceinte à vide (22 mai 2020).** Première version montée au retour du premier confinement.

diazote (N_2) après activation du matériau absorbant. La lecture de la pression se fait par mesure du courant puis est convertie en pression jusqu'à une précision limite de 10^{-11} mbar.

- **Vide différentiel** : deux barres en acier inoxydable (316L), usinées à l'atelier du laboratoire, de diamètre externe 34 mm, de diamètre interne $d = 12$ mm et de longueur $L = 40$ mm. La conductivité de l'air à température ambiante pour ces deux barres en série est égale à
$$C = 12,1 \times \frac{d^3}{2L} = 2{,}6 \text{ L/s}$$
dans la limite du régime d'écoulement moléculaire (voir sous-section 4.2.2).
- **Four** (photo figure 2.3b) : cellule d'effusion, modèle OEM S 40 DZ 35 K, de RIBER [2]. Le four peut monter jusqu'à 1 400 °C. Il dispose de deux zones de chauffe (DZ) avec des filaments indépendants en tantale. La première zone chauffe les pépites d'ytterbium dans le corps du creuset. La deuxième zone, en sortie de four, empêche les atomes d'obstruer les capillaires qui filtrent les atomes sortant hors d'axe (explications données sous-section 4.2.2). Le four possède un clapet rotatif devant la sortie du creuset et un écran de refroidissement à eau. Grâce à cet écran de refroidissement à eau, la température de l'enceinte à vide ne dépasse pas les 35 °C lorsque le four est à 900 °C.
- **Bloqueurs** (photo figure 2.3a) : un bloqueur est une pièce d'acier inoxydable (deux écrous en acier M2, M3 ou M4) à placer au centre du jet pour éviter la vue directe du four par les atomes au centre du piège (voir figure 6.6). Les bloqueurs sont fixés à un passage tournant sous vide comme sur la photo figure 2.3a.
- **Chambre d'expérience** : cellule en verre borofloat fabriquée par Japan Cell. Les faces du parallélépipède sont collées avec une résine époxy et traitées anti-reflets pour l'ensemble du spectre visible. L'entrée de la cellule a un diamètre de 23,5 mm. Les dimensions internes sont de 100 mm × 50 mm × 50 mm et l'épaisseur du verre est de 5 mm.
- **Corps de l'enceinte à vide** : croix en acier inoxydable (304L) réalisées sur plan par Neyco. La longueur des bras et l'orientation des trous (brides fixes) dépendent des différents éléments.
- **Hublots** : hublots traités anti-reflets pour le spectre visible par Neyco.
- **Vannes** : une vanne pneumatique entre le four et la cellule et une vanne manuelle donnant vers l'extérieur. Elles font partie d'une même série : Mini UHV gate Valve de VAT en taille CF40.
- **Orienteur** : bride avec un flexible de 7 cm et 3 vis d'orientation. Cette bride est nécessaire à l'alignement du jet avec l'axe principal de l'enceinte à vide.

Remarques : Les éléments réalisés par l'atelier mécanique (bloqueurs, tubes de vide différentiel) sont nettoyés puis plongés dans un bain à ultrasons avec de l'acétone pendant une heure avant d'être placés sous vide.

2. Riber (entreprise française) est le leader mondial d'équipement d'épitaxie par jet moléculaire pour l'industrie des semi-conducteurs. Je tiens à souligner l'excellente communication de l'entreprise tout au long du processus de sélection de la cellule d'effusion et du suivi.

2.3. Champ magnétique

La gestion du champ magnétique est indispensable pour les expériences d'atomes froids. En effet le champ magnétique change l'énergie des niveaux Zeeman de l'atome (voir sous-section 5.1.3). C'est pourquoi l'expérience comporte deux systèmes de champ magnétique.

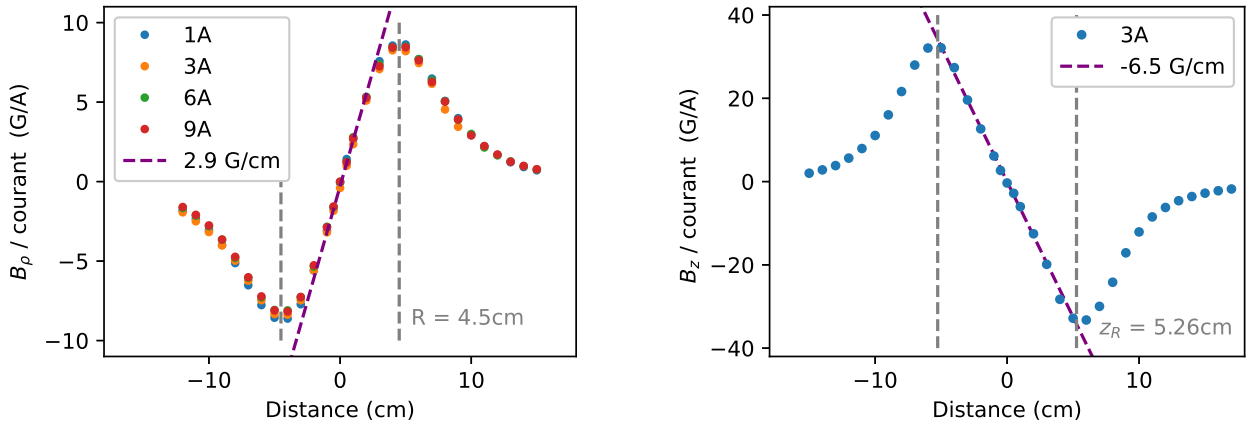
Le premier système annule les champs magnétiques non désirés dans la chambre d'expérience. Dans notre cas, il compense le champ magnétique terrestre local au niveau de la cellule. Le champ magnétique terrestre en France vaut environ 50 µT ou 0,5 G lorsqu'on emploie le gauss, unité de l'induction magnétique nommée d'après Carl Friedrich Gauss. Dans nos expériences on préfère employer le gauss par rapport à l'échelle des champs magnétiques rencontrés. Un champ magnétique de 20,1 G déplace la fréquence de résonance des niveaux Zeeman de l'état $^1P_1$ de la largeur naturelle Γ_b. Pour l'état $^3P_1$, un champ de 0,088 G engendre un décalage de la largeur Γ_v. L'action du champ magnétique terrestre sur l'état $^3P_1$ n'est pas négligeable. Les bobines de compensation du champ magnétique terrestre forment un ensemble de trois paires orthogonales de bobines d'une trentaine de centimètres de diamètre en configuration Helmholtz. Dans cette configuration, le sens du courant est identique pour une paire de bobines et la distance entre les bobines est égale à leur rayon. Dans notre expérience l'écart entre les bobines est légèrement supérieur au rayon. Malgré cela, la compensation du champ est jugée homogène à l'échelle de la cellule.
Le deuxième système de champ magnétique génère le champ quadrupolaire de piégeage des atomes. Il s'agit de deux bobines en configuration anti-Helmholtz, c'est à dire que le courant tourne en sens contraire dans les deux bobines se faisant face. Dans cette configuration, les bobines sont séparées par une distance proche de leur rayon et elles génèrent entre elles un champ magnétique linéaire. Pour nos expériences, on souhaite que le champ magnétique soit linéaire à l'échelle de la cellule et que le décalage des niveaux Zeeman soit supérieur à la largeur naturelle à chaque centimètre. Pour le piégeage sur la transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$, il faut plusieurs dizaines de Gauss par centimètre pour engendrer un décalage supérieur à Γ_b.

Les deux bobines de piégeage sont présentées figure 2.2. L'axe de symétrie des bobines est l'axe vertical z, orthogonal au jet atomique de direction x et centré sur la cellule. Les bobines de champ magnétique ont été récupérées d'une ancienne expérience du laboratoire sur l'atome de strontium. Elles sont constituées de 16×16 spires de courant avec un diamètre de fil de 2,2 mm. Le diamètre interne des bobines est de 55 mm, laissant un accès optique aussi large que la cellule. La distance minimale entre les bobines est de 74 mm, c'est à dire que la surface de la bobine est à 7 mm de l'extérieur de la cellule. La température des bobines a été mesurée (tableau 2.1) avec une caméra thermique pour des courants jusqu'à 9 A sans refroidissement à eau. Cette mesure a permis d'affirmer que les bobines peuvent être utilisées jusqu'à 6 A sans provoquer d'échauffement conséquent au niveau de la cellule. Un courant de 6 A étant jugé suffisant, les tubes de refroidissement à eau autour des bobines ont été enlevés. La résistance d'une bobine est d'environ 0,4 Ω.

Pour estimer le champ magnétique généré par les bobines, On assimile ces dernières à une spire de courant NI, avec $N = 16 \times 16$ spires réelles, de diamètre $2R = 55 + 16 \times 2,2 = 90,2$ mm

I (Ampère)	0	3	4	5	6	7	8	9
T (°C)	21	22	23	30	39	47	58	63

TABLE 2.1 – **Températures des bobines après 30 minutes à un courant donné.** La température est mesurée avec une caméra thermique sur la face des bobines qui sera contre la cellule (face sans tuyaux de refroidissement). Lors de la mesure les tuyaux de refroidissement à eau (vides) sont toujours présents. La même mesure sans les tuyaux donne le même résultat.



(a) Champ radial des bobines pris à 1, 3, 6 et 9 A puis normalisé par le courant.

(b) Champ axial des bobines pris à 3 A puis normalisé par le courant.

FIGURE 2.4 – **Mesures du champ magnétique du piège.** Le champ magnétique créé dans les bobines est normalisé par le courant qui y circule.

et distantes de $2z_R = 70 + 16 \times 2,2 = 105{,}2$ mm, le champ magnétique sur l'axe des bobines B_z et dans le plan de symétrie B_ρ sont au premier ordre autour du point central (0,0) :

$$B_z = \mu_0 N I \cdot \frac{3 z_R R^2}{(R^2 + z_R^2)^{5/2}} \cdot z \tag{2.1}$$

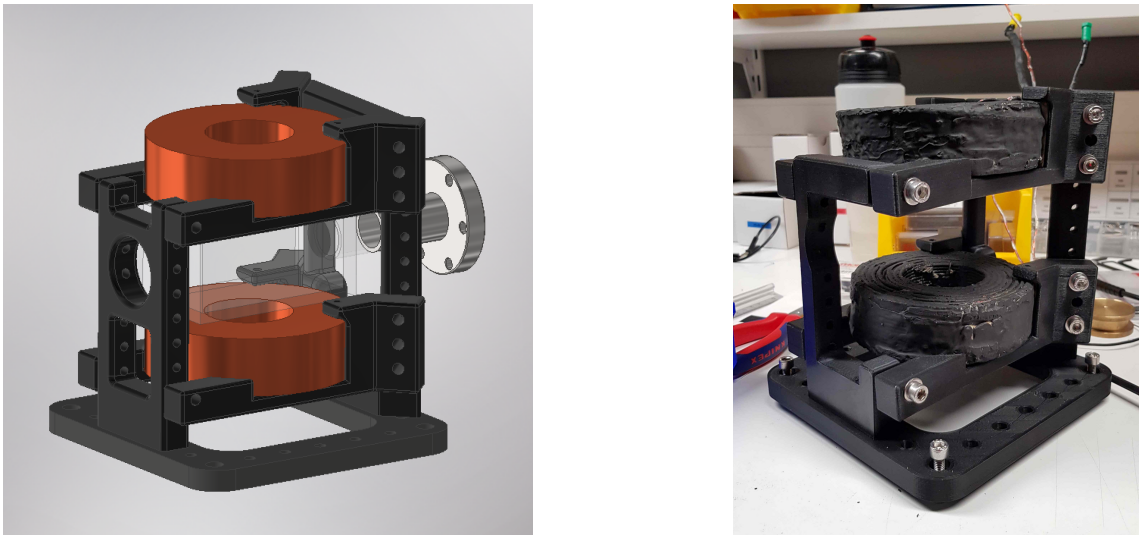
$$B_\rho = -\frac{1}{2} B_z \cdot \frac{\rho}{z} \tag{2.2}$$

où $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Tm/A $= 0,4\pi$ G cm A^{-1} est la perméabilité du vide. Selon l'axe des bobines, on obtient pour un courant $I = 1$ A un gradient du champ magnétique de :

$$\frac{\mathrm{d}B_z}{\mathrm{d}z}(0,0) = \frac{3 \times 0,4\pi \times 16^2 \times 5,26 \times 4,51^2}{(4,51^2 + 5,26^2)^{5/2}} = 6{,}5 \text{ G cm}^{-1} \tag{2.3}$$

À l'ordre 1, le gradient de champ magnétique selon l'axe des bobines est toujours le double de celui dans le plan de symétrie et est maximal pour $R = 2z_R$. Si $R = \sqrt{4/3}\ z_R \simeq 1.15 z_R$, les termes d'ordre directement supérieur s'annulent et le champ magnétique est quasi linéaire.

On retrouve figure 2.4, un gradient mesuré selon z, axe de symétrie de révolution des bobines, uniforme et égal à 6,5 G cm^{-1}. En revanche, le gradient selon ρ, dans le plan orthogonal,



(a) (b)

FIGURE 2.5 – **Support des bobines, représentation et impression 3D.** Le support est imprimé en matériau plastique PLA avec une imprimante 3D (modèle STREAM 30 Pro MK2 de Volumic, fabriquant niçois). (a) Les pièces sont d'abord dessinées sur le logiciel Autodesk Inventor (licence étudiante proposée généreusement par Autodesk sur présentation d'un certificat de scolarité dans une université française). (b) Support réel dans sa deuxième version avec les bobines du piège.

avec 2,9 G cm^{-1} n'atteint pas la moitié du précédent. Cet écart est expliqué par la section des bobines qui est de taille comparable à R et z_R.

Nous cherchons à minimiser les courants de Foucault à la coupure du champ magnétique. Dans ce but, une cellule en verre est un atout. Cependant on ne veut pas fixer directement sur la cellule en verre nos bobines. On construit donc un support depuis la table optique pour soutenir les bobines. Pour ne pas créer de boucles de courant, ce support est imprimé en 3D avec du filament PLA (Acide Poly-Lactique) qui est un mauvais conducteur électrique (voir figure 2.5). L'impression 3D permet un prototypage rapide et de nouvelles pièces peuvent être facilement réalisées. Le PLA se déforme un peu à partir de 60 °C sans que cela soit gênant jusqu'à maintenant lors de nos expériences.

Grâce au support des bobines imprimé en 3D et à une boîte de coupure rapide du champ magnétique réalisée par les électroniciens du laboratoire, le champ magnétique peut être coupé à mieux que 1 % de la valeur de départ en moins de 300 µs. Cette vitesse de coupure est suffisante pour les expériences que nous comptons mener dont l'échelle de temps caractéristique est la milliseconde.

2.4. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit l'organisation des tables optiques, la conception de notre enceinte à vide et le montage de la partie magnétique du piège. L'enceinte à vide est compacte afin de charger de manière directe notre piège à partir du four. L'enceinte peut être séparée entre la chambre à vide du four et la partie cellule expérimentale en prévision des opérations de maintenance comme le remplissage du four. Un système de « bloqueurs » est ajouté entre le four et la cellule afin de limiter l'expulsion hors du piège, par collisions avec les atomes chauds du jet, des atomes déjà refroidis. Ce dispositif nous aidera si ces collisions sont la principale source de pertes, ce qu'on étudie sous-section 6.3.3. Pour finir, on a caractérisé le champ magnétique du piège, sa raideur et sa vitesse de coupure.

Après la description des parties mécaniques et magnétiques du piège, nous abordons la partie optique. Le chapitre suivant décrit la source laser à 399 nm et la répartition de sa puissance.

Chapitre 3

Laser bleu ($^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$)

Une expérience d'atomes froids repose principalement sur la manipulation des atomes par une lumière laser à résonance. Pour l'atome d'ytterbium, la source laser principale est celle qui génère la lumière à résonance avec la transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ de piégeage. Cette transition à 399 nm est propice au piégeage car elle est large, $\Gamma_b = 29$ MHz, et « fermée ». Cependant la grande largeur de la transition n'est pleinement exploitée qu'à saturation et pour atteindre la saturation il faut un flux d'environ Γ_b photons à proximité de chaque atome. En d'autres termes, le piégeage d'un atome repose sur l'échange rapide d'un grand nombre de photons. La puissance laser disponible est un point clé des expériences d'atomes froids.

Pour une largeur de raie de 29 MHz et des photons plutôt énergétiques, à la limite entre le visible et l'ultra-violet, l'intensité de saturation est assez élevée :

$$I_{\text{sat}} = \frac{\Gamma_b}{2} \cdot h\nu \cdot \frac{2\pi}{3\lambda^2} = 60 \text{ mW cm}^{-2}. \tag{3.1}$$

L'intensité de saturation est le produit du taux de transition Γ_b par l'énergie de un photon $h\nu$ et par la population maximale de l'état excité en régime stationnaire de 50 % et divisé par la surface efficace de diffusion de un atome $3\lambda^2/(2\pi)$.

Pendant de nombreuses années, la puissance laser disponible techniquement à 399 nm ne dépassait pas quelques centaines de milliwatts. Cette puissance répartie sur la section transverse de plusieurs faisceaux laser est peu élevée comparé à l'intensité de saturation. C'est pourquoi les pièges bleus étaient souvent de petite taille et/ou avec des faisceaux rétro-réfléchis. Cette puissance peut aussi être une limitation pour les ralentisseurs Zeeman ce qui oblige à les allonger. Une des nouveautés et forces de notre expérience est la grande puissance laser disponible. La source laser commerciale que nous avons génère jusqu'à 2,5 W à 399 nm. Cette puissance optique est ensuite mise en forme et répartie entre les différentes utilisations du laser bleu. On détaille notamment dans ce chapitre, en plus de la source laser, la partie optique du piège magnéto-optique et le faisceau ralentisseur contra-propageant au jet atomique. Pour le PMO, il s'agit de diviser la puissance en trois axes de l'espace et sur les deux directions, c'est à dire en six faisceaux. On décrit deux montages différents pour cette division : d'abord par nos propres moyens, entièrement en espace libre, puis avec un banc commercial, réalisé par l'entreprise Muquans, fibré en entrée et dont toutes les optiques à l'intérieur sont collées. Pour le faisceau ralentisseur, on détaille son alignement et on donne une piste pour « superposer » plusieurs fréquences directement en sortie d'un modulateur acousto-optique.

3.1. Ligne laser : production de 2,5 W à 399 nm

Dans cette section on décrit les étapes de production du faisceau laser à 399 nm et jusqu'à une puissance de 2,5 W. L'ensemble de la chaîne laser est préparé, produit et installé juste avant le début de la thèse par MSquared (M2) (septembre 2019).
La chaîne laser se divise comme suit et dans l'ordre :

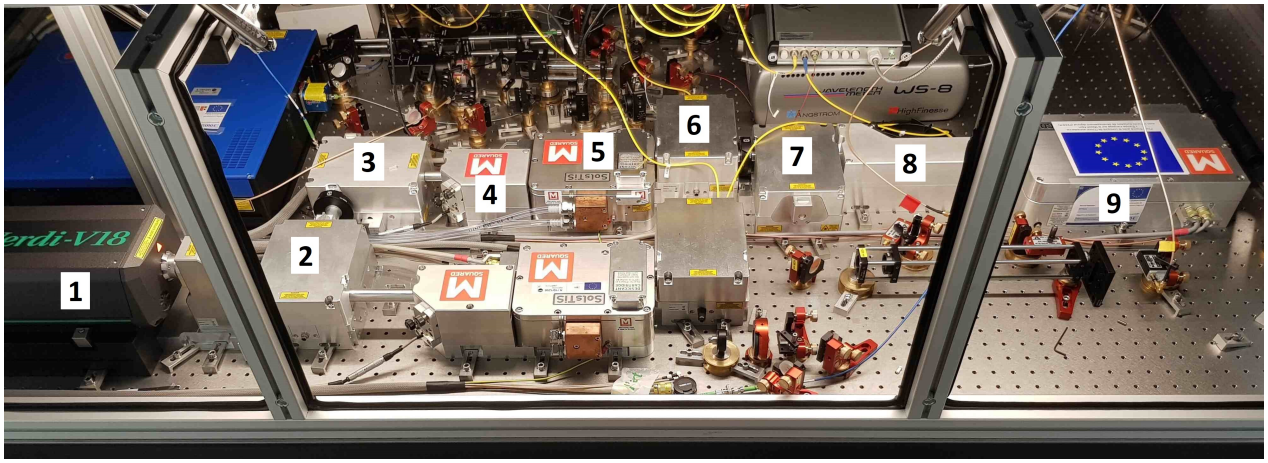


FIGURE 3.1 – **Ligne laser permettant d'obtenir 2,5 W à 399 nm.** L'ensemble de la ligne est vendu et produit (mis à part le premier laser de pompe) par la société M2. La numérotation des éléments sur la photo est reprise dans le texte avec une description détaillée.

1. Laser de pompe à 532 nm : le premier élément est un laser de type Nd-Yag [1] à la longueur typique de 1 064 nm et doublé. La puissance de sortie est de 18 W à 532 nm (Verdi V18 de Coherent).
2. Division en deux bras laser de la puissance de pompe. Depuis le début de la thèse, la totalité de la puissance est dirigée vers le bras de gauche. Le bras de droite est inutilisé pour le moment.
3. Module de sortie en espace libre de la puissance verte (Green Pick-off). La puissance de pompe peut être dirigée tout ou partie (lame demi-onde accessible de l'extérieur) à l'extérieur de la chaîne laser. Cette sortie permet de vérifier la puissance en sortie du laser pompe. Une seconde utilisation, testée mais sans résultat probant, est le nettoyage de la fenêtre de la cellule face au four couverte d'ytterbium.
4. Module d'injection PIK (Pump Integration Kit) de la cavité infra-rouge (laser titane-saphir). Ce module dispose de deux miroirs et de deux lentilles. Le second miroir est accessible sans ouvrir le module et sert régulièrement à optimiser l'injection dans la cavité.

1. Le laser Nd-YAG (acronyme du nom anglais neodymium-doped yttrium aluminium garnet) est un des lasers les plus communs et peut fonctionner dans les deux modes continu et pulsé. C'est un laser à état solide car le milieu amplificateur est un cristal (grenat d'yttrium-aluminium) dopé au néodyme triplement ionisé. Sa longueur d'onde d'émission typique est à 1 064 nm mais il existe d'autres transitions. La raie à 946 nm doublée sert par exemple à fabriquer des pointeurs laser bleus. (source Wikipedia)

L'accès au reste des optiques se fait en ouvrant le module. Les deux lentilles sont sur des platines de translation après le second miroir.

5. Cavité infra-rouge titane-saphir [2] : la cavité, modèle SolStiS de M2, possède un alignement et une optimisation automatique à la longueur d'onde demandée. La cavité est optimisée pour amplifier la longueur d'onde de 780 nm. On se place légèrement à côté de cet optimum (quelques pour cent de moins en efficacité de conversion) et la puissance typique est de 6 W à 798 nm à partir de 18 W à 532 nm. La cavité est ajustable sur une plage de plusieurs centaines de nanomètres et la puissance convertie est supérieure à 50 % du maximum de 700 nm à 960 nm. Cette cavité est un des points les plus critiques de notre expérience. Après quasiment un an de fonctionnement dégradé, la cavité a dû (pu) être renvoyée à MSquared de mars à novembre 2021 pour maintenance, occasionnant un retard de plusieurs mois.
6. Module de sortie fibré basse puissance (Fiber Launch) : optique et mécanique pour l'injection dans une fibre à partir d'une « fuite » de puissance (environ 20 mW). Ce module a pour but d'amener jusqu'au λ-mètre la puissance nécessaire (moins que 1 mW) afin d'asservir la cavité en longueur d'onde. Le λ-mètre envoie sa mesure directement à l'interface de contrôle fournie par MSquared qui l'utilise pour son asservissement automatique. Le λ-mètre, modèle WS/8-2 de HighFinesse, a une précision absolue de 2 MHz lorsqu'il est calibré régulièrement et une précision de lecture de 100 kHz. La précision absolue étant petite devant la largeur naturelle Γ_b, le λ-mètre suffit à l'asservissement du laser en longueur d'onde pour le piégeage de l'ytterbium.
7. Module de sortie espace libre de l'infra-rouge : permet de dévier la puissance infra-rouge notamment lors de l'installation et de l'optimisation de la cavité SolsTiS.
8. Mise en forme et transfert vers la cavité de doublage : deux miroirs et un télescope. Le premier miroir est ajustable depuis l'extérieur. Ce module est utilisé surtout lors de l'installation de la cavité.
9. Cavité de doublage de 798 nm à 399 nm (modèle ECD-X de MSquared) : cavité (Fabry-Perot) à quatre miroirs (bow tie) avec un cristal doubleur non-linéaire de triborate de lithium (LBO) et asservie sur le faisceau d'entrée par la technique dite de Hänsch-Couillaud [3]. Après alignement et optimisation, le maximum obtenu est de 2,5 W à 399 nm.

2. Le laser titane-saphir est un laser accordable de 650 nm à 1 100 nm ce qui en fait un laser particulièrement utile dans les laboratoires de recherche. Le milieu amplificateur est un cristal de saphir (Al_2O_3) dopé avec des ions titane. La première réalisation date de 1982 par Moulton [72]. La longueur de pompe est souvent dans le vert, soit à 514,5 nm (laser aux ions d'argon), soit à 532 nm (laser Nd-YAG doublé). L'utilisation de ce laser pour générer des impulsions ultra-courtes, grâce à l'auto-focalisation par effet Kerr, a suivi de près son invention. Le Prix Nobel 2018 récompense Donna Strickland et Gérard Mourou pour « leur méthode de génération d'impulsions optiques ultra-courtes et haute puissance. » [95]. La méthode, appelée amplification par dérive de fréquence, est transposée aux lasers ultra-courts par les deux lauréats en 1985 et appliquée largement sur des cristaux titane-saphir. D'autre part les propriétés d'auto blocage de mode du laser titane-saphir ont permis le développement du peigne de fréquences optiques. Le Prix Nobel 2005 récompense John L. Hall et Theodor W. Hänsch pour leur « contribution au développement de la spectroscopie de précision basée sur le laser, y compris la technique du peigne de fréquences optiques » [40, 48] (source Wikipedia/Ti-sapphire_laser).

3. Hänsch est Prix Nobel 2005 [48] et Couillaud est un physicien français en visite à l'université de Stanford en 1980 [41]. Cette technique se base sur une spectroscopie en polarisation, une cavité de référence et une électronique plutôt simple. Des améliorations de cette technique sont utilisées pour les cavités de doublage

Depuis le retour du SolsTiS en novembre 2021, la cavité de doublage n'a eu besoin que d'un seul alignement après le déménagement du laboratoire. La puissance après déménagement est de 2,1 W. Sans alignement et nettoyage de la cavité de doublage, la puissance de sortie a tendance à diminuer de quelques centaines de milliwatts en quelques mois. Selon nos observations, la cavité doit être optimisée au moins une fois par an.
En sortie de la chaîne laser, le faisceau est elliptique (voir Table 3.1)

z (mm)	500	710	1010	1310	minimum
$2w_V(z)$ (µm)	1040	1120	1284	1515	$2w_{V,0} = 2w_V(-540) = 710$
$2w_H(z)$ (µm)	1050	1050	1090	1160	$2w_{H,0} = 2w_H(250) = 1042$

TABLE 3.1 – **Mesure de l'ellipticité du faisceau laser à 399 nm en sortie de cavité de doublage.** La distance z est celle parcourue par le faisceau depuis la fenêtre de sortie de la cavité de doublage. À chaque distance, on mesure le *waist* (rayon à $1/e^2$ de l'intensité au centre pour un faisceau gaussien) sur l'axe vertical w_V et horizontal w_H. À partir de ces mesures on détermine la position du point focal, où le waist est minimal, et on en déduit le rayon minimal du faisceau sur l'axe vertical $w_{V,0}$ et horizontal $w_{H,0}$ avec un R^2 de $0,98$ et $0,90$ respectivement. (R^2 écart quadratique avec un faisceau parfaitement gaussien).

Le deuxième bras est constitué, après la division (2), d'un module d'injection PIK, d'une cavité titane-saphir de type SolStiS et d'une sortie fibrée pour l'asservissement par le λ-mètre. La cavité titane-saphir est optimisée vers 707 nm et a été testée pour le rouge de 670 nm à 710 nm. Ce laser peut servir à exciter la transition $^3\mathrm{P}_1 \rightarrow {}^3\mathrm{S}_1$ à 680,1 nm.

Le λ-mètre, modèle WS/8-2 de HighFinesse, est le modèle le plus précis du fabriquant à l'heure actuelle. Il possède une précision absolue de 2 MHz dans une plage de ± 2 nm autour de la longueur d'onde de calibration et pour une période inférieure à une heure entre deux calibrations.
Il est à noter que les expériences menées durant cette thèse sont faites sans calibration aussi régulière du λ-mètre. Dans les faits, on repère la longueur d'onde de résonance avec les atomes d'ytterbium ^{174}Yb quotidiennement lors des prises de données. On estime que pour quelques heures de mesures, la dérive du λ-mètre (prise à 798 nm et doublée à 399 nm) est petite devant la largeur naturelle de la transition, $\Gamma_b/2\pi = 29$ MHz.
Le λ-mètre dispose d'une plage de lecture allant de 330 nm à 1 180 nm. Pour augmenter ces capacités, le λ-mètre est équipé d'un commutateur fibré de huit canaux (*Photonic Crystal Switch*) qui permet de mesurer consécutivement jusqu'à huit sources. En général, il suffit d'une centaine de micro-watts de lumière pour une vitesse de lecture optimale d'environ 1 ms. Pour le bon fonctionnement des asservissements, il est important d'optimiser chaque canal de lecture. En particulier, si un cycle entier de lecture prend plus d'une trentaine de millisecondes alors l'asservissement de la cavité titane-saphir cesse de fonctionner. Dans le cas de la cavité SolStis, les paramètres d'asservissement sont prédéfinis par l'entreprise M2 et la correction est déduite de la mesure brute du λ-mètre. Pour les lasers ne disposant pas d'une communication directe

[100].

avec le λ-mètre, nous pouvons générer un signal d'erreur grâce à une carte électronique optionnelle. Cette carte PCIe est un correcteur PID (asservissement Proportionnel-Intégral-Dérivé) de HighFinesse doté de huit canaux de sortie. Le correcteur reçoit, via l'ordinateur relié au λ-mètre, la mesure de la longueur d'onde puis de manière quasi automatique (logiciel à disposition qui recherche sur demande les meilleurs paramètres) sort un signal d'erreur (en Volts) pour l'asservissement du laser en question.
Les premiers nuages d'atomes froids sur la transition $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ ont été réalisés le 1er juillet 2021 en utilisant le correcteur du λ-mètre. Le piégeage par cette méthode était stable moins de 10 minutes même avec un fort élargissement par saturation ($I_{\text{sat}} > 100$) mais sans calibration du λ-mètre.

La longueur d'onde de 399 nm est à la limite entre le visible et les ultra-violets. Or lorsqu'on arrive dans les ultra-violets, manipuler des puissances de plusieurs centaines de milliwatts n'est pas toujours aisé. Contrairement aux expériences avec des longueurs d'onde visibles ou infra-rouges, quelques centaines de milliwatts par millimètres carrés à 399 nm suffisent à brûler des optiques. Par exemple nous avons brûlé les revêtements de plusieurs lames d'ondes (quatre du fabriquant Newport, deux autres dans le banc de Muquans qui ont occasionné deux retours) et des cubes séparateurs de faisceau par polarisation à leur interface. La plupart des interfaces collées brûlent, mais nous avons aussi abimé un cube sans colle prévu pour une haute puissance laser (cube α-BBO Glan Laser traité à 405 nm de Thorlabs). On considère toutes les optiques utilisant des colles comme inutilisables, sauf pour des intensités inférieures au milliwatt. De plus, 399 nm n'est ni dans le visible ni vraiment dans l'ultra-violet. Par conséquent cette longueur d'onde se retrouve régulièrement entre deux bandes de traitements optiques commerciales ou entre deux corrections optiques (lentille achromatique par exemple). L'utilisation d'optiques légèrement inadaptées diminue les performances et la tenue au flux.

Pour des raisons de sécurité, en plus des dommages matériels, la gestion de la puissance et de l'intensité est encadrée dès la sortie du laser. Après deux miroirs, cette gestion se fait sur une seule ligne optique protégée par des tubes (voir la photo figure 3.2).

1. Télescope ($\times 2$) : la taille du faisceau est doublée (lentille plan-convexe traité anti-reflets à 405 nm en silice fondue) avec un télescope $f_1 = +100$ mm et $f_2 = 200$ mm, divisant l'intensité par quatre. On se limite à un grossissement de deux pour garder le faisceau plus petit que l'ouverture des modulateurs acousto-optiques utilisés (3 mm $\times$ 3 mm (modèle I-M110-3C10BB-3-GH27 (300-400 nm) de Gooch & Housego).
2. Gestion du surplus de puissance : une lame demi-onde (en quartz) suivie d'un cube polarisant (cube α-BBO Glan Laser traité à 405 nm de Thorlabs) permettent de réduire la puissance à celle nécessaire à l'expérience. Celle nécessaire est transmise (le cube est un excellent polariseur) et le surplus est réfléchi vers un piège à lumière (hors ligne optique).
3. Gestion de la puissance entre le piège magnéto-optique et les autres utilisations : une lame demi-onde suivie d'un cube polarisant (identiques aux précédents) divisent la puissance. En transmission la puissance est dirigée vers le piège magnéto-optique. Lorsque l'on utilise le banc de division de Muquans, la fibre d'entrée est positionnée sur une monture quatre axes (y, z, θy et θz) avec vis micrométrique (modèle MicroBlock MBT401D/M de Thorlabs) sur l'axe optique. La hauteur de l'ensemble de la ligne est faite pour correspondre au

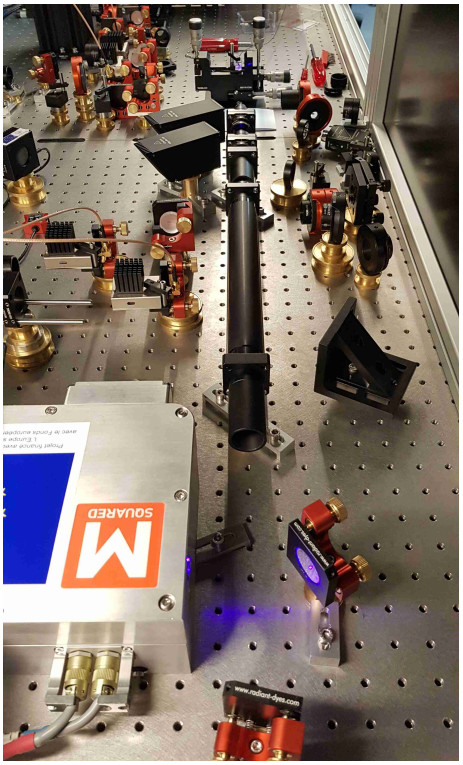


FIGURE 3.2 – **Ligne optique de gestion de la puissance (photo).** Les éléments optiques de la ligne (télescope, division du faisceau, etc.) sont couverts au maximum par des tubes métalliques noirs.

centre de cette monture de fibre. (Malheureusement, suite à une mauvaise manipulation durant le déménagement, l'axe y est actuellement hors service.)

3.2. Alignement du Piège Magnéto-Optique

Le piège Magnéto-Optique est l'ensemble des faisceaux laser et du champ magnétique servant au confinement et au refroidissement des atomes. Le refroidissement est permis par l'échange d'impulsions entre le laser et l'atome selon les trois directions de l'espace. Le champ laser, proche de la résonance d'une transition de piégeage, ici $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$, utilise l'effet Doppler pour amener les atomes proches de la vitesse nulle. On parle de refroidissement Doppler (sous-section 5.1.2). Le champ magnétique, typiquement un champ quadrupolaire, ajoute une dépendance spatiale à la force de pression de radiation des lasers qui permet de confiner les atomes en un point de l'espace où le champ magnétique est nul.

L'alignement du piège magnéto-optique suit plusieurs directives émises dès le début de la thèse. En premier lieu, l'alignement doit être le plus stable possible. On peut présumer cet argument valable pour chaque expérience. Cependant les propriétés de diffusion de la lumière que nous souhaitons observer avec cette nouvelle expérience demandent, a priori, des temps d'intégration (répétabilité) de l'ordre de la journée voire de la semaine, ce qui est relativement long.

Dans le but d'augmenter la stabilité on cherche à réduire constamment le nombre d'optiques et d'éléments mécaniques nécessaires pendant la construction de l'expérience. En particulier, on tâche de diminuer le nombre de degrés de liberté mécaniques au stricte minimum. Dans cette quête, l'utilisation de fibres optiques est avantageux. C'est avec ces idées en tête qu'il a été demandé à l'entreprise Muquans un banc de division fibré tenant une intensité de 1 W à 399 nm. À la longueur d'onde de 399 nm, on ne trouve pour le moment aucun diviseur entièrement fibré mono-mode et à maintien de polarisation [4] (ou alors tenant des puissances de l'ordre du milliwatt). Avant même de parler de division fibrée, il est difficile de trouver des fibres commerciales à maintien de polarisation et tenant plusieurs centaines de milliwatt dans le bleu [5]. La fibre installée sur le banc Muquans à l'entrée est un prototype de l'entreprise NKT-Photonics de type LMA-PM-10-UV [6]. L'option « UV » n'est pas disponible commercialement. Je rapporte ici les propos de l'entreprise :

> *La fibre LMA-PM-10-UV a été tirée dans le cadre d'un projet spécial il y a plusieurs années. La différence fondamentale avec les LMA standard est la matière première utilisée. Dans la version UV il s'agit de « wet silica » qui permet une meilleure transmission dans l'UV. Cette fibre faisant partie d'un projet spécial, nous n'avons jamais produit de description technique ou datasheet.*

L'entreprise Muquans a pu récupérer quelques mètres restant de fibre. Environ 1,5 m de cette fibre est installé à l'entrée du banc. L'idée initiale était de fibrer également les sorties. Cependant après avoir calciné deux fois des lames d'onde à l'intérieur du banc, ce qui a occasionné deux renvois, nous n'avons pas osé tester la fibre en entrée au-delà de 400 mW. De plus l'injection dans la fibre est pour le moment de 50 % au maximum. Ne pas connaître la teneur au flux et ne pas obtenir une injection meilleure que 50 % fait que nous limitons, par prudence, la puissance injectée et par conséquent la puissance en sortie de banc. Sans fibre optique de sortie, la puissance arrivant sur les atomes est déjà un peu faible pour nos besoins. Avec des fibres en sortie, il faudrait compter au moins 20 % de pertes supplémentaires (ou 50 % avec les mêmes fibres), ce qui empêche de fibrer la sortie [7].

Le *waist* du faisceau en sortie de fibre et à l'intérieur du banc Muquans est $2w_0 = 300$ µm à la position du collimateur. Avec un tel *waist* à 399 nm, la longueur de Rayleigh [8] vaut une

4. Par exemple chez Evanescent optique qui a fourni le diviseur fibré pour le piège vert, la gamme de longueurs d'ondes va de 488 nm à 1 550 nm.

5. Le facteur majeur d'atténuation devant l'absorption devient la diffusion à basse longueur d'onde. La diffusion augmente de façon proportionnelle à l'inverse de la puissance quatrième de la longueur d'onde par diffusion Rayleigh sur les atomes du verre. Il faut donc recourir à des fibres creuses pour transmettre plusieurs centaines de milliwatts dans le bleu.

6. Les fibres de la gamme LMA (Large Mode Area photonic crystal fiber) de NKT-Photonics sont spécialement conçues pour tenir des hautes puissances. Le mode de propagation est beaucoup plus large que pour des fibres mono-mode classiques et la taille du mode est peu dépendante de la longueur d'onde. Cependant l'atténuation augmente lorsque la longueur d'onde diminue ce qui est le frein principal au développement de fibres aux longueurs d'ondes bleue et ultra-violette. D'autre part il semble difficile techniquement, même avec ce type de fibres, de rester mono-mode pour un large diamètre et une petite longueur d'onde. (source NKT-Photonics).

7. L'expérience sur ytterbium menée dans le groupe de S. Hofferberth à Bonn, recourt à une fibre creuse, modèle QPMJ-A3HPC-400-3/125-3-1-1 (ozOptics) et injecte 800 mW avec 55 % de couplage. Les fibres semblent tenir la puissance mais les extrémités sont très fragiles.

8. La longueur de Rayleigh est la distance le long de l'axe de propagation où l'aire, de la section transverse d'un faisceau gaussien, est doublée par rapport à l'aire minimale. La longueur de Rayleigh est donnée par

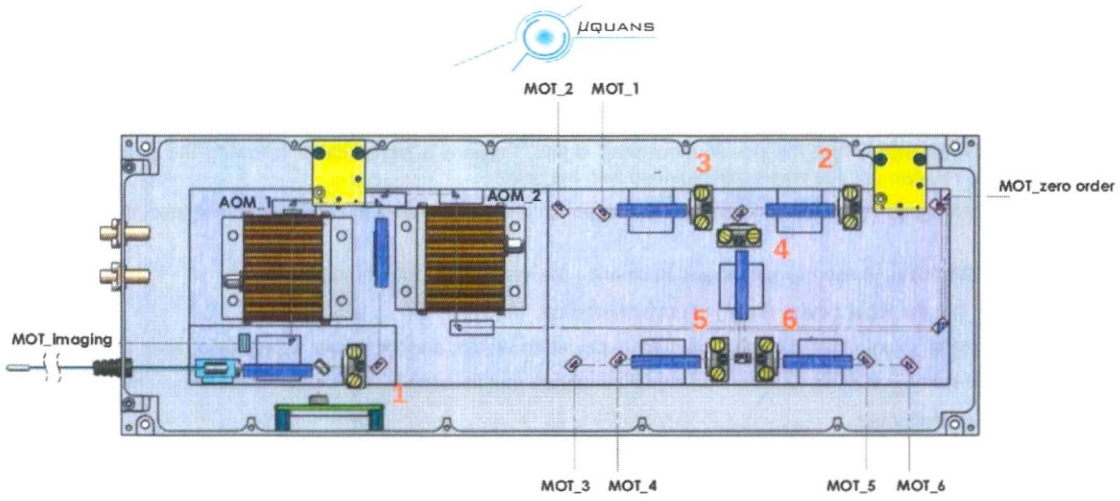


FIGURE 3.3 – **Schéma du banc de division réalisé par Muquans.** Les barreaux bleus sont des cristaux biréfringents polarisants. Les deux faisceaux, ordinaire et extraordinaire, sortent vers l'avant avec un léger angle et décalage spatial et des polarisations linéaires orthogonales (verticale et horizontale). Les montures rotatives (blocs gris avec des vis jaunes) contiennent une lame demi-onde que l'on ajuste et bloque depuis l'extérieur du banc (sous capot). Les blocs jaunes sont des obturateurs mécaniques. Deux acousto-optiques, une photodiode de contrôle (en vert) et des miroirs complètent l'ensemble. Les éléments sont collés sur une grande base en verre.

vingtaine de centimètres. On ajoute des lignes à retard pour que les distances de propagation soient similaires, comparées à la longueur de Rayleigh, pour chaque faisceau d'une paire. Pour chaque axe du piège, à l'horizontal en diagonal du jet et à la verticale, les faisceaux vont par paires. Les deux faisceaux d'une paire sont contra-propageants et sont issus d'un même cristal séparateur biréfringent. Entre le banc et chacun des six bras du piège, on utilise obligatoirement deux miroirs mobiles plus des miroirs fixes si besoin. Pour une meilleure sensibilité d'alignement, l'un des miroirs mobiles est situé le plus loin possible du bras, *i.e.* proche du banc de division et le second miroir est situé sur l'axe du bras juste avant le « bazooka bleu ». On comprend derrière le nom bazooka l'ensemble des optiques sur l'axe du piège de mise en forme et en polarisation du faisceau. Dans notre cas, ces optiques, un télescope et une lame quart d'onde, sont alignées sur un système de « cage » de Thorlabs.

Le télescope du bazooka bleu est constitué d'une lentille asphérique (KGA240-A-MT Newport) de courte focale $f_1 = 8$ mm (à 780 nm) suivie d'une lentille de collimation de longue focale $f = 150$ mm. Cette dernière est de profil plan convexe et de deux pouces de diamètre. Le grandissement de ce télescope vaut 18,75 pour deux faisceaux collimatés (à 780 nm). Le choix des focales correspond à un faisceau de 2 mm de diamètre en entrée et $2w_{po} = 36$ mm en sortie. La puissance bleue n'étant pas limitée, on agrandit la taille des faisceaux du piège jusqu'à être contraint par la taille de la cellule. Pour les faisceaux horizontaux du piège, à 45° des faces de

$z_R = \pi w_0^2/\lambda$. Lord Rayleigh est un physicien britannique lauréat du Prix Nobel 1904 « pour ses études de la densité des gaz les plus importants et pour la découverte de l'argon en lien avec ces études ».

la cellule, il faut que leur *waist* vérifie $2w_{po} < 50/\sqrt{2} = 35{,}5$ mm pour ne pas être coupés à moins que leur *waist*. Le facteur d'agrandissement choisi provient de la taille des faisceaux lors des divisions sans le banc (en espace libre avec des cubes séparateurs en polarisation). Dans ce cas, les faisceaux sont collimatés et au bon diamètre. Avec le banc optique de Muquans et une distance de propagation de l'ordre de 1,5 m, le faisceau est divergent et de plus grand diamètre. Le diamètre des faisceaux du piège est alors $2w_{po} = 40$ mm et les faisceaux sont clairement coupés par la cellule sur les axes horizontaux.
Les deux faisceaux d'une paire sont superposés de la sortie du banc jusqu'au retour. Après passage par les deux télescopes, des aberrations (sphériques) sont clairement visibles.

Les divisions avec et sans banc Muquans ont été largement employées durant la thèse. On dresse maintenant leur portrait et les préférences d'utilisation.

Division par le banc Muquans : cette division est plus stable, la qualité du faisceau est supérieure cependant la puissance envoyée sur les atomes est faible. L'alignement est stable puisque l'entrée est fibrée et que l'ensemble des optiques sont collées. Cependant la puissance est limitée à 150 mW sur les atomes. Cette puissance finale correspond à l'injection de 400 mW en entrée de la fibre du banc, limitée par peur d'endommager la fibre, surtout avec une injection de 50 % au maximum. Au mieux on obtient 200 mW en sortie de la fibre (mesurés sur la sortie MOT 0, ordre 0 de l'AOM). Pour l'instant, une lentille de focale 1,45 mm (modèle 354140-A de Thorlabs, optimisé pour 200 µm de *waist*) est collée juste devant l'entrée de la fibre protégée par un *end-cap* [9]. Après avoir testé différentes focales, on ajoute devant la fibre une lentille de focale f = 150 mm. Cette lentille est une simple plan-convexe et une lentille achromatique ou asphérique est à envisager pour améliorer l'injection dans le futur. À l'injection dans la fibre s'additionne l'efficacité de diffraction du modulateur acousto-optique (AOM), autour de 80 %, qui est bonne mais pas excellente. Pour comparaison, l'alignement d'un AOM similaire avec un faisceau laser de 2 mm de diamètre, plus large et avec une puissance de modulation acoustique de 4 W on obtient jusqu'à 92 % d'efficacité de diffraction. Un tel diamètre est principalement dû à l'ouverture du cristal de 3 mm × 3 mm. De plus, les optiques du banc sont fixes donc stables mais il n'est pas possible de changer la longueur d'onde de la modulation acoustique (qui change l'angle de diffraction). En comptant également un petit pourcentage de pertes à chaque cristal biréfringent, la puissance envoyée sur les atomes est environ 37 % de celle en entrée de la fibre. On se contraint à une puissance optique pour le piège relativement faible par rapport à la sortie de la ligne laser (2,5 W). Finalement on perd tout avantage de puissance par rapport aux autres expériences sur ytterbium publiées [10].

Division « à la main » : cette division n'est pas limitée en puissance, mais la qualité des faisceaux et leur stabilité sont moindres. Afin d'assurer une bonne stabilité, les cubes, les lames

9. Un *end-cap* protège l'interface de la fibre de la poussière et de l'humidité, conserve les propriétés du faisceau et supporte des puissances optiques élevées. Il convient surtout pour les fibres à cristaux photoniques, les fibres micro-structurées et à cœur creux (source IDIL Fibres Optiques).

10. Les sources laser à 399 nm et générant de l'ordre de 1 W de puissance arrivent progressivement sur le marché. On peut citer en concurrent de MSquared, les nouveaux modèles à diode laser amplifiée avec doublage de fréquence (Ta-SHG pro) de Toptica fournissant 1,2 W à 399 nm ou les lasers fibrés haute puissance de la gamme Koheras HARMONIK de NKT Photonics qui proposent 0,5 W à 399 nm (sources : site-web des constructeurs).

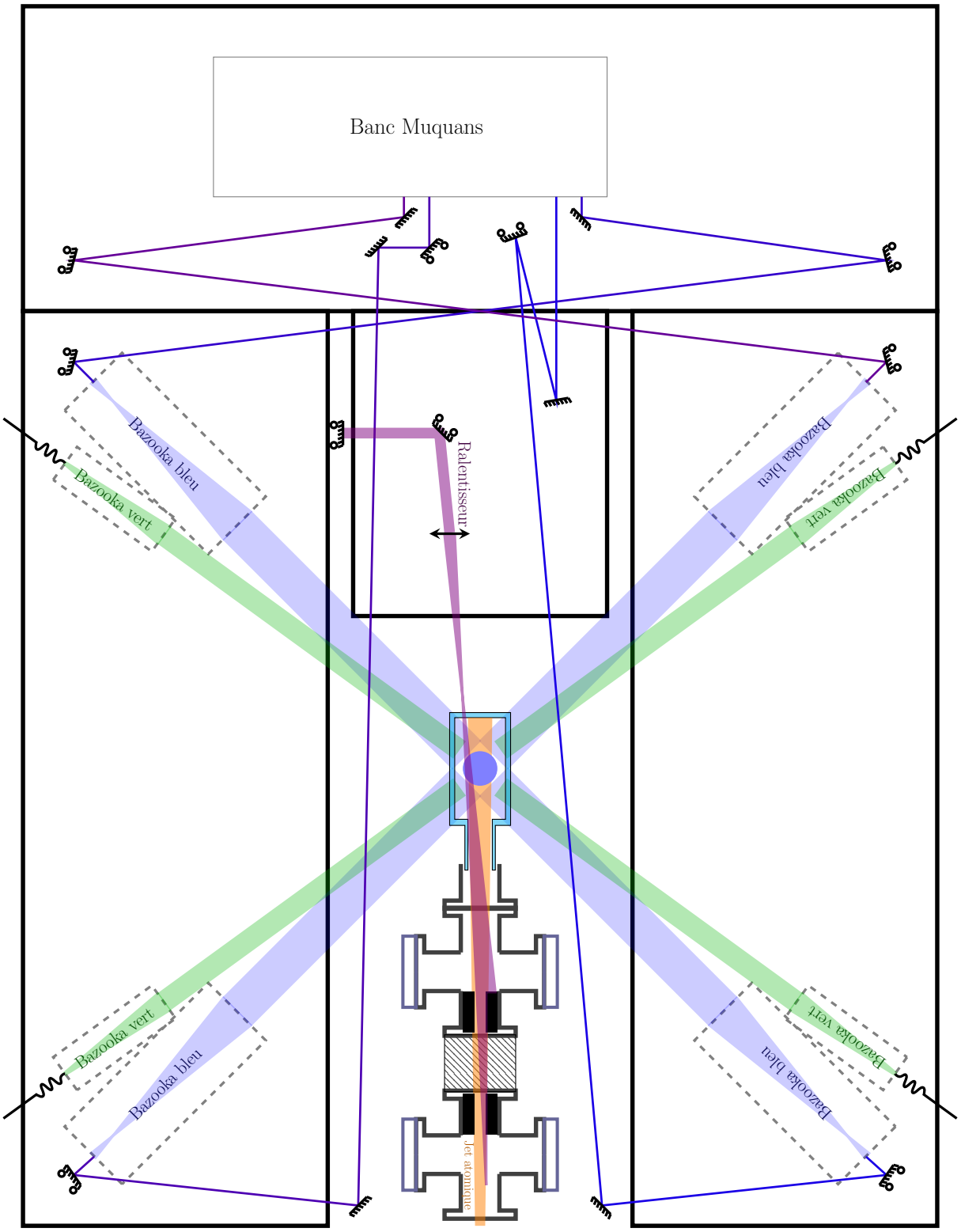


FIGURE 3.4 – **Schéma de l'alignement des faisceaux laser bleus et verts du piège optique dans le plan horizontal.** Vue du dessus

d'ondes et les miroirs de la division sont sur des montures mécaniques fixes (sauf rotation des lames d'onde) et le plus proche possible les uns des autres. Le manque de stabilité vient ici de la distance de propagation avant le bloc de division [11] et des éléments mal isolés (par exemple le modulateur acousto-optique qui chauffe l'air ambiant). Au maximum, une puissance totale de 0,6 W a été envoyée sur les atomes d'ytterbium, avec moins de 15 % de pertes. Les faisceaux étant collimatés à un *waist* supérieur à 1 mm, la longueur de Rayleigh est supérieure à 8 m. Il n'y a pas besoin de ligne à retard dans cette configuration. Les nuages piégés aux plus faibles champs magnétiques ont été faits dans cette configuration ($\nabla B_z = 2$ G/cm), attestant de la bonne qualité du montage [53] [12].

La division idéale serait entièrement sous fibre, ce que nous pouvons faire pour le laser vert (556 nm) résonant avec la transition étroite d'inter-combinaison $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$. Pour le piège vert, le laser est fibré dès sa sortie, option *FiberDock* sur un Toptica SHG Pro, par une succession d'éléments fibrés, FC/APC, mono-mode et à maintien de polarisation. On dispose d'un AOM fibré haute puissance (vendu pour 1 W fibre nue, sans connecteur) de fréquence de modulation 150 ± 5 MHz. La lumière est ensuite injectée dans un *splitter* (Evanescent Optics Inc.) qui sépare la lumière (deux entrées) en six fibres de sorties équilibrées. Chacune des six fibres est enfin connectée à un « bazooka vert ». Le bazooka vert est pensé de façon minimaliste et compacte (figure 3.5). On suppose tout d'abord que le système de cage est d'une précision mécanique suffisante pour ne pas avoir besoin de monture cinématique de positionnement. Mis à part le remplacement d'un cube (C6WR, Thorlabs) dont les taraudages n'étaient pas bien axés, cette hypothèse est vérifiée par la superposition des faisceaux sur plus d'un mètre, d'un bazooka à l'autre. La hauteur de l'ensemble est ajustable par translation du système de cage. Cette translation pourra servir dans la perspective d'un piège vert décalé verticalement. Le support de fibre est placé sur une monture rotative. L'angle entre l'axe de la fibre et le polariseur linéaire fixe qui suit permet d'ajuster la puissance envoyée sur les atomes. Une lentille plan-convexe de focale $f = 100$ mm et de 25 mm de diamètre collimate le faisceau sur un *waist* de 10 mm. Pour finir, une lame quart d'onde est alignée par rapport à l'axe du polariseur et rend la polarisation circulaire.

Initialement, il était prévu de combiner les deux couleurs de piège sur chaque axe à l'aide d'un miroir dichroïque (vert transmis et bleu réfléchi). Après quelques essais, cette solution n'a pas été retenue dans le plan horizontal. Elle est plus encombrante et surtout l'usage de la lame dichroïque complique le système. L'alignement de la lame avec le système de cage est difficile, elle est épaisse et elle change la polarisation des faisceaux. Pour des questions d'accès optique à travers les bobines de champ magnétique, nous avons utilisé cette solution pour l'axe vertical. Dans le plan horizontal, les deux bazookas sont alignés directement sur la cellule. Les bazookas

11. Le même problème se présente pour la fibre d'entrée du banc Muquans. D'un jour sur l'autre, on observe y compris avec la ligne optique présentée que la qualité d'injection diminue de 1 % à 2 %.

12. On cite cet article [53] pour les résultats expérimentaux présentés. Cependant les limites théoriques annoncées sont faussées par une erreur d'un facteur 2π. Les auteurs considèrent, dans le calcul de la force de radiation, la largeur de la raie comme étant $\Gamma = 29 \times 10^6$ en s^{-1} alors qu'il s'agit de la valeur en Hz) donc ils oublient le pré-facteur. Ceci fausse le calcul et l'interprétation des résultats. Le chargement d'un nuage d'ytterbium au plus faible gradient qu'ils observent est de 6 G/cm. Un chargement à 2 G/cm n'avait jamais été observé sur la transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ à notre connaissance.

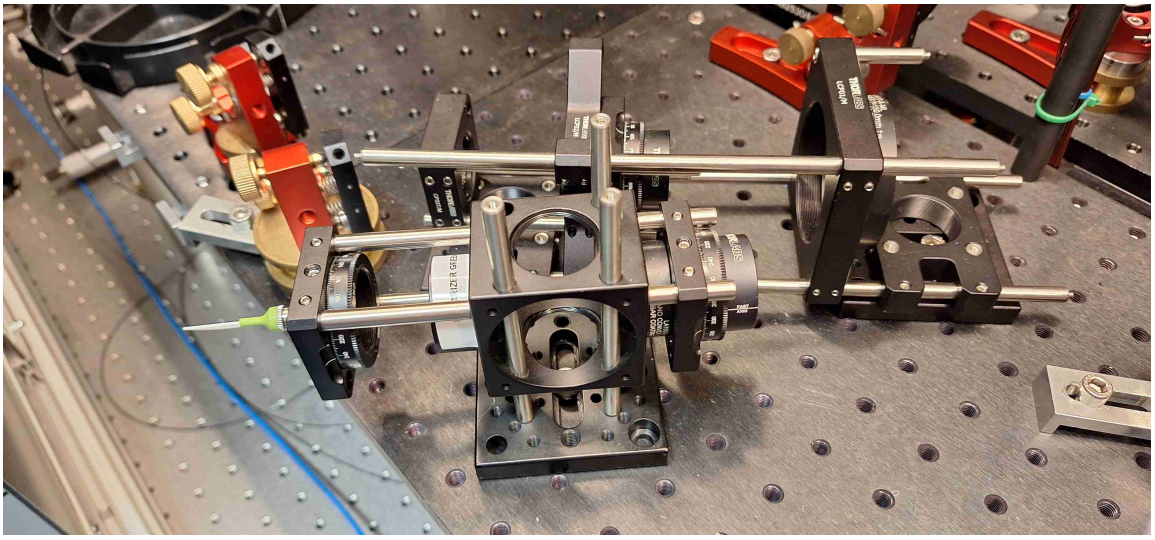


FIGURE 3.5 – **Photographie de deux bazookas vert et bleu sur un axe horizontal.**

bleus sont exactement à 45° du jet et orthogonaux tandis que les bazookas verts sont légèrement décalés (quelques degrés) et quasi orthogonaux (figure 3.4).
On remarque figure 3.4 que cette configuration permet de garder un maximum d'accès optique au niveau de la cellule. De même les faisceaux bleus passent le long de la cellule lors de leur propagation jusqu'aux bazookas les plus proches du four. Cette configuration permet de déployer des optiques plus facilement sur les tables optiques (optique de collection, caméras, autre faisceaux) sans se préoccuper de la position des faisceaux bleus.

3.3. Alignement du Ralentisseur

Le faisceau ralentisseur est un faisceau optique contra-propageant au jet atomique. Par échange d'impulsions entre la lumière et les atomes, on diminue la vitesse des atomes selon la direction du faisceau. Les atomes les plus proches de résonance, compte tenu de l'effet Doppler et du désaccord du laser vis-à-vis de la transition, sont les plus ralentis. On emploie la transition bleue $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ pour sa grande largeur naturelle Γ_b. En général on utilise un faisceau à saturation, désaccordé d'une dizaine de Γ_b. Grâce à ce faisceau on espère augmenter significativement le nombre d'atomes dont la vitesse est inférieure à la vitesse de capture du piège à l'entrée de ce dernier (voir la sous-section 5.1.2 et la figure 5.6 sur la distribution des vitesses dans le jet).

L'efficacité dépend aussi de la distance d'interaction entre le jet atomique et le faisceau. Dans notre expérience, la distance d'interaction est limitée à une quinzaine de centimètres. La fenêtre d'entrée du faisceau ralentisseur dans la cellule fait face au jet atomique et se couvre d'ytterbium. Ce dépôt d'ytterbium n'est ni transparent ni un bon miroir (~ 30 % de réflexion) comme peut l'être le strontium [47]. C'est donc un disque de même diamètre que le jet atomique (~ 25 mm) que l'on doit éviter pour nos faisceaux. Comme représenté figure 3.4, le faisceau ralentisseur réel fait un angle avec le jet atomique et est divergent faute de place sur la fenêtre

partiellement couverte. Comme le faisceau diverge, il ne recouvre pas toute la section transverse du jet proche du piège et la saturation diminue à l'approche du four. À cause de l'angle, la direction de freinage n'est pas optimale et la longueur d'interaction est limitée. On en déduit que les performances actuelles de notre ralentisseur sont une limite basse de l'optimum du ralentisseur.



(a) (b)

FIGURE 3.6 – **Photographie du dépôt d'ytterbium sur la fenêtre de la cellule face au jet.** Le grand trou est fait avec une LED bleue d'une dizaine de watts. Les traits sont un nettoyage au laser (532 nm et 399 nm) avec plusieurs watts envoyés sur 1 mm^2.

Afin de profiter au maximum du ralentisseur nous avons tenté de nettoyer la fenêtre, sans méthode convaincante jusqu'à présent (figure 3.6). **Le dépôt d'ytterbium sur la fenêtre opposée au jet atomique est une des principales limitations de notre montage expérimental.**

Ce dépôt d'ytterbium limite l'efficacité du ralentisseur et empêche de mettre en place certaines idées supplémentaires. Tôt dans le projet nous avons imaginé ajouter plusieurs fréquences au faisceau ralentisseur car nous avons la puissance optique nécessaire. Ajouter des fréquences de plus grands désaccords permet de ralentir par effet Doppler des vitesses plus élevées. Cependant il y a une distance minimale nécessaire au ralentissement des atomes pour une classe de vitesse autour d'une fréquence laser particulière. Avec plusieurs fréquences laser, ces distances se cumulent. Tant que le dépôt d'ytterbium n'est pas enlevé, l'ajout d'autres fréquences est compromis. Pour un faisceau à saturation à chaque fréquence, le désaccord optimum entre deux fréquences consécutives est autour de quatre fois la largeur naturelle. Les atomes ralentis sont toujours proches d'une des fréquences du ralentisseur et on interagit avec une plage de vitesses la plus large possible. Pour l'ytterbium avec un laser accordé sur la transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$, il faut quelques centimètres ($\succeq$ 5 cm) pour qu'un atome soit ralenti d'une fréquence à l'autre. À cela s'ajoute la distance de freinage pour la dernière fréquence avant le piège qui est d'une

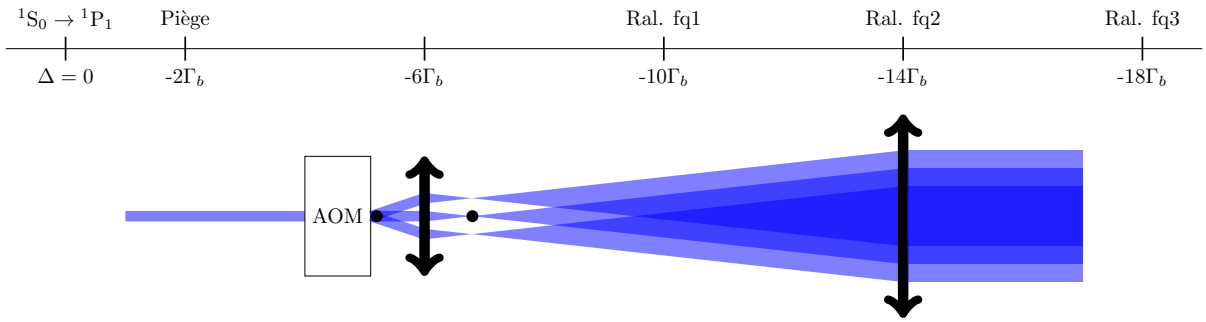


FIGURE 3.7 – **Schéma de la division du ralentisseur.**

dizaine de centimètres.

La distance d'interaction actuelle est donc trop courte pour mettre en place plusieurs fréquences de ralentisseur. Cependant nous avons testé un montage simple, présenté figure 3.7, pour mettre en place un tel ralentisseur multi-fréquences. Un modulateur acousto-optique (cellule de Bragg) est utilisé pour changer la fréquence du faisceau incident. Pour un faisceau incident à l'angle de Bragg, la majorité de la lumière est déviée au premier ordre de diffraction et sa fréquence est décalée de la fréquence acoustique imprimée au cristal. En changeant l'angle d'incidence, la lumière est répartie sur les différents ordres de diffraction. La fréquence ajoutée à l'ordre m correspond à m fois la fréquence acoustique. Chaque ordre est séparé d'un angle qui est l'angle de Bragg, une dizaine de milliradians en général. On peut estimer la distance de propagation après le modulateur supérieure à un mètre. Donc l'écart transverse entre les ordres est supérieur au centimètre, ce qui est un problème. Comme notre jet atomique est plus large que l'ouverture du modulateur, il faut agrandir le faisceau ralentisseur. On ajoute après le modulateur un télescope (lentilles de focales f_1 et f_2) de facteur d'agrandissement $\gamma = f_2/f_1$. L'idée est de conjuguer la première lentille, la plus courte focale f_1, avec le point central de diffraction. Comme présenté figure 3.7, cette configuration agrandit chaque faisceau et les superpose avec un écart en sortie de télescope de f_1 fois l'angle de Bragg (moins d'un demi millimètre) et séparé par l'angle de Bragg divisé par γ. Avec un agrandissement typique d'un facteur dix, la déviation angulaire (1 mrad $\equiv$ 1 mm par mètre) devient négligeable et les différents faisceaux se recouvrent grandement comparé à leur diamètre ($\sim$ 10 mm).

Lors du piégeage des atomes d'ytterbium, le dispositif sus-mentionné a été ajouté sur le trajet du faisceau ralentisseur. On change progressivement l'angle d'incidence entre le faisceau laser et le cristal en tournant le modulateur. Ceci affecte la répartition des puissances entre les différents ordres. Un gain d'environ 20 % a été observé aussi bien vers les ordres négatifs que positifs. Le gain étant faible devant nos attentes, nous attendons le nettoyage complet de la fenêtre avant de pousser plus loin nos investigations.

3.4. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté le laser principal de notre expérience. Ce laser permet d'interagir avec les atomes sur la transition de piégeage $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$. La source laser (cavité

titane-saphir puis cavité de doublage) délivre une puissance de 2,5 W à la longueur d'onde de 399 nm, une puissance supérieure à celle disponible dans les expériences antérieures. La gestion d'une telle puissance demande des précautions particulières car il est possible de brûler des optiques. Nous possédons un banc de division très stable pour les faisceaux du piège. Ce banc est fibré en entrée avec le reliquat d'une fibre expérimentale. Après séparation avec le ralentisseur, nous disposons de 1 W pour le piège. Il est risqué d'injecter une telle puissance dans une fibre à cette longueur d'onde. Nous nous sommes limités pour le moment à une puissance inférieure (300 mW) par crainte de la brûler. Cette crainte ajoutée à une mauvaise injection (< 50 %) font que ce banc limite la puissance dirigée vers le piège. Pour profiter de la puissance du laser, certains résultats sur le piégeage de l'ytterbium ont été obtenus avec une division des faisceaux sans le banc et sans fibre.

Autour de la chambre d'expérience, les trajets et la mise en forme des faisceaux de piégeage sont pensés pour garder un maximum d'accès optique. Ceci facilitera l'installation des futurs faisceaux et des détecteurs. On a présenté la disposition des faisceaux du piège bleu (transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$) et celle du piège vert (transition $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$). Les faisceaux horizontaux (figure 3.4) ont un axe légèrement décalé entre les deux couleurs en prévision de futures expériences, comme un piégeage vert décalé par rapport au bleu dans une configuration enveloppe-noyau (*Core-Shell MOT* [62]).

La lumière à 399 nm est aussi utilisée pour ralentir par effet Doppler le jet atomique, présenté au prochain chapitre, avant son entrée du piège. Ce faisceau ralentisseur sert à augmenter le nombre d'atomes qui atteignent le piège sous la vitesse de capture. Le ralentissement mono-fréquence nous a permis de gagner un facteur supérieur à 10 sur le taux de chargement, présenté section 6.2. Malgré nos efforts, nous n'avons pas réussi à nettoyer le dépôt sur la cellule de l'ytterbium du jet. Ce dépôt nous oblige à mettre un angle entre le jet et le faisceau ralentisseur. Ceci empêche la mise en place d'un ralentisseur multi-fréquences alors que nous disposons de la puissance nécessaire.

Le fonctionnement de la source laser à 399 nm et de la source laser à 556 nm, pour le piège vert, sont détaillés dans la thèse d'Álvaro Mitchell. Il y décrit l'alignement des différentes cavités et leur asservissement en fréquence. L'asservissement du laser à 556 nm, sur la transition étroite d'intercombinaison, est faite par spectroscopie d'une cellule de diiode. Cet asservissement, par transfert de modulation, sur la raie R(158)25-0 a donné lieu à une publication [4]. Il a permis de réaliser un piège sur la transition $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ consécutif au piège bleu.

Chapitre 4

Jet atomique

L'ytterbium qui est sous forme solide à température ambiante, n'est pas directement utilisable dans nos expériences. On doit d'abord le sublimer dans un four jusqu'à obtenir une pression partielle suffisante de gaz. Les atomes sous forme gazeuse sont guidés à la sortie du four par un réseau de capillaires. Ces atomes forment un jet atomique et se propagent jusqu'à la cellule d'expérience. Dans cette partie nous allons décrire le trajet des atomes du four jusqu'à la cellule. On explicite le fonctionnement des capillaires avant de vérifier par l'expérience leur efficacité. Dans notre étude, on insiste sur les points suivants : la vitesse des atomes, la divergence du jet et l'évolution du flux en fonction de la température du four.

4.1. Un four pour l'ytterbium

4.1.1. Pression partielle et densité atomique

Pour obtenir une pression partielle (de vapeur saturante) d'ytterbium suffisante pour nos expériences, on le chauffe à quelques centaines de degrés, typiquement entre 300°C et 500°C. Jusqu'à 600°C, la pression partielle d'ytterbium à l'intérieur du creuset peut être estimée par la formule de Dupré (ou formule de Rankine-Kirchhoff [105]) :

$$\log(P_{\mathrm{Yb}}) = 14.117 - \frac{8111}{T} - 1.0849\log(T) \tag{4.1}$$

avec P_{Yb} la pression partielle en Pascal et T la température en Kelvin. Cette équation est obtenue en intégrant la formule de Clausius-Clapeyron en supposant que l'enthalpie de vaporisation varie linéairement en fonction de la température.

À partir de la pression partielle, il est possible d'estimer la densité atomique n qui sert ensuite à calculer le débit d'atomes dans le jet. À basse pression, on considère le gaz d'ytterbium comme un gaz parfait et on applique la loi des gaz parfaits :

$$PV = Nk_{\mathrm{B}}T \tag{4.2}$$

où P est la pression du gaz en Pascal, V le volume du gaz en mètres cubes, N le nombre de particules, T la température en Kelvin et $k_{\mathrm{B}} = 1{,}38 \times 10^{-23}$ J K^{-1} la constante de Boltzmann. Cette dernière est définie par $k_{\mathrm{B}} = R/N_{\mathrm{A}}$ où R est la constante des gaz parfaits et N_{A} le nombre d'Avogadro. La densité atomique est donc :

$$n = \frac{N}{V} = \frac{P}{k_{\mathrm{B}}T} \tag{4.3}$$

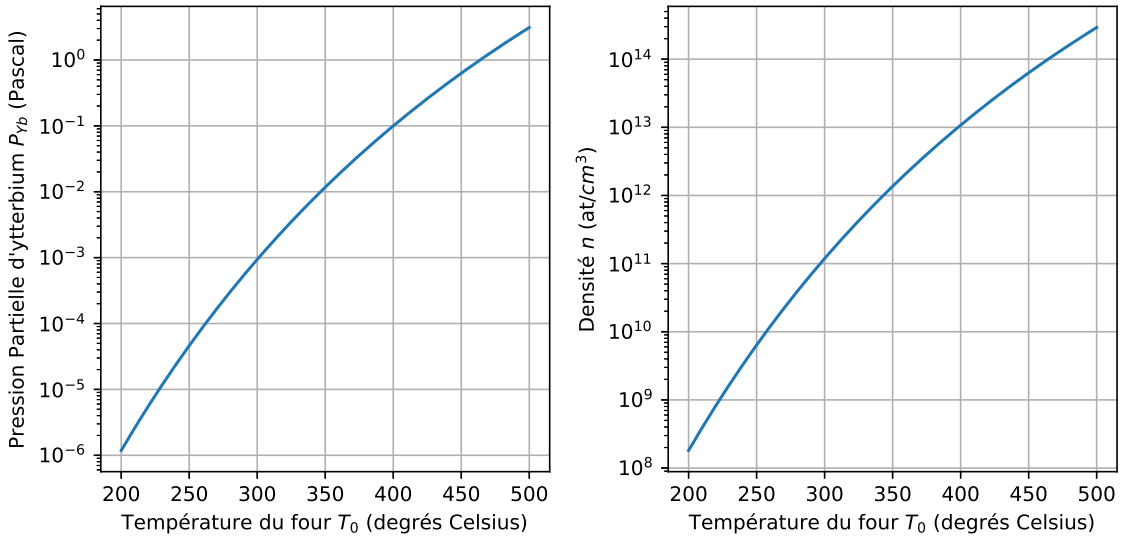


FIGURE 4.1 – **Pression partielle $P_{\mathbf{Yb}}(T)$ et densité $n(T)$ de l'atome d'ytterbium.** Ces deux grandeurs sont exprimées en fonction de la température du four.

La pression est tracée figure 4.1 suivant l'équation 4.1 et exprimée en Pascal, l'unité standard de pression. Dans les faits, on emploie souvent le millibar, une unité cent fois plus grande, 1 mbar = 100 Pa. La densité atomique suivant la température d'équilibre dans le four T est tracée à partir de l'équation 4.3. Par rapport à l'échelle de nos expériences, la densité est exprimée en atomes par centimètres cubes (atomes/cm^3).

4.1.2. Choix de la méthode de chauffage : cellule d'effusion

Pour amener les pépites d'ytterbium à plusieurs centaines de degrés Celsius, on utilise un four basé sur l'effet Joule. C'est à dire qu'un fil conducteur est enroulé autour de la partie à chauffer. Ce fil est parcouru par un courant électrique et la résistance électrique de ce matériau au passage du courant engendre une dissipation d'énergie sous forme de chaleur. Plus la section du fil est petite et le courant fort et plus la dissipation est importante. Le fil peut être placé à l'extérieur comme à l'intérieur du système à vide. Le chauffage sous vide permet de dissiper la chaleur au plus près des pépites d'ytterbium. En contrepartie il faut s'assurer de l'étanchéité du passage des fils dans l'enceinte à vide et que le fil chauffé ne pollue pas l'enceinte. Le chauffage depuis l'extérieur implique de chauffer la structure mais est plus simple à mettre en place. Dans les deux cas, tout élément chauffé autre que l'atome d'ytterbium va polluer le vide en augmentant la pression des gaz résiduels.

Sous vide, différentes configurations de fours ou de distributeurs (*dispenser* en anglais) existent pour libérer les atomes sous forme gazeuse. Le choix du distributeur dépend du flux désiré, son débit et sa direction, la facilité de mise en place, l'encombrement ou encore la pression résiduelle souhaitée. Les distributeurs les plus complexes essaient de satisfaire ces différentes conditions (la « bougie » [42] en est un exemple).

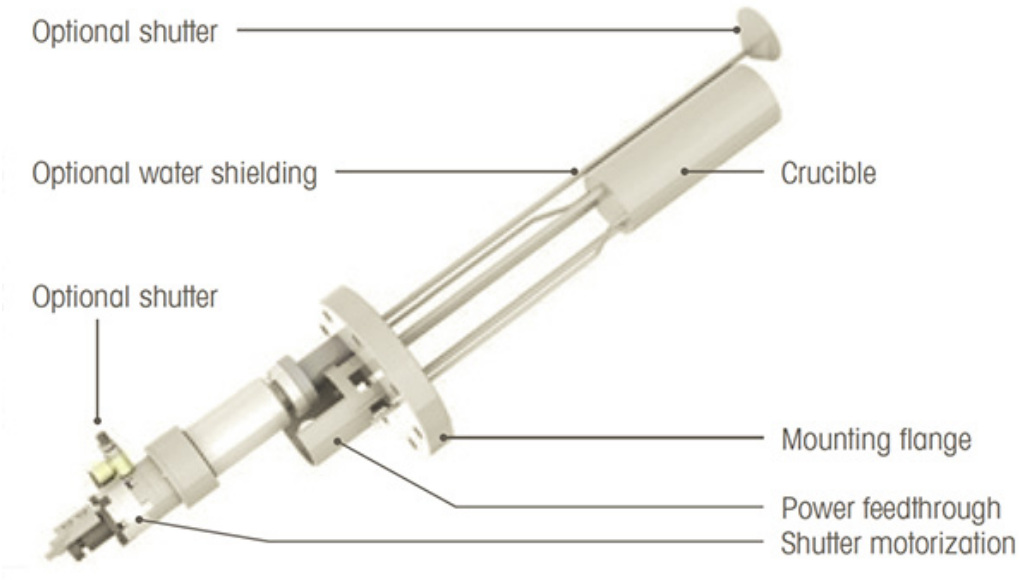


FIGURE 4.2 – **Représentation simplifiée d'une cellule d'effusion.** Image prise sur le site de Riber dans la section *High Temperature Cell*. Cette image est une excellente représentation de la cellule que nous avons choisie (voir la photo figure 2.3b).

Pour cette expérience nous avons opté pour une cellule d'effusion industrielle (RIBER OEM S40 DZ 35 K). Ces cellules d'effusion servent à la croissance des semi-conducteurs et sont un élément clé du développement des nanotechnologies. Elles permettent notamment des dépôts couche atomique après couche atomique par un contrôle précis du flux déposé sur le substrat. La série OEM-S40 propose des cellules d'effusion pour l'épitaxie par jet moléculaire (ou MBE pour Molecular Beam Epitaxy). Dans cette série les cellules vont jusqu'à 1 450°C et disposent de nombreuses options. Par rapport à leurs applications industrielles elles sont compactes. Le piquage de la cellule (le creuset et son support) est fait sur une bride CF40 (*mouting flange*) pour les modèles les plus simples et la longueur totale sous vide est d'environ 30 cm. Cette longueur est liée au design d'une chambre d'épitaxie qui intègre un panneau cryogénique refroidi à l'azote liquide (LN2), loin de la paroi et de la bride. Ce panneau impose une longueur minimum de 20 cm entre la bride et la cellule, ce qui est inutile dans notre cas. Pour assurer le centrage de la cellule d'effusion avec l'axe principal du système à vide on ajoute une bride orientable (ultérieurement au choix de la cellule).

Compte tenu de notre budget et des options dont nous avions besoin, nous avons fait les choix suivants :

- La première option, indispensable, est une deuxième zone de chauffe indépendante (option DZ). Le premier filament chauffant (en tantale) entoure le corps du creuset et chauffe les morceaux solides d'ytterbium. Le deuxième filament, plus court, chauffe la zone avant du creuset (la sortie). C'est à cet endroit que sont placés les capillaires. Or il est recommandé de chauffer les capillaires entre 50°C et 100°C au-dessus de la température du four pour éviter leur obstruction par l'ytterbium au cours du temps.
- La température au fond du creuset et à l'avant est mesurée par deux thermocouples, de

type C par défaut et de type K choisi en option (option K). Le type K (NiCr-Ni) est couramment utilisé et moins cher que le type C. Il est limité à 1 200°C (type C 2 300°C) et est résistant à l'oxydation.

- Afin de contrôler l'ouverture du four, on ajoute un obturateur (option automatique pour les cellules DZ). Cet obturateur (*shutter*) rotatif est placé 1 cm après la fin du creuset. Il est actionné manuellement jusqu'à maintenant et pourrait être relié à un système d'ouverture pneumatique. Pour ouvrir complètement l'obturateur il est indiqué que le rayon de l'enceinte à vide doit être supérieur à 39,5 mm. Ceci ne pose pas de problème dans les applications industrielles habituelles car l'avant de la cellule est à l'intérieur d'une très large enceinte à vide. Dans notre cas la cellule est insérée dans un tube de 63 mm de diamètre. Nous avons dû réduire l'obturateur initial de sorte que la sortie des capillaires reste bouchée en position fermée et soit entièrement dégagée en tournant l'obturateur au maximum.
- Deuxième option automatique avec les modèles DZ, la cellule est entourée d'un écran de refroidissement à eau (*water shielding*). Cet écran stoppe la diffusion de chaleur vers l'extérieur de la cellule. De ce fait, il maintient l'enceinte à vide à température ambiante et garde la pression des gaz résiduels la plus basse possible. Lorsque nous avons chauffé à 900°C la cellule, la température de l'enceinte à vide autour est restée sous les 40°C. À moins de 500°C, nous avons arrêté d'utiliser cette option car elle semble avoir peu d'impact.

Après le choix de la cellule, on sélectionne un creuset. Les creusets vendus avec la cellule sont proposés sous différentes formes et dans deux matériaux (d'autres en option) : le tantale (Ta) ou une céramique en nitrure de bore pyrolytique (PBN). Cependant on préfère le concevoir pour faciliter l'intégration de notre réseau de capillaires à l'avant du creuset. Le premier creuset a été usiné à l'atelier mécanique du laboratoire en acier inoxydable. Malheureusement nous avons eu quelques déconvenues (voir section 4.5) qui nous ont obligés à le refaire en céramique. Je remercie l'entreprise Riber qui a aimablement fourni les détails nécessaires à la réalisation de notre creuset et à son maintien. En particulier, la cellule est horizontale dans notre système alors qu'elle est souvent verticale dans l'industrie. C'est pourquoi l'entreprise a ajouté un collier de maintien pour éviter que le creuset ne glisse. Le creuset a un volume suffisant pour insérer une vingtaine de grammes d'ytterbium coupé en petits morceaux avec une pince. On espère travailler plusieurs années sans recharger le creuset avec cette quantité d'ytterbium.

4.2. Flux d'atomes en sortie du four

Dans cette section, on se penche sur le réseau de capillaires à l'avant du creuset. Ces capillaires servent de filtre angulaire par rapport à l'axe principal du jet atomique. L'intérêt des capillaires est de conserver le flux sur l'axe qui va jusqu'à la cellule d'expérience tout en renvoyant vers le four les atomes trop divergents [96]. On explique le principe pour un capillaire et par linéarité l'action de l'ensemble des capillaires formant le nez du four. On donne d'abord des points de théorie cinétique des gaz que l'on compare ensuite aux expériences menées à différentes distances du nez.

4.2.1. Four d'ouverture circulaire, distribution des vitesses

Nous supposons que le gaz d'ytterbium dans le four est à l'équilibre thermodynamique à la température T_0. De plus la sortie du four est une ouverture circulaire de surface S. Dans le cas où les collisions entre particules sont négligeables à l'échelle de l'ouverture du four (son rayon), le mouvement d'une particule n'est plus modifié une fois sortie du four. On dit que les atomes sont indépendants. La distribution des vitesses du jet reproduit directement celles dans le creuset. D'après la théorie cinétique des gaz [77], il est possible d'obtenir le flux d'atomes $\Phi(v,\theta)$ émis par seconde, par unité d'angle solide et par unité de vitesse, autour d'une vitesse v et faisant un angle θ avec l'axe de révolution du jet :

$$\Phi(v,\theta) = n_0 \frac{v_T}{\sqrt{2\pi}} S \times \frac{1}{\pi}\mathcal{J}(\theta) \times \mathcal{F}(v) \tag{4.4}$$

$$\mathcal{F}(v) = \frac{1}{2}\frac{v^3}{v_T^4}\exp\left(\frac{-v^2}{2v_T^2}\right) \tag{4.5}$$

- ◇ n_0 la densité atomique à l'intérieur du creuset (calculée avec 4.3)
- ◇ v_T la vitesse caractéristique définie à partir de T_0, la masse M de la particule et k_B la constante de Boltzmann :
$$v_T = \sqrt{\frac{k_\mathrm{B}T_0}{M}}.$$
- ◇ $\mathcal{J}(\theta)$ la distribution angulaire normalisée (i.e. sur l'axe $\mathcal{J}(0) = 1$)

La fonction $\mathcal{F}(v)$ est appelée la distribution normalisée des vitesses dans le jet.

La séparation en deux distributions $\mathcal{F}$ et $\mathcal{J}$ est justifiée par l'indépendance des variables d'angle θ et de vitesse v. Dans le cas d'une ouverture circulaire, on obtient $\mathcal{J}(\theta) = \cos(\theta)$.

À partir de la vitesse caractéristique v_T, on exprime deux valeurs moyennes particulières :

- ◇ v_four est la moyenne de la norme des vitesses des atomes dans le four,
$$v_\mathrm{four} = \sqrt{\frac{8}{\pi}} v_T \simeq 1.6 v_T$$
- ◇ $\overline{v}$ est la moyenne des vitesses des atomes pour une direction donnée à la sortie du four,
$$\overline{v} = \sqrt{\frac{9\pi}{8}} v_T \simeq 1.9 v_T$$

La distribution des vitesses $\mathcal{F}(v)$ est représentée figure 4.3 pour une température d'équilibre $T_0 = 400$°C. Les valeurs des différentes vitesses évoquées sont, à cette température :

$$v_T = 178 \text{ m/s},\ v_\mathrm{four} = 285 \text{ m/s et } \overline{v} = 335 \text{ m/s}.$$

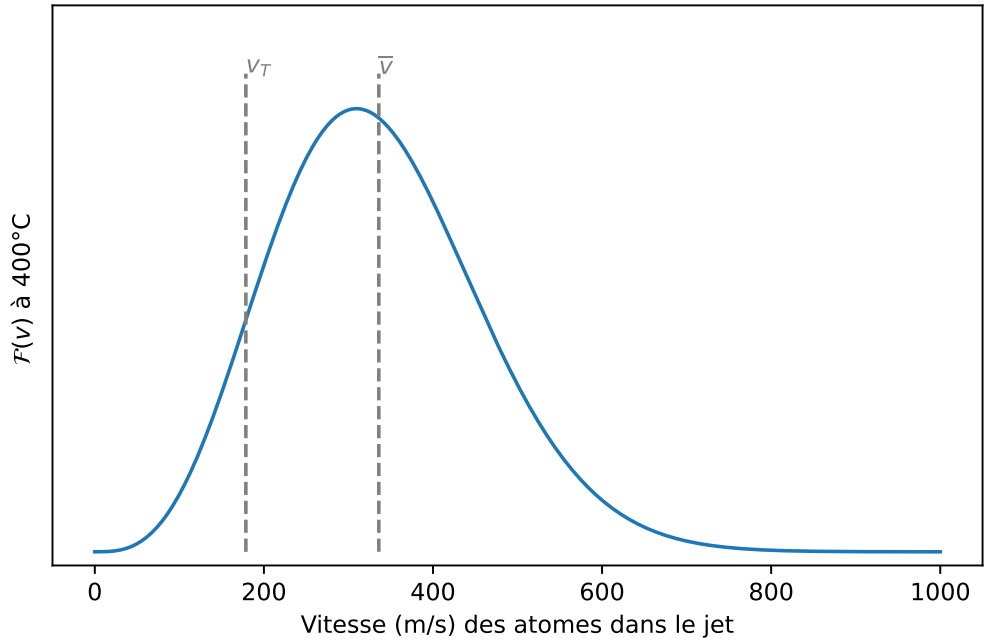


FIGURE 4.3 – **Distribution des vitesses dans le jet $\mathcal{F}(v)$.** La distribution est donnée pour une température T_0 de 400°C. On indique la vitesse caractéristique $v_T = 178$ m/s et la vitesse moyenne dans le jet $\overline{v} = 335$ m/s.

Environ 10% des atomes ont une vitesse inférieure à v_T.

Par intégration sur l'ensemble des classes de vitesse et sur le demi-espace en aval de la source, on obtient que le flux à travers l'ouverture circulaire du four par unité de temps vaut :

$$\Phi_{\text{tot}} = \int_{v=0}^{\infty} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{\phi=0}^{2\pi} \Phi(v,\theta) \sin\theta \, \mathrm{d}\theta \, \mathrm{d}\phi \, \mathrm{d}v = \frac{1}{4} n_0 S v_{\text{four}} \tag{4.6}$$

Toujours à $T_0 = 400$°C et pour une ouverture circulaire de 10 mm de diamètre, on obtient $\Phi_{\text{tot}} \simeq 6 \times 10^{16}$ atomes/s. À partir de ce flux d'atomes, on estime qu'il faudrait 320 h pour vider le four contenant 20 g d'ytterbium.
En ordre de grandeur, il faudrait « casser » le vide après quelques mois de travail. Par « casser » le vide, on entend que le système du côté du four revient à pression ambiante ce qui va le polluer. Jusqu'à présent cette pollution ne nous a pas limités. Nous avons atteint des pressions de 10^{-10} mbar sans dégazage du système de vide par cuisson. Une fois le four rechargé en combustible et le système refermé, il faut pomper avec une pompe primaire puis turbo pour atteindre les 10^{-6} mbar. On procède à une réactivation du *getter* (environ 1h30 autorisée une centaine de fois) avant de démarrer la pompe ionique. Enfin si la pression est descendue sous les 10^{-8} mbar, on opère un premier dégazage du four. Ces opérations demandent souvent quelques jours et des risques de contamination ou de fuites existent.

Désormais les atomes d'ytterbium ont quitté le four et se propagent à l'intérieur du système. Aux pressions d'ultra-vide où nous travaillons, les collisions entre des atomes d'ytterbium et des

atomes du gaz résiduel sont considérées négligeables. Les atomes se propagent donc jusqu'aux parois du système. À la rencontre d'une paroi à température ambiante, l'atome d'ytterbium se refroidit et se dépose dessus. L'effet de la gravité est négligé vu la vitesse moyenne des atomes du jet $\overline{v}$ (un atome parcourt à cette vitesse 30 cm en 1 ms et chute d'une dizaine de microns à cause de la gravité). L'atome suit un mouvement rectiligne uniforme après sa sortie du four.

Compte tenu de ces hypothèses, on cherche la proportion d'atomes atteignant la cellule d'expérience. On associe l'ouverture du four à un point. Le diamètre d'entrée de la cellule est de 23 mm et on estime sa position à 46 cm de la sortie du four. La déviation angulaire maximum permise est $\theta_{\text{cel}} \simeq 25$ mrad.
On définit le flux utile Φ_{cell} comme l'intégrale de $\Phi(v, \theta)$ restreinte à $\theta < \theta_{\text{cel}}$. Dans la limite des petits angles, il vient :

$$\Phi_{\text{cell}} \simeq \theta_{\text{cel}}^2 \Phi_{\text{tot}} \simeq \frac{\Phi_{\text{tot}}}{1600}$$

On comprend bien que les atomes sortent dans leur immense majorité avec un angle de déviation supérieur à θ_{cel} et se collent aux parois du système. Pour éviter de perdre tous ces atomes, on remplit l'orifice de sortie par des capillaires, des longs tubes fins.

4.2.2. Capillaire en sortie de four

On suppose qu'un capillaire a un diamètre d_c et une longueur L_c. À l'entrée du tube, les mêmes lois que pour une ouverture circulaire s'appliquent. On considère toujours les atomes indépendants mais cette fois à l'échelle du tube (diamètre et longueur). On parle d'écoulement moléculaire. Pour un angle de déviation θ tel que $\tan(\theta) \geq d_c/L_c$, l'atome entre en collision avec le tube. Le tube étant chauffé à une température $T_c \gtrsim T_0$, l'atome est diffusé dans une nouvelle direction à chaque collision. On suppose que l'angle de diffusion θ, pris par rapport à la normale à la surface, suit une loi de distribution proportionnelle au cosinus de l'angle. En dessous du rapport $\beta_c = d_c/L_c$, les atomes subissent peu voire aucune collision avec le tube. Le flux d'atomes proches de l'axe en sortie de tube reste similaire à celui de l'entrée. En revanche le flux total, à cause des collisions avec la paroi du tube, diminue d'un facteur α_c nommé facteur de Clausing [23] :

$$\alpha_c(d_c, L_c) = \frac{4d_c}{3L_c + 4d_c} \tag{4.7}$$

On comprend alors que le rapport $\Phi_{\text{cell}}/\Phi_{\text{tot}}$ va être amélioré de l'ordre de l'inverse du facteur de transmission α_c.

Dans le cas d'un écoulement moléculaire, une formule approchée de la distribution angulaire à la sortie du tube a été calculée [37]. Son expression utilise deux grandeurs qui sont :

$$\beta_c = \frac{d_c}{L_c}$$

$$\alpha = \frac{1}{2} - \frac{1}{3\beta_c^2}\left[\frac{1 - 2\beta_c^3 + (2\beta_c^2 - 1)\sqrt{1+\beta_c^2}}{\sqrt{1+\beta_c^2} - \beta_c^2 \text{arsinh}(1/\beta_c)}\right]$$

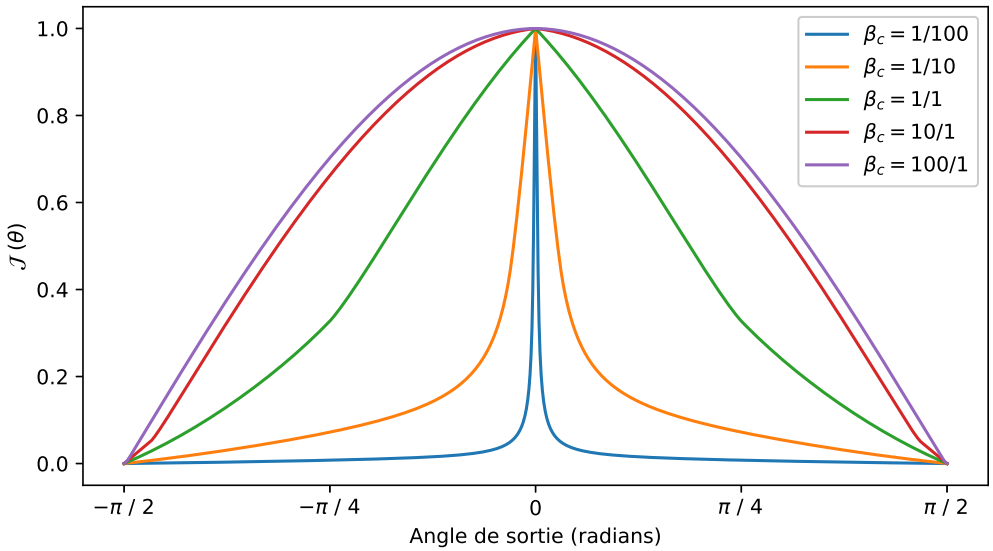


FIGURE 4.4 – **Distribution angulaire du jet $\mathcal{J}(\theta)$.** La distribution angulaire est donnée pour différents rapports β_c de tube. Pour mieux apprécier la largeur de la distribution, on ajoute en miroir aux angles de 0 à $\pi/2$, support de la distribution, des angles négatifs.

et un paramètre

$$q = \frac{\tan(\theta)}{\beta_c}.$$

La distribution est donnée en deux parties. Pour les angles de sortie tels que $\tan(\theta) \geq \beta_c$ (ou $q \geq 1$), on a :

$$\mathcal{J}(\theta) = \alpha \cos(\theta) + \frac{4}{3\pi q}(1 - 2\alpha)\cos(\theta) \tag{4.8}$$

Pour les atomes plus proches de l'axe, *i.e.* tels que $\tan(\theta) \leq \beta_c$ (ou $q \leq 1$), on a :

$$\mathcal{J}(\theta) = \alpha \cos(\theta) + \frac{2}{\pi}\cos(\theta)\left[(1-\alpha)\left(\text{acos}(q) - q\sqrt{1-q^2}\right) + \frac{2}{3q}(1-2\alpha)(1-(1-q^2)^{3/2})\right] \tag{4.9}$$

Ces formules se simplifient pour deux cas asymptotiques.

1. Lorsque $d_c \gg L_c$ ($\beta_c \gg 1$), le tube est semblable à une ouverture circulaire dans un plan. On a $\alpha = 1/2$ et on peut considérer que $q \ll 1$. On retrouve bien la distribution $\mathcal{J}(\theta) = \cos(\theta)$.
2. Lorsque $d_c \ll L_c$ ($\beta_c \ll 1$), nous avons un tube beaucoup plus long que son diamètre. On obtient une expression simplifiée de $\alpha \sim 2\beta_c/3 = \alpha_c/2$. On écrit les nouvelles expressions de la distribution sur chaque domaine de définition.
   • Pour $q \geq 1$:

$$\mathcal{J}(\theta) \simeq \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi\tan(\theta)}\right)\alpha_c \cos(\theta) \tag{4.10}$$

On reconnaît ici la distribution en cosinus multipliée par le facteur de transmission α_c et pondérée par une surface effective S_e telle que $S_e/S = 1/2 + 1/(\pi\tan(\theta))$. En effet, les

atomes sortant avec un angle tel que $q \geq 1$ proviennent d'un rebond sur la paroi du tube. Plus l'angle est faible et plus la position de ce dernier rebond occupe une grande surface. La probabilité pour un atome de rebondir avec un angle θ par rapport à l'axe du tube est supposée être

$$\cos(\pi/2 - \theta) = \sin(\theta).$$

• Pour $q \leq 1$, on utilise la limite aux petits angles ($q \to 0$) qui reproduit plutôt bien le comportement de la courbe sur l'intervalle considéré :

$$\mathcal{J}(\theta) \simeq 1 - \frac{2}{\pi}\frac{\theta}{\beta_c} \tag{4.11}$$

On retrouve $\mathcal{J}(0) = 1$ car le flux sur l'axe reste inchangé avec un tube. Les atomes traversant le tube avec un angle θ, tel que $\theta \simeq \tan(\theta) < \beta_c \ll 1$ est petit devant un et sans heurter le tube, perçoivent le disque de sortie comme translaté de la longueur (θL_c) par rapport au disque d'entrée. L'aire de passage est réduite à l'intersection des disques d'entrée et de sortie (partie hachurée sur la figure 4.5). Cette contribution n'est pas la seule à considérer, d'ailleurs elle s'annule lorsque $\theta = \beta_c$. Il faut ajouter la contribution des atomes sortant avec un angle θ après un ou plusieurs rebonds dans le tube. Cette contribution est proportionnelle à la surface interne du tube $(\pi d_c L_c)$ multipliée par la probabilité de quitter la surface avec cet angle qui est $\cos(\pi/2 - \theta) \simeq \theta$.

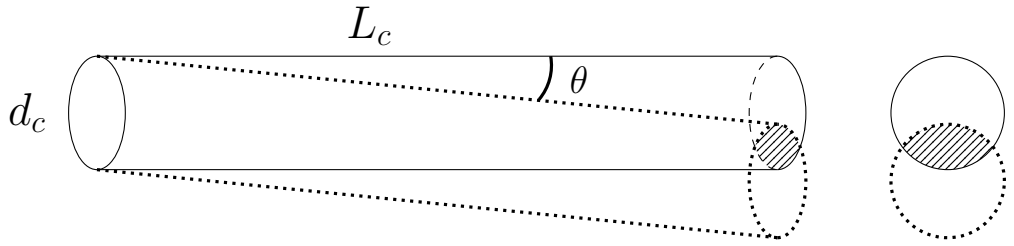


FIGURE 4.5 – **Surface de sortie vue par les atomes faisant un angle θ avec l'axe du capillaire.**

À présent on se doit de détailler les différents régimes d'écoulement. La classification des régimes utilise une grandeur sans dimension appelée nombre de Knudsen K [1]. Il s'exprime par :

$$K = \frac{\ell}{L^*} \tag{4.12}$$

où ℓ est le libre parcours moyen et L^* une longueur caractéristique du problème. Le libre parcours moyen ℓ est la distance moyenne parcourue par une particule entre deux collisions successives.

On suppose que les particules sont des sphères rigides, élastiques et de section efficace de diffusion σ. On pose n la densité de particules par unité de volume. Pour une particule de

1. Du nom du physicien danois Martin Knudsen pour ses travaux sur la théorie de la cinétique moléculaire.

vitesse très élevée devant celle des autres particules, son libre parcours moyen s'écrit

$$\ell = \frac{1}{n\sigma}. \tag{4.13}$$

Pour un gaz atomique, la distribution des vitesses dans le four suit une loi de distribution des vitesses de Maxwell. La prise en compte des vitesses relatives entre particules augmente les collisions d'un facteur $\sqrt{2}$. De plus, on peut montrer que la section efficace de diffusion pour un atome est de la forme $\sigma = 4\pi r_{VdW}^2$ avec r_{VdW} la distance minimale d'approche entre deux atomes sans collision, appelé rayon de Van der Waals. Le nom est donné d'après le physicien Johannes Diderik van der Waals, Prix Nobel 1910 pour « ses travaux sur l'équation d'état des gaz et des liquides ». Le rayon peut être calculé d'après cette équation d'état [24] ou mesuré par rayon X et tabulé [2, 68, 1]. On a alors :

$$\ell = \frac{1}{\sqrt{2}n\sigma} = \frac{1}{4\pi\sqrt{2}\ nr_{\mathrm{VdW}}^2} \tag{4.14}$$

Atome	Z	r_{VdW} calculé (pm)	r_{VdW} mesuré (pm)
Rb	37	265	303
Sr	38	219	249
Cs	55	298	343
Ba	56	253	268
Yb	70	222	242
Pt	78	177	209

TABLE 4.1 – **Rayon de Van de Waals $r_{\mathbf{VdW}}$ des atomes de Rb, Sr, Cs, Ba, Yb et Pt.** Les atomes choisis sont des atomes souvent piégés ou proches de l'ytterbium dans le tableau périodique. Les rayons mesurés sont empruntés à la base de données [1] et disponibles sur la page web du Los Alamos National Laboratory, Periodic Table of Elements.

Avec les données mesurées et reportées tableau 4.1, le libre parcours moyen de l'ytterbium s'exprime à partir de la densité n comme :

$$\ell\ [\mathrm{cm}] = \frac{9,6 \cdot 10^{13}\ [\mathrm{atomes/cm^2}]}{n\ [\mathrm{atomes/cm^3}]}$$

En reprenant la température $T_0 = 400°\mathrm{C}$, on obtient une densité atomique n proche de 10^{13} atomes/cm^3 et un libre parcours moyen dans le four de $\ell \simeq 9$ cm. On remarque que cette valeur approche les dimensions de notre expérience et de nouveaux régimes d'écoulement vont entrer en jeu.

On définit trois grands types de régime d'écoulement discriminés par le diamètre des capillaires. La longueur caractéristique devient $L^* = d_c$ et on note $K_{d_c} = \ell/d_c$ le nombre de Knudsen relatif à ce diamètre.

1. Le **régime d'écoulement continu** $K_{d_c} < 0,01$: la distance parcourue par une particule entre deux collisions est très faible devant la taille de la particule. Par suite

l'écoulement des particules est semblable à celui d'un fluide. L'évolution du mouvement s'exprime en fonction de grandeurs macroscopiques caractéristiques du fluide : masse volumique, viscosité *etc.* On distingue deux sous-catégories discriminées par le nombre de Reynolds $\mathcal{R}e$, nommé d'après Osborne Reynolds physicien irlandais (1842-1912). Le nombre de Reynolds mesure localement le rapport entre les forces d'inertie et les forces liées à la viscosité. Dans un tube de section circulaire, il existe une valeur critique $\mathcal{R}e_c \sim 2000 - 3000$ telle que,

   (a) Pour $\mathcal{R}e < \mathcal{R}e_c$ on parle de **flux laminaire** : toute les particules avancent à la même vitesse et proche d'une même direction.

   (b) Pour $\mathcal{R}e > \mathcal{R}e_c$ le flux devient un **flux turbulent** : l'écoulement subit des changements chaotiques de pression et de vitesse d'écoulement. Le mode de transport est convectif et le flux est drastiquement réduit.

2. Le **régime d'écoulement de Knudsen** $0,01 < K_{d_c} < 0,5$: il s'agit d'un régime intermédiaire.

3. Le **régime d'écoulement moléculaire** $0,5 < K_{d_c}$: les collisions entre molécules sont négligeables dans le calcul de la diffusion. C'est le régime où le flux est maximal. Il s'agit du régime utilisé jusqu'à maintenant pour décrire le jet atomique. Cependant on y ajoute [37] deux sous-régime dépendants de la longueur du tube L_c et discriminés par le nombre de Knudsen $K_{L_c} = \ell / L_c$,

   (a) Le **régime transparent** $K_{L_c} > 10$: aucune collision entre atomes le long du tube et la distribution angulaire peut être décrite par des arguments géométriques simples (Equations 4.8 et 4.9).

   (b) Le **régime opaque** $K_{L_c} < 10$: les atomes subissent des collisions entre eux dans la direction longitudinale mais pas dans le plan orthogonal. Ces collisions entraînent un élargissement de la distribution angulaire en sortie de tube sans en réduire le flux total.

Par rapport aux dimensions de notre enceinte à vide, nous voulons que le filtrage des capillaires affecte le moins possible les atomes capables d'atteindre la cellule (Φ_{cell}) mais que ce filtrage renvoie au maximum les autres atomes dans le four. Pour aborder le premier point, nous prenons une surface de sortie constante et nous comparons, figure 4.6 courbe bleue, le flux utile avec des tubes de différentes longueurs avec celui sans tube (longueur de tube nulle). De l'autre côté de la balance, on considère le rapport du flux utile Φ_{cell} sur le flux total des atomes sortant du four Φ_{tot} (courbe orange). Comparé à l'ouverture angulaire de la cellule vue depuis la sortie du four (θ_{cel}), nous avons choisi une ouverture légèrement inférieure pour les capillaires (β_{exp}). On privilégie le filtrage des atomes qui sont hors d'axe en acceptant de perdre, à cause du filtrage, la moitié du flux utile sans les capillaires.

Le régime d'écoulement ciblé est le régime d'écoulement moléculaire et transparent. Nous avons besoin que le libre parcours moyen reste grand devant le diamètre d_c du tube pour le régime moléculaire, et grand devant la longueur du tube L_c pour le régime transparent. Comme le libre parcours moyen diminue avec la densité atomique et que nous voulons un débit maximum d'atomes dans le jet, il faut choisir un tube le plus court et fin possible avec le rapport β_{exp}.

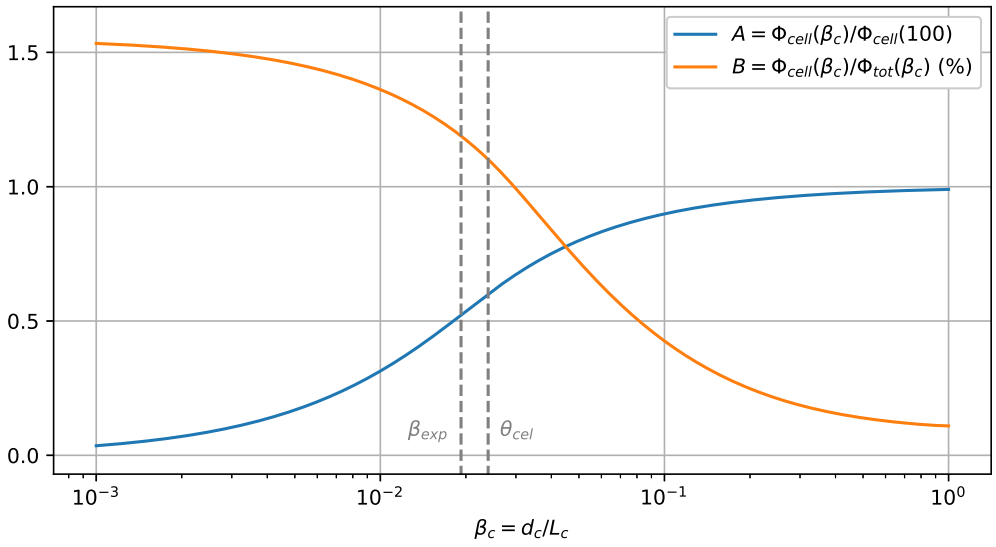


FIGURE 4.6 – **Recherche du meilleur rapport β_c pour nos capillaires.** Ce rapport est le résultat d'un compromis entre le flux utile Φ_{cell} atteignant la cellule et le flux total Φ_{tot} sortant du four.

Nous avons contacté la société *Texpart Technologies* pour leur savoir-faire en micro-tubes de précision. Pour des tubes en acier inoxydable (AISI304 - 1.4301), ils atteignent au minimum une épaisseur de tube de 50 µm environ. Le rayon minimal proposé au moment de notre commande était de $d_c = 250$ µm pour un diamètre extérieur de $D_c = 340$ µm. Pour ce diamètre $d_c = 250$ µm, il faut une longueur de tube $L_c = 13$ mm pour que le rapport des deux soit égal à $\beta_c = \beta_{\text{exp}} = 0,019$.

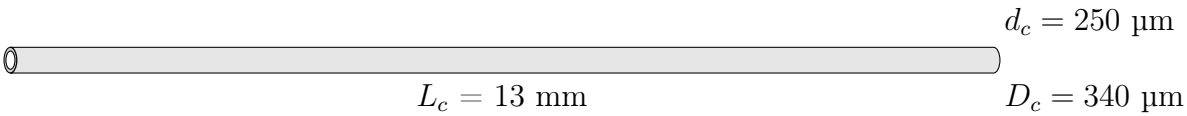


FIGURE 4.7 – **Schéma d'un tube (capillaire) utilisé pour l'expérience.** Le dessin est à l'échelle grossi dix fois.

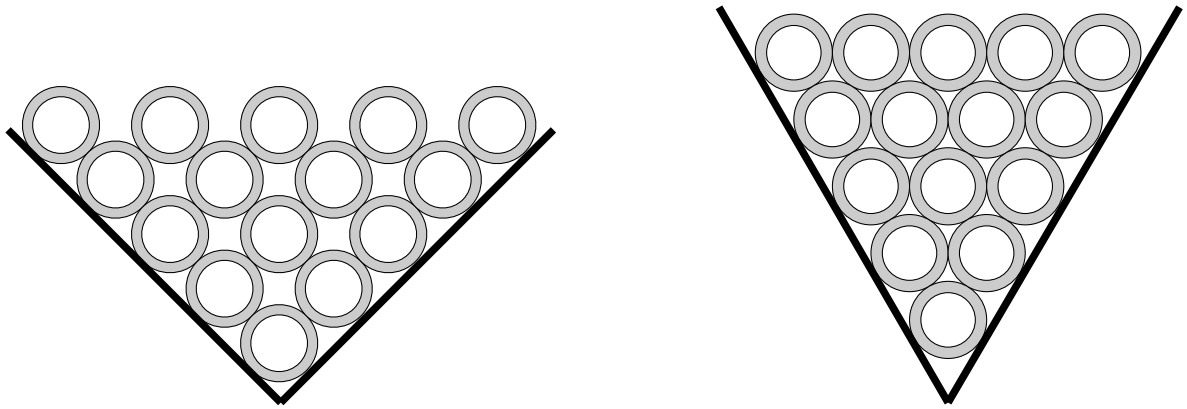
Ces dimensions sont les plus avantageuses compte tenu des contraintes techniques. En insistant, l'entreprise Texpart nous a indiqué qu'il est possible de réduire le diamètre des tubes. Cependant la paroi du tube garderait une épaisseur similaire. Or cette dernière est déjà de l'ordre du diamètre du capillaire. On a $(d_c/D_c)^2 \simeq 0.54$ et on perd la moitié de la surface de sortie pour des atomes sur l'axe. Par conséquent, diminuer le diamètre des tubes pour une épaisseur similaire reviendrait à réduire de manière drastique la surface de sortie du four.

Le diamètre d'un capillaire est bien inférieur à celui du diamètre de la sortie du four $D = 10$ mm. Pour occuper l'ensemble de la sortie on assemble un grand nombre de capillaires. Vu les centaines de capillaires nécessaires, il semble difficile de les insérer de force dans un tube de diamètre D [79] de façon compacte et parallèles entre eux. On préfère choisir la forme du

réceptacle qui favorise un empilement naturel des capillaires. Pour notre four, on retient deux modèles simples d'empilements naturels :

— le **réseau orthonormé** avec un réceptacle en V et à angle droit

— le **réseau hexagonal compact** avec un réceptacle en V et à un angle de 60°



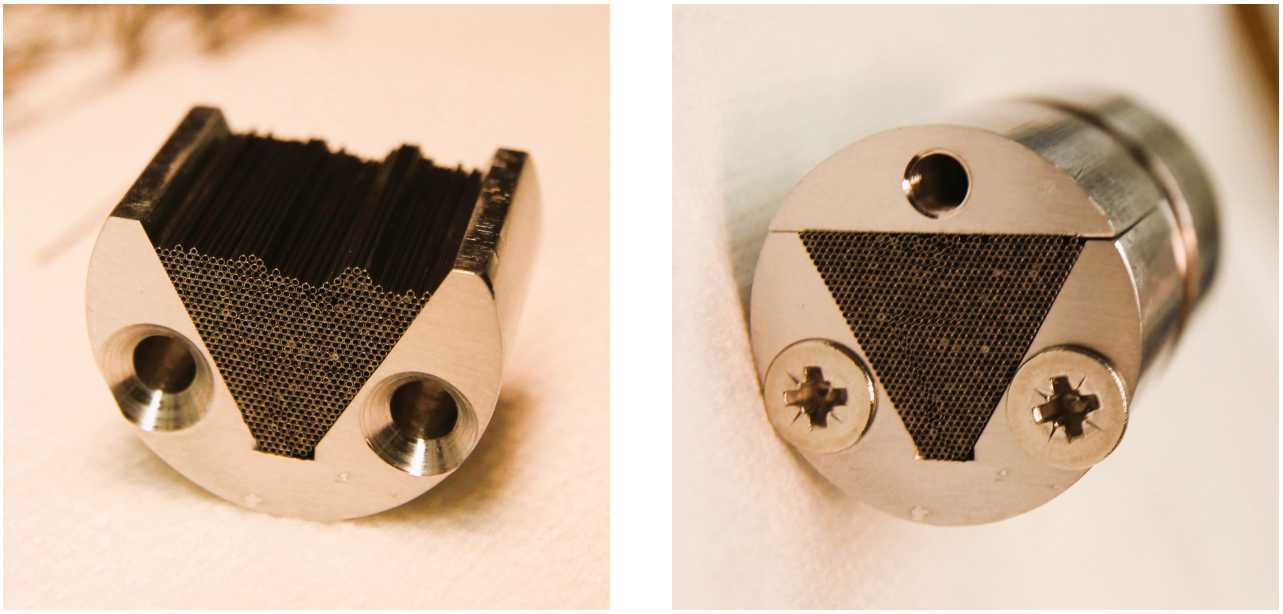
(a) Réseau orthonormé (b) Réseau hexagonal compact

FIGURE 4.8 – **Présentation de deux empilements naturels de 15 capillaires.** Ces empilements sont assistés par la forme en V du réceptacle à l'angle propre du réseau.

Le réseau hexagonal est le plus souvent utilisé car la densité des tubes est plus élevée. Avec les capillaires choisis, la surface entre les capillaires représente 10 % de la surface libre de sortie du four. Mais en tenant compte du facteur de transmission pour ces interstices réduits, ces espaces comptent pour moins de 2 % du flux total. On peut considérer que ces espaces sont bouchés. À contrario le réseau orthonormé présente l'avantage d'une plus grande ouverture entre les capillaires. Au-dessus d'une certaine épaisseur des capillaires et pour un diamètre externe D fixé, les interstices transmettent autant d'atomes que les capillaires. Le réseau orthonormé devient plus avantageux que celui hexagonal compact. Le réseau hexagonal compact est plus avantageux dans la limite de parois fines. Finalement les deux réseaux se valent dans notre cas et on choisit le réseau hexagonal compact. Pour des raisons d'usinage (sauf disposition de machine d'électro-érosion par enfonçage [83]), le bas du V est tronqué sans que cela gêne l'empilement des tubes (voir figure 4.9).

La plus haute couche comporte 40 capillaires ce qui porte le total à $40 \times 41/2 = 820$ capillaires empilés pour un triangle complet et donc un peu moins avec le méplat. On considère comme rayon d'ouverture du four le côté de l'hexagone inscrit dans le triangle (soit la base du triangle divisé par 3). Les deux tiers des capillaires $N_{nez} = 550$ sont contenus dans ce rayon $R_{nez} = 4{,}5$ mm.

Par suite, le flux total sortant des capillaires et le flux atteignant la cellule à la température



(a) (b)

FIGURE 4.9 – **Photos du nez du four avec les capillaires (assemblé le 28 mai 2020).** Au retour du premier confinement, on empile presque 800 capillaires dans le réceptacle usiné à l'atelier du laboratoire selon les plans fournis. On observe la disposition des capillaires suivant un réseau hexagonal compact.

$T_0 = 400°\text{C}$ du four valent :

$$\begin{aligned}
\Phi_1 &= \frac{1}{16} n_0 \pi d_c^2 v_{\text{four}} = 3{,}74 \times 10^{13} \text{ atomes/s} \\
\alpha_{\text{c, nez}} &= \frac{4d_c}{3L_c + 4d_c} = 0,025 \\
\Phi_{\text{tot,nez}} &= N_{\text{nez}}\ \Phi_1\ \alpha_{\text{c, nez}} = 5{,}1 \times 10^{14} \text{ atomes/s} \\
\Phi_{\text{cell,nez}} &\lesssim 1,28\%\ \Phi_{\text{tot,nez}} = 6{,}6 \times 10^{12} \text{ atomes/s}
\end{aligned}$$

où Φ_1 est le flux entrant dans chaque capillaire et $\alpha_{\text{c, nez}}$ le facteur de transmission du capillaire. Le flux $\Phi_{\text{cell,nez}}$ est calculé dans le cas du régime d'écoulement moléculaire et transparent. Puisque nous sommes par définition au début du régime opaque ($K_{L_c} \simeq 7 < 10$), ce calcul est une majoration du flux.

4.3. Spectroscopie du jet en sortie du four

Dans cette partie on étudie la distribution angulaire du jet à la sortie du four. On positionne un faisceau laser sonde orthogonalement à l'axe du jet atomique et proche de la sortie du four. On mesure l'absorption du faisceau sonde à travers le jet atomique. Cette absorption dépend du nombre d'atomes résonants avec la fréquence de la sonde. Dans cette expérience, on observe les atomes qui avec l'effet Doppler absorbent un photon sur la raie d'inter-combinaison

$^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$. Le balayage des fréquences autour de la résonance $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ permet d'obtenir la distribution des atomes selon leur vitesse projetée sur l'axe de la sonde. On préfère cette raie car son étroite largeur naturelle n'élargit que peu cette distribution ($\Gamma_v/k_v = 0{,}1$ m/s) par convolution (semblable à un Dirac).

Les hublots de la grande croix côté four offrent l'accès optique le plus proche. Le faisceau sonde les traverse en leur centre, ce qui correspond à 120 mm de distance depuis la sortie des capillaires. À cette distance, les atomes partant du centre avec un angle de divergence supérieur à 19° sont coupés par la croix (diamètre de 63 mm à une distance de 89 mm).

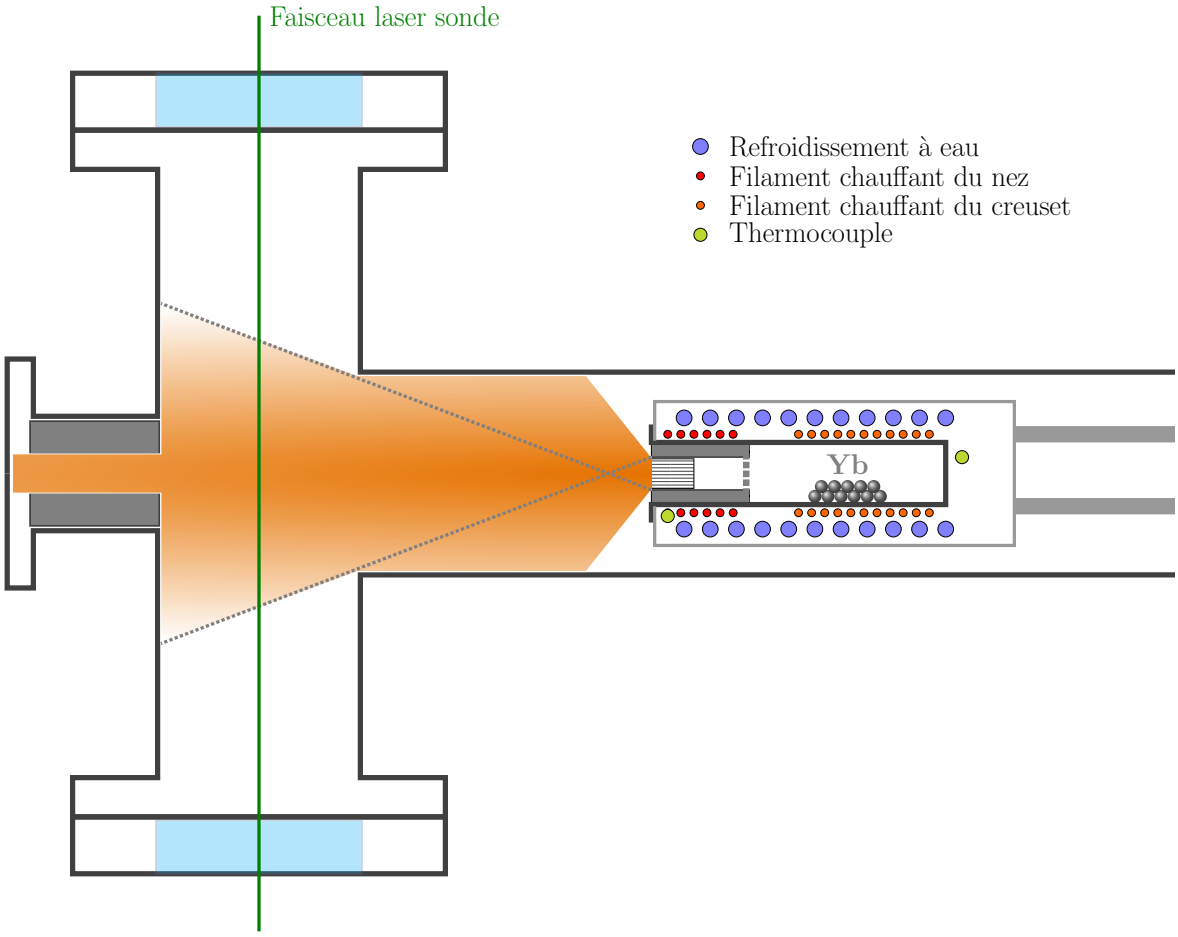


FIGURE 4.10 – **Vu en coupe de l'enceinte à vide côté four**

Le balayage des fréquences s'effectue autour de la raie $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ de l'isotope ^{174}Yb pour deux raisons. D'une, cet isotope ^{174}Yb est le plus abondant, donc le signal d'absorption sera plus important. De deux, la résonance autour de cet isotope est isolée de quasiment 1 GHz des autres résonances (voir tableau 4.2) ce qui évite le recouvrement des raies absorptions avec d'autres isotopes.

Isotope	niveaux hyperfins	Déplacements (MHz)	Abondance naturelle (%) * fraction de cette valeur
173	(5/2 - 7/2)	-2386,1	16,1*
171	(1/2 - 1/2)	-2131,1	14,3*
176		-954,7	12,7
174		0	31,8
172		1000,8	21,9
170		2286,6	3,0
173	(5/2 - 5/2)	2311,8	16,1*
168		3655,1	0,14
171	(1/2 - 3/2)	3805,5	14,3*
173	(5/2 - 3/2)	3808,2	16,1*

TABLE 4.2 – **Isotopes d'ytterbium, niveaux hyperfins (pour les fermions), abondance naturelle et déplacements isotopiques pour la transition verte $^1\mathbf{S}_0 \rightarrow {}^3\mathbf{P}_1$.** La fréquence de la transition $^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^3\mathrm{P}_1$ de l'isotope ^{174}Yb est pris comme référence [10] : $\nu(^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^3\mathrm{P}_1 \mid {}^{174}\mathrm{Yb}\ ) = 539\ 386\ 600{,}191 \pm 0{,}087$ MHz.

Pour obtenir un signal d'absorption satisfaisant nous devons corriger plusieurs niveaux de fluctuations. Pour commencer, le bruit de puissance du laser engendre des fluctuations rapides (à l'échelle du temps de balayage) et d'amplitude comparable à l'amplitude de l'absorption. Pour corriger ce bruit on mesure en simultané les signaux avec et sans passage par le jet atomique. Les deux voies de mesure sont issues d'un même faisceau divisé par un cube polariseur et sont équilibrées en puissance. On calcule numériquement le rapport des deux signaux pour obtenir la courbe de transmission.
Cependant cette courbe n'est pas encore satisfaisante car la transmission n'est pas normalisée (égale à 1) en dehors du pic d'absorption. La tendance générale de cette transmission sans absorption est proche d'une droite affine. Cette mauvaise normalisation est expliquée par un changement de la polarisation en sortie de fibre. À cause de ce changement, l'équilibre des puissances entre les deux voies du cube est modifié au cours du temps. Pour corriger le rapport des signaux, on approche alors la partie considérée sans absorption par un polynôme du second degré. Avec ce polynôme on normalise la courbe précédente. C'est ce signal de transmission normalisé que nous exploitons (figure 4.11).

Pour comparer le signal obtenu en fonction de la vitesse sur l'axe de la sonde à la distribution angulaire, des transformations sont nécessaires. On part de la distribution angulaire $\mathcal{J}(\theta)$ pour les dimensions d'un capillaire d_c et L_c. On suppose que ce capillaire constitue un point source. Compte tenu de la géométrie de l'enceinte à vide (figure 4.10), la distribution angulaire est tronquée au-delà de 19° et on la note $\tilde{\mathcal{J}}(\theta)$. On suppose que le faisceau source est infiniment fin (il fait 1 mm de diamètre) ce qui nous permet de nous placer dans un plan. L'axe des capillaires est noté « Ox » et l'axe de la sonde est noté « Oz » (axe vertical). Ces deux axes forment un repère orthonormé. On note respectivement v_x et v_z la vitesse de l'atome projetée sur chaque axe et $|v|$ la norme de la vitesse. L'angle de sortie θ d'un atome du four est tel que

$$|v| \sin(\theta) = v_z.$$

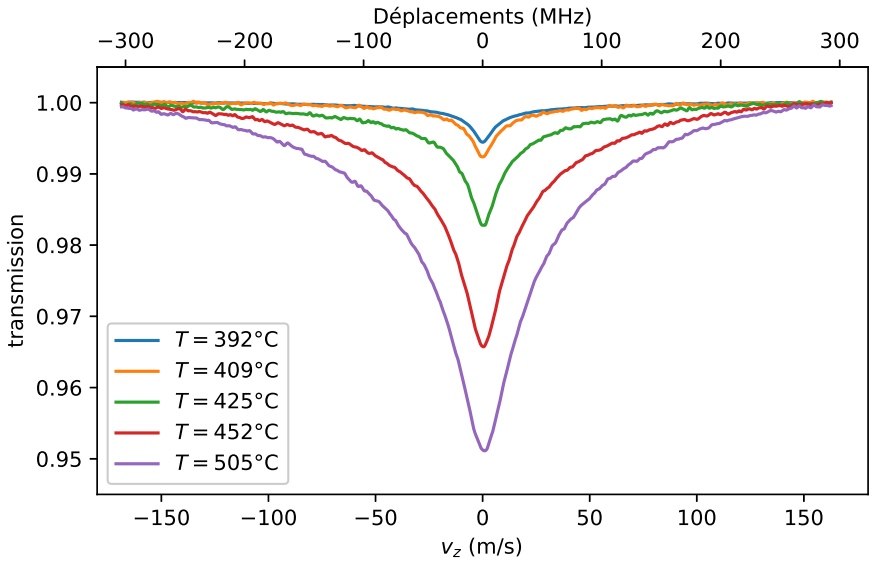


FIGURE 4.11 – **Transmission de la sonde à travers le jet à la sortie du four en fonction de la vitesse v_y.** La vitesse v_y est la vitesse projetée sur l'axe de la sonde. L'abscisse du haut correspond à la valeur du balayage en fréquence du laser. Les températures sont mesurées par le thermocouple proche du nez.

Sous ces conditions, la distribution des vitesses v_z sur l'axe de la sonde normalisée à un pour $v_z = 0$ est

$$\tilde{J}(v_z) = \int_{\mathbb{R}^+} \mathcal{F}(|v|)\tilde{\mathcal{J}}\left(\arcsin\left(\frac{v_z}{|v|}\right)\right) \mathrm{d}|v|. \tag{4.15}$$

Avec un nez de plusieurs centaines de capillaires nous devons prendre en compte l'étendue de la source. On ajoute au repère précédent un troisième axe « Oy », orthonormé. L'ouverture du nez est circulaire de rayon $y_0 = 4{,}5$ mm. Le rapport du nombre de capillaires de coordonnée y sur ceux en $y = 0$ est alors $\sqrt{1-(y/y_0)^2}$. Cette fois, l'angle de sortie θ vérifie :

$$|v|\sin(\theta) = \sqrt{v_y^2 + v_z^2}$$

et la vitesse étant uniforme, nous avons égalité des rapports de vitesses et de déplacements sur chaque axe :

$$v_y/v_x = y/a_x,$$

où $a_x = 120$ mm est la distance entre la sonde et la sortie du four. En injectant dans l'expression précédente mise au carré, il vient :

$$\begin{aligned} |v|^2\sin^2(\theta) &= v_z^2 + v_x^2\left(\frac{y}{a_x}\right)^2 \\ &= v_z^2 + |v|^2\cos^2(\theta)\left(\frac{y}{a_x}\right)^2. \end{aligned}$$

En remplaçant $\cos^2(\theta) = 1 - \sin^2(\theta)$, on obtient :

$$\sin^2(\theta) = \frac{\left(\frac{v_z}{|v|}\right)^2 + \left(\frac{y}{a_x}\right)^2}{1 + \left(\frac{y}{a_x}\right)^2}. \tag{4.16}$$

La formule prenant en compte l'étendue de la source et sa forme circulaire est :

$$\tilde{J}(v_z) = \frac{2}{\pi} \int_{\mathbb{R}^+} \mathcal{F}(|v|) \int_{-y_0}^{y_0} \tilde{\mathcal{J}} \left(\arcsin\left(\sqrt{\frac{(v_z/|v|)^2 + (y/a_x)^2}{1 + (y/a_x)^2}} \right) \right) \sqrt{1 - (y/y_0)^2}\ \mathrm{d}y\ \mathrm{d}|v|. \tag{4.17}$$

Le facteur $2/\pi$ vient de la normalisation par l'intégrale de $\sqrt{1-(y/y_0)^2}$ sur le diamètre de sortie du nez (aire d'un demi-disque de rayon un). On vérifie qu'il s'agit du facteur de normalisation en comptant que loin de l'axe central Ox, l'étendue de la source selon Oy ne doit plus avoir d'influence sur la mesure de la sonde.

Après avoir pris en compte la taille de la source, on vérifie que notre sonde ne déforme pas la distribution. Le faisceau sonde utilisé a un diamètre à $1/e^2$ de 1 mm pour une intensité de 1 µW. L'intensité au centre $I = 254$ µW/cm^2 est proche de l'intensité de saturation. La largeur de résonance du laser à considérer est $\Gamma'/(2\pi) \simeq \Gamma_v\sqrt{3}/(2\pi) = 320$ kHz. Cette largeur en fréquence est négligeable devant la largeur à mi-hauteur du pic d'absorption. La sonde agit comme une distribution de Dirac en fréquence. Le diamètre du faisceau sonde a le même effet que l'étendue de la source et peut élargir lui aussi la distribution. Comme le diamètre de la sonde (1 mm) est petit devant celui de la sortie du four (9 mm), on considère que cet effet a déjà été pris en compte.

D'après la loi de Beer-Lambert, ce n'est pas l'absorption qui est proportionnelle au nombre d'atomes mais l'opposé du logarithme de la transmission. On appelle cette quantité l'épaisseur optique. On trace figure 4.12 les courbes d'épaisseur optique en fonction de la vitesse v_z et normalisées à un à la vitesse nulle pour quelques températures données T_{nez}. Les températures sont mesurées par le thermocouple proche du nez du four. Sur la plage de températures des mesures, le libre parcours diminue rapidement. Pour les températures sélectionnées figure 4.12, le libre parcours moyen est tel que :

T_{nez}	392°C	409°C	425°C	452°C	505°C
ℓ (mm)	120	62	36	14	2.9
K_{L_c}	9.2	4.8	2.8	1.1	0.2

Alors qu'au départ le libre parcours moyen est grand devant la longueur du capillaire $L_c = 13$ mm, il devient progressivement petit devant cette même longueur ce qui entraine un changement de la nature de l'écoulement dans les tubes.

On observe figure 4.12 que l'étendue géométrique de la source est indispensable à la compréhension des courbes obtenues (pointillés noirs pour un point source et tirets noirs pour une source étendue). Pour les températures les plus basses, la distribution est stable et se superpose très bien avec la distribution théorique de notre source étendue.

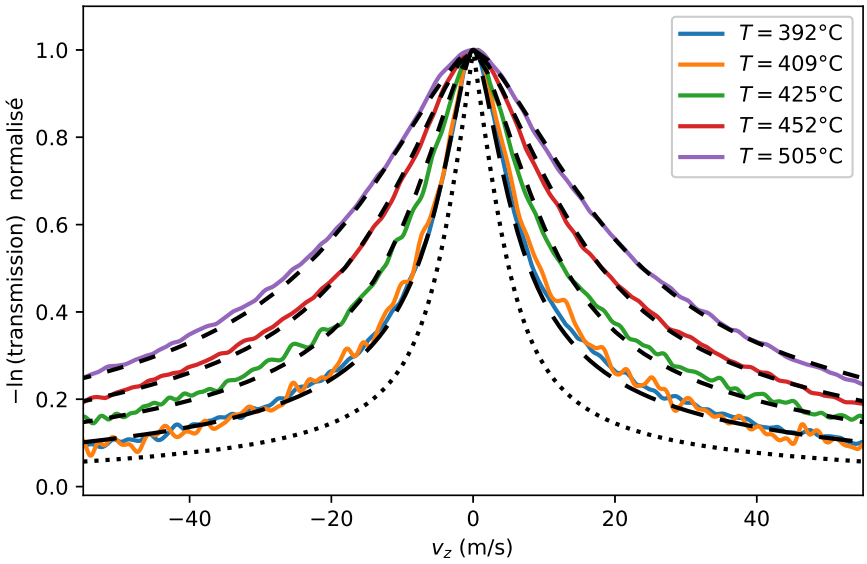


FIGURE 4.12 – **Épaisseur optique normalisée du jet à la sortie du four en fonction de la vitesse v_z.** La vitesse v_z est la vitesse projetée sur l'axe de la sonde. Les températures sont mesurées par le thermocouple proche du nez. On trace la distribution obtenue pour un point source et une sonde infiniment fine avec les paramètres expérimentaux (pointillés noirs). On considère aussi l'étendue géométrique de la source (longs tirets noirs). Pour compenser l'élargissement des distributions mesurées, on suppose une longueur effective de tube réduite (courts tirets noirs). La longueur effective du capillaire est ajustée graphiquement ($L_c/1.9$, $L_c/2.8$, $L_c/3.7$) pour les températures respectives (425°C, 452°C, 505°C).

Au-dessus d'une certaine température, la distribution des vitesses v_z s'élargit. Aux températures mesurées par le thermocouple proche du nez du four, le libre parcours moyen devient de l'ordre de la longueur L_c des capillaires. On entre dans le régime d'écoulement opaque. Dans ce régime, les atomes entrent en collision entre eux sur une distance plus courte que la longueur du tube. L'écoulement des atomes est gouverné par les collisions avec le tube mais est perturbé de plus en plus par celles entre atomes. Le tube assurant toujours sa fonction de filtre, un nombre important d'atomes retournent vers le four. Conséquence de ces retours, la densité atomique réduit le long du capillaire et le libre parcours moyen calculé à l'entrée du capillaire augmente le long du tube. En dessous d'une certaine densité atomique les collisions avec le tube redeviennent les collisions dominantes et le tube guide les atomes comme dans le régime transparent. C'est en suivant ces considérations que nous avons fait correspondre les mesures avec des distributions théoriques pour des tubes de longueur effective inférieure à celle des capillaires. Dans le régime opaque, le flux d'atomes sortant est identique à celui du régime transparent. En revanche la proportion d'atomes sur l'axe diminue à cause du filtrage sur une longueur de capillaire réduite.

4.4. Spectroscopie du jet dans la cellule

Dans un second temps, on réalise une spectroscopie du jet au centre de la cellule. On souhaite mesurer le flux utile pour nos expériences. Le faisceau laser sonde est toujours orthogonal à l'axe du jet atomique mais selon l'axe Oy (et non Oz). Il passe par le centre de la cellule. La distance avec la sortie du four est de 520 mm. On balaie la fréquence du laser sonde autour de la fréquence de résonance de la transition bleue $^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^1\mathrm{P}_1$ des différents isotopes. On mesure la transmission à travers le jet que l'on intègre afin d'obtenir une estimation du flux.

Pour cette seconde expérience on emploie la transition $^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^1\mathrm{P}_1$, de largeur naturelle plus grande ($\Gamma_b/\Gamma_v = 160$). Loin du four, la densité atomique et donc l'épaisseur optique diminuent et deviennent difficilement mesurables avec une sonde verte. Grâce à la grande largeur naturelle Γ_b de la raie $^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^1\mathrm{P}_1$, les atomes sont résonants avec la sonde pour une plus grande plage de vitesses v_y. Plus d'atomes sont susceptibles d'absorber la sonde bleue que la sonde verte, l'épaisseur optique est donc plus importante.

Afin d'obtenir une estimation du flux atomique du jet dans la cellule, on fait les propositions suivantes.

1. Les atomes ont une trajectoire rectiligne uniforme à la sortie du four.
2. Le jet atomique est collimaté dans la cellule. C'est-à-dire que le jet atomique est de diamètre fixe à l'échelle de la cellule et la vitesse transverse est petite devant la vitesse longitudinale.
   La longueur de la cellule est de 100 mm et la cellule est placée à 500 mm du four. Le diamètre du jet entre le début et la fin de la cellule ne peut pas, en proportion, augmenter de plus de 20 %. Par ailleurs, l'ouverture de la cellule est de $\theta \simeq 25$ mrad *par rapport à l'axe central* Ox *(l'entrée de la cellule a un diamètre de 23 mm à 470 mm du four). Donc la vitesse transverse d'un atome ne peut pas excéder 3 % de sa vitesse longitudinale.*

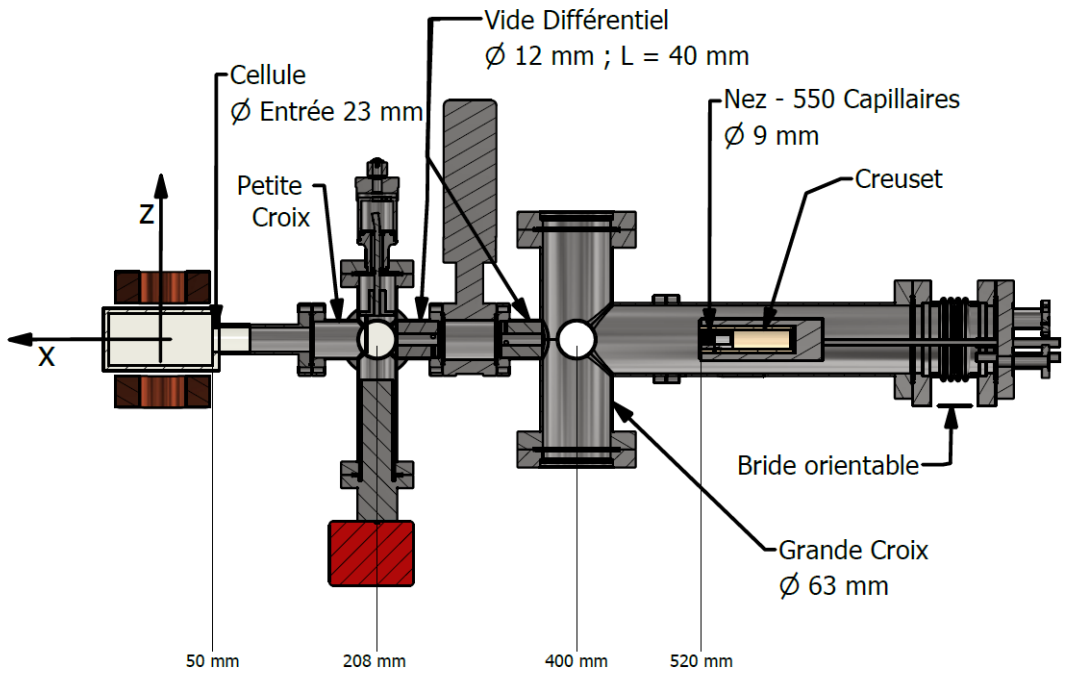


FIGURE 4.13 – **Vu en coupe de l'enceinte à vide.** Les distances sont indiquées par rapport au centre de la cellule. Les diamètres donnés sont ceux des éléments contraignant l'ouverture du jet.

3. Le jet atomique a une densité atomique constante dans la cellule. (figure 4.15)
   Pour commencer, la collimation du jet dans la cellule assure une densité constante selon l'axe de propagation du jet. Dans le plan transverse, on montre que l'intensité du jet (nombre d'atomes par unité de surface) est homogène. L'angle de déviation moyen (angle à mi-hauteur de la distribution $\mathcal{J}$) pour un capillaire vaut 16 mrad dans le régime transparent. Au centre de la cellule, les atomes d'angle de déviation inférieur à celui-ci occupent un disque de $520\ \text{mm} \times 0,016 = 8,3\ \text{mm}$ *de rayon. Ce rayon est comparable au diamètre de la source et au rayon d'entrée dans la cellule. On en déduit que l'intensité du jet est supérieure à la moitié du maximum là où le jet n'est pas coupé. Dans le régime opaque la densité sera encore plus homogène.*
4. Tous les atomes du jet sont à résonance avec la sonde bleue. (figure 4.16)
   Sur une plage de températures allant de 300°C à 550°C, la vitesse moyenne des atomes dans le jet augmente de 310 m/s à 370 m/s, ce qui fait 20 % d'augmentation. La distribution des vitesses des atomes du jet change peu. On sait que la plupart des atomes ont une divergence angulaire inférieure à 16 mrad. Leur vitesse moyenne projetée sur l'axe de la sonde est donc inférieure à $v_y = 6\ \text{m/s}$. *Avec une sonde bleue, le décalage Doppler induit par cette vitesse est* $k_b v_y = \Gamma_b/2$. *Les atomes d'un isotope donné sont bien à résonance avec la sonde bleue, accordée sur la raie de ce même isotope.*

Isotope	niveaux hyperfins	Déplacements (MHz)	Abondance naturelle (%) * fraction de cette valeur
176		-508,89 ± 0,09	12,7
173	(5/2 - 5/2)	-250,78 ± 0,33	16,1*
174		0	31,8
173	(5/2 - 3/2)	516	16,1*
172		531,11 ± 0,09	21,9
173	(5/2 - 7/2)	589,75 ± 0,24	16,1*
171	(1/2 - 3/2)	835,19 ± 0,20	14,3*
171	(1/2 - 1/2)	1153,68 ± 0,25	14,3*
170		1190,36 ± 0,49	3,0
168		1888,80 ± 0,11	0,14

TABLE 4.3 – **Isotopes d'ytterbium, niveaux hyperfins (pour les fermions), abondance naturelle et déplacements isotopiques pour la transition bleue $^1\mathbf{S}_0 \rightarrow {}^1\mathbf{P}_1$.** La fréquence de transition de l'isotope ^{174}Yb est prise comme référence [55, 61] :
$\nu_{174} = 751\ 526\ 533{,}49 \pm 0{,}33$ MHz
La résonance de l'isotope fermionique 173 (5/2 - 3/2) est dissimulée sous celle de l'isotope bosonique 172. Cependant en jouant sur la polarisation, il est possible de voir le spectre des fermions uniquement [38, 29].

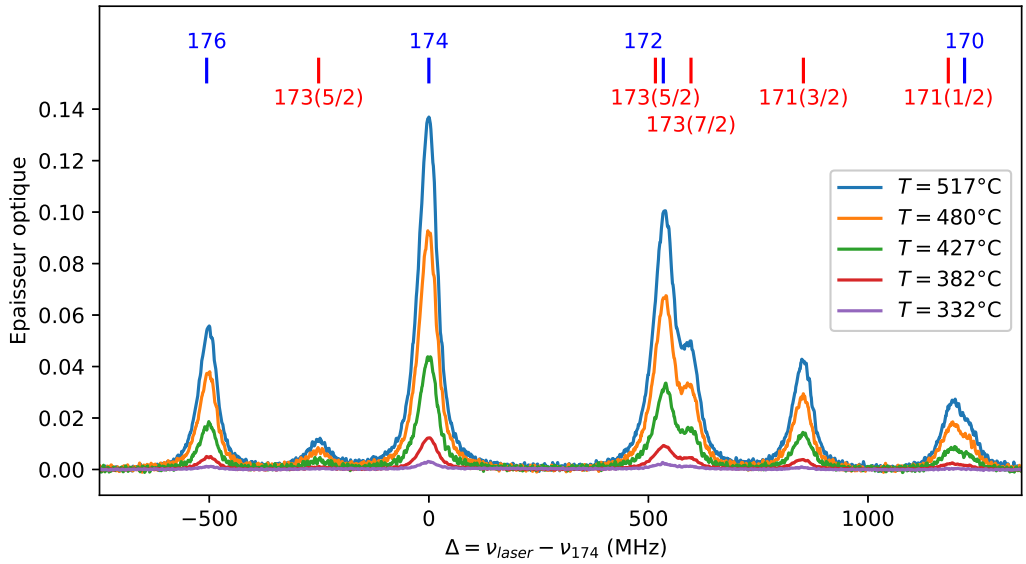


FIGURE 4.14 – **Épaisseur optique des atomes du jet mesurée par la sonde.** On observe avec un large balayage de la fréquence laser de la sonde l'absorption des différents isotopes stables de l'ytterbium (sauf ^{168}Yb). Les isotopes bosoniques sont indiqués en bleus et les isotopes fermioniques en rouge avec le niveau hyperfin excité entre parenthèse. Chaque mesure est répétée à différentes températures durant le refroidissement du four. La température affichée est celle du nez avec les capillaires et non celle du creuset (environ 100 degrés inférieure).

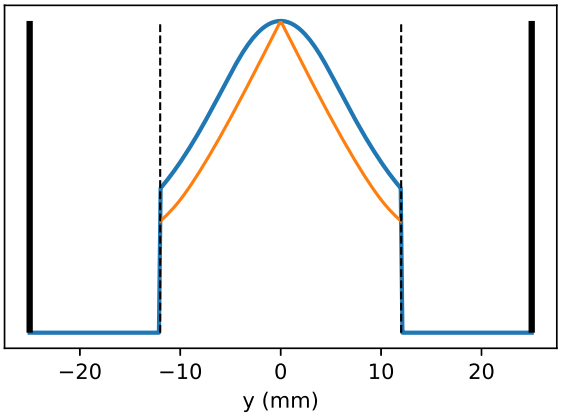


FIGURE 4.15 – **Profil d'intensité du jet atomique au centre de la cellule.** On trace le profil pour un point source (orange) et pour notre source étendue (bleu). Le jet est coupé au diamètre de l'entrée de la cellule (tirets noirs). On trace les bords de la cellule (traits verticaux noirs).

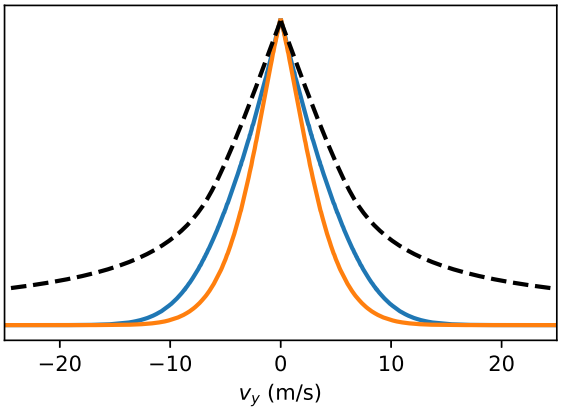


FIGURE 4.16 – **Distribution des vitesses selon l'axe de la sonde.** On considère un point source et une sonde infiniment fine. Lors de la propagation du jet, la distribution des vitesses à la sortie de la source (tirets noirs) est coupée par la cellule (courbe bleue). Ensuite cette distribution est pondérée par la participation des atomes à l'absorption de la sonde compte tenue de la largeur naturelle de la transition bleue (courbe orange). Cette pondération diminue l'épaisseur optique d'un quart avec les paramètres de l'expérience.

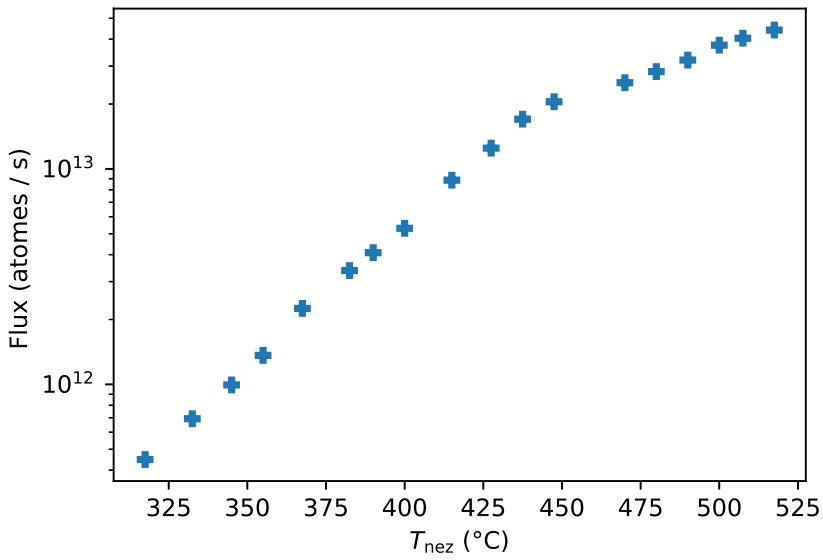


FIGURE 4.17 – **Flux d'atomes du jet dans la cellule en fonction de la température.** Mesure obtenue par conversion de l'épaisseur optique du jet pour un faisceau sonde sur la transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$. La température est celle donnée par le thermocouple à côté du nez du four.

Suite à ces propositions, on déduit que l'épaisseur optique b mesurée par la sonde est :

$$b = \int_0^{d_{\text{jet}}} \sigma_{\text{abs}} n(r) \mathrm{d}r = d_{\text{jet}} \sigma_{\text{abs}} n,$$

où σ_{abs} est la section efficace d'absorption d'un atome à résonance qui vaut

$$\sigma_{\text{abs}} = 3\lambda^2/2\pi,$$

n est la densité atomique du jet et $d_{\text{jet}} = 23$ mm est le diamètre du jet traversé par la sonde. On note b_0 l'épaisseur optique maximum mesurée. Elle correspond à la résonance avec les atomes de l'isotope ^{174}Yb d'abondance naturelle maximale ($a = 0,32$). Le flux dans la cellule déduit de l'épaisseur optique est :

$$\Phi_{\text{cell}} = \frac{\pi}{4} d_{\text{jet}}^2 \, \frac{n}{a} \overline{v} = \frac{\pi}{4} d_{\text{jet}} \frac{b_0}{a \sigma_{\text{abs}}} \sqrt{\frac{9\pi}{8}} \sqrt{k_{\text{B}} T / M}. \tag{4.18}$$

On observe une augmentation du flux du jet dans la cellule avec la température. Cependant on distingue, figure 4.17 en échelle logarithmique, deux tendances. En-dessous d'une température critique, autour des 425°C du nez, le flux augmente presque exponentiellement avec la température. Au-dessus de cette température critique, nous avons une rupture de pente et l'augmentation du flux avec la température est fortement réduite. La rupture de pente était attendue suite à l'élargissement du jet côté four pour la même température critique (figure 4.12). L'entrée dans le régime d'écoulement moléculaire opaque freine l'augmentation du flux. Le guidage des atomes par les capillaires perd de son efficacité.

Malgré une excellente entente entre le flux théorique calculé à 400°C ,

$$\Phi_{\text{cell,nez}} \lesssim 1{,}28\ \%\Phi_{\text{tot,nez}} = 6{,}6 \times 10^{12}\ \text{atomes/s},$$

et notre mesure sur le jet, l'évolution du flux théorique ne suit pas celui mesuré dans le régime transparent. Dans les deux cas la croissance du flux est exponentielle mais d'un coefficient directeur plus important en théorie.

Ces résultats questionnent la température d'équilibre réelle de l'ytterbium sortant du four. Nous mesurons deux températures sous vide à l'aide de deux thermocouples (points verts figure 4.10). La température du creuset est mesurée par un thermocouple à l'arrière de ce dernier. La température du nez vient d'un thermocouple proche de la sortie du four. Pour le bon fonctionnement des capillaires la température du nez est gardée entre 50 et 100 degrés au-dessus de celle du creuset par ajustement du courant dans les filaments chauffants. Pour faire correspondre la température d'élargissement du jet avec la définition du régime opaque, on choisit la température du nez et non celle du creuset contenant les pépites d'ytterbium. Pour l'évolution du flux, cette température ne semble pas suffisante. Pour obtenir une croissance du flux théorique similaire au flux mesuré, il faut ajouter environ 100 degrés à la température du nez. Le flux théorique serait proportionnel et 30 fois supérieur à la valeur mesurée dans le régime transparent. Mais avec 100 degrés supplémentaires, la température critique induirait un changement entre deux autres régimes. Le libre parcours moyen deviendrait de l'ordre du diamètre du tube et non de sa longueur. On entrerait dans le régime de diffusion de Knudsen.

Pour compléter les deux mesures du jet par spectroscopie orthogonale au jet, on propose une troisième mesure dans la direction du jet. Cette spectroscopie permettrait d'obtenir la distribution des vitesses longitudinales du jet. La mesure de la vitesse moyenne ou de la vitesse la plus probable donnerait un point de comparaison supplémentaire avec la théorie. En particulier, on s'attend à une diminution des atomes de faibles vitesses dans le régime opaque. Or ces atomes sont les plus à même d'être refroidis par laser, comme le montrent les mesures du taux de chargement en fonction de la température figure 6.2.

4.5. Attention, chaud devant !

Dans cette dernière partie nous allons revenir sur les opérations de maintenance du four. On explique notamment le chargement du four. Ensuite on discute quelques considérations techniques et nous revenons sur les problèmes apparus au cours de la thèse lors de l'utilisation du four.

Le nez avec les capillaires doit être placé dans la partie avant du creuset qui est soumise au chauffage du filament de tête. Ce deuxième filament porte les capillaires à une température de 50 à 100 degrés supérieures au corps du creuset et ainsi évite l'obstruction des capillaires [2]. Le

2. Chauffer le capillaire sur toute sa longueur n'est pas obligatoire. On peut, par exemple [84], ajouter un gradient de température le long du capillaire. Si la sortie du capillaire est froide, alors les atomes sont absorbés à la fin du tube. Les atomes absorbés à cet endroit sont surtout les plus divergents. La distribution angulaire est donc coupée à un angle proche de celui d'ouverture du capillaire. D'autre part la densité atomique décroît avec la longueur du capillaire. La densité étant plus faible en sortie, le temps d'obstruction du capillaire est retardé.

nez avec les capillaires fait office de bouchon et l'ytterbium doit sortir si possible uniquement par les capillaires. L'insertion du nez dans le creuset demande de la précision. Par exemple, la tolérance typique de l'atelier mécanique sur les cotes est de $\pm 0,05$ mm. Cette tolérance est de l'ordre du diamètre des capillaires. Le nez est une pièce unique qui a demandé un prototype pour vérifier le bon alignement des tubes. En effet l'atelier mécanique n'a pas d'outil permettant de creuser le métal avec un angle de 60° à la précision d'une dizaine de microns, donc la base du V recevant ces tubes est tronquée [3]. Ce prototype, en aluminium, a donné satisfaction. Nous avons ensuite demandé à l'atelier mécanique du laboratoire de réaliser le nez final et le creuset. Nous avons opté pour l'acier inoxydable, un matériau disponible facilement à l'atelier et qui répond à nos besoins. On suppose pour nos besoins que la température de travail reste inférieure à 600°C. À cette condition, les ingénieurs de Riber n'ont pas contredit l'utilisation de l'acier inoxydable comme matériau principal. De plus les capillaires sont aussi en acier inoxydable. Cependant on aurait pu choisir d'autres matériaux comme des céramiques usinables, par exemple le Macor® [4]

Voici le résumé des péripéties subies par le four à lire avec les photos figure 4.19 :

— Le four a été livré (différé de trois mois à cause du confinement) le 25 mai 2020. Les premiers jours d'utilisation ont servi de test pour le four. Au départ on chauffe à vide, avec le creuset et les capillaires mais sans ytterbium. Les deux premières fois on reste sous la température maximale de travail de 600°C.

— Le 4 juin 2020 (figure 4.19a), pour le troisième essai, on monte jusqu'à 925°C (925°C pour le nez et 875°C pour le corps du creuset). À cette température le dégazage du four et du creuset est beaucoup plus violent qu'attendu. L'acier devient rouge cerise et des traces noires apparaissent sur les hublots côté four (la vanne entre le four et la cellule était fermée). On rappelle que la température de fusion de l'ytterbium est de 824°C et celle d'ébullition de 1 196°C. On demande conseil au fabricant du four. L'entreprise Riber répond qu'à cette température la pression partielle de manganèse contenu dans l'acier est très élevée et que les traces visibles sur les hublots en sont probablement la conséquence. Elle ajoute, comme conseil avant utilisation, l'exécution d'un préchauffage à une température au moins 100°C supérieure à celle de travail pour assurer une bonne pression résiduelle dans l'ensemble sous vide.

— Le 8 juin, 20 grammes d'ytterbium sont placés dans le four. L'intérieur du four (figure 4.19g) est comme à son arrivée avec des anneaux en céramique d'un blanc pur.

— Le 15 juillet 2020, on préchauffe proche de la température de fusion. On chauffe pendant plus de trois heures autour de 800°C. Les hublots sont complètement couverts par le manganèse et le four n'est plus visible.

3. Des techniques existent comme l'électro-érosion par enfonçage (aussi appelée EDM pour Electrical Discharge Machining) qui donne de magnifiques résultats comme illustré dans cet article [83] pour guider un jet de lithium.

4. Le Macor® est une céramique usinable avec les outils habituels de travail des métaux. La température maximale de fonctionnement en continu est de 800°C et 1 000°C en pointe. Il est un bon isolant haute températures et un excellent isolant électrique. Le Macor® n'a aucune porosité et ne présente pas de dégazage lorsqu'il est cuit correctement. Ce matériau convient donc aux utilisation d'ultra-vide. (source Final Advanced Materials)



(a)



(b)



(c)

FIGURE 4.18 – **Photos des morceaux d'ytterbium, du creuset et de la cellule d'effusion (juin 2020).** (a) Morceaux d'ytterbium découpés à la pince et suffisamment fins pour entrer dans le creuset. Des sachets d'environ 20 g d'ytterbium sont préparés et un sachet suffit à remplir le creuset. (b) Creuset en acier inoxydable (cylindre de 87,2 mm de profondeur interne et de ∅19 mm de diamètre interne) avec le nez inséré dedans (30 mm de long dont 13 mm de capillaires et 17 mm d'espace tampon). La vis dépassant sert à positionner le nez. Le trou taraudé (3 au total), sur le côté, est prévu pour une vis sans tête de M4 afin de maintenir le nez à l'avant du creuset. (c) Creuset placé dans la cellule d'effusion. L'ensemble des pièces non commerciales et allant sous vide subissent un nettoyage par immersion sous acétone le tout dans un bain à ultrasons pendant une heure.

— Le 22 juillet 2020, on enlève les hublots et on aperçoit que l'ytterbium a formé un pont entre l'obturateur (fermé) et la sortie des capillaires (figure 4.19b). On retire le clapet et l'ytterbium coincé dans les capillaires vient avec formant une jolie structure pyramidale (figure 4.19c). Pour les hublots, nous avons réussi à décoller la couche de manganèse (figure 4.19e), tel un autocollant métallique. Ce nettoyage tient à une tentative désespérée de gratter la surface du hublot avec la lame d'un cutter et la lame est passée sous la couche métallique. La face côté vide du dépôt est un superbe miroir (figure 4.19d). L'autocollant fait 61 mm de diamètre pour une épaisseur autour de 30 µm (micromètre palmer) et un poids de 650 mg. On obtient une masse volumique de 7,4 mg/cm^3 proche de celle du manganèse. Le four étant presque vide, on décide de le remplir avec vingt nouveaux grammes d'ytterbium. On ajoute en remarque que ces hublots ont été plus tard recouverts d'ytterbium et il n'a pas été possible de faire de même pour enlever le dépôt.

— Après quelques mois (octobre 2020), on remarque un changement des valeurs de tempéra-

ture (lecture des thermocouples) pour une même puissance électrique fournie au four. En mesurant la résistance des filaments chauffants on réalise que des faux contacts existent entre les capillaires et le bâti du four. On recharge le four en ytterbium et on remarque aussi que l'intérieur du four (à l'extérieur du creuset) est couvert d'une fine couche métallique, en particulier les anneaux d'isolation électrique (isolation entre les filaments, le bâti du four et le creuset). Cette couche grisée, que nous attribuons au manganèse, est sûrement à l'origine de la dérive observée. Malgré tout, le four reste utilisable.

— Fin 2020 on découvre que les capillaires ne sont pas alignés avec l'axe central x du système sous vide. On ajoute une bride orientable au four le 17 décembre 2020. On tente à cette période d'évaporer la couche métallique déposée sur les isolants à l'intérieur du four par un chauffage sans creuset, mais sans succès.

— En mai 2021 la dérive de la puissance à fournir au four pour une même température, lue avec les thermocouples, devient trop importante. On décide de changer le premier creuset par un creuset identique en Macor®. Les anneaux en céramique semblent de plus en plus couvert et on continue d'incriminer le manganèse de l'acier inoxydable.

— Le 1er juin 2022, lors du changement de plusieurs pièces de l'enceinte à vide, on réalise que l'extérieur du creuset en céramique n'est plus d'un blanc pur. Il est recouvert d'une couche métallique (figure 4.19i). À l'évidence, le responsable principal est l'ytterbium qui couvre notre four et provoque des courts-circuits (figure 4.19h). L'explication la plus simple est qu'un seul des trous taraudés pour maintenir le nez contient une vis. On suppose que l'ytterbium s'échappe par les deux autres trous en passant dans l'espace entre le creuset et le nez. Il est important de vérifier à l'avenir que les capillaires sont bien la seule voie de sortie du creuset. D'autre part l'ytterbium encore présent dans le creuset a migré vers le fond du nez (figure 4.19f). Ceci va dans le sens d'une température des atomes dans le four qui est celle du nez et non du corps. N'ayant pas ouvert le nez, on ne sait pas actuellement si l'ytterbium continue de migrer jusqu'à l'intérieur des capillaires, ce qui les rendraient inopérants à terme.

— À l'avenir, un nouveau creuset sans trou vers l'intérieur du four est à envisager.



(a) (b) (c)

(d) (e) (f)

(g) (h) (i)

FIGURE 4.19 – **Photos montrant l'évolution du four au cours de la thèse.** Le détail des évènements se trouve dans le texte principal.

4.6. Conclusion

Dans le but d'atteindre un taux de chargement le plus élevé possible, on se concentre sur deux points. Le premier est la production et l'acheminement d'un grand flux d'atomes jusqu'à la zone de piégeage. Le second est la capture d'un maximum de ces atomes, ce qui fait l'objet de la seconde partie de cette thèse.

Dans ce chapitre, nous avons présenté le four et analysé le jet atomique qui s'en échappe. Le débit d'atomes est directement lié à la température du four, laquelle n'est pas limitante comme on l'a vu. La forme du jet atomique est définie par un réseau de capillaires placé à la sortie du four. On a montré que la divergence du jet augmente à partir d'une température critique qui correspond au passage dans le régime d'écoulement moléculaire opaque dans les capillaires. Cette divergence entraîne une augmentation de la part des atomes n'atteignant pas le piège. Ceci accroît la pollution de l'enceinte à vide.

L'enceinte à vide est pensée pour réduire la distance entre le four et la cellule. Le diamètre des vides différentiels est ajusté à celui du jet pour limiter la pollution côté cellule sans diminuer le flux utile. Dans le cadre de nos recherches sur la localisation d'Anderson, nous avons besoin de regrouper beaucoup d'atomes, c'est pourquoi notre flux d'atomes est très élevé. À l'heure actuelle, le jet contient tous les isotopes de l'ytterbium, un tiers des atomes étant de celui qui nous intéresse. Les atomes trop rapides et ceux des autres isotopes du jet polluent et recouvrent la cellule très rapidement. Ce dépôt est très gênant car il nous oblige à désaxer le faisceau ralentisseur. Ceci le rend moins efficace et nous empêche d'utiliser d'autres fréquences.

Afin de diminuer la vitesse de dépôt, nous pourrions introduire un angle entre l'axe des capillaires et l'axe qui mène à la cellule. Nous utiliserions la puissance dont nous disposons à 399 nm pour dévier uniquement les atomes à même d'être piégés. Ce système permettrait une déviation et une diminution de la divergence du jet.

Deuxième partie

Piège Magnéto-Optique sur la transition $^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^1\mathrm{P}_1$

Chapitre 5
Principes du Piège Magnéto-Optique

Dans ce chapitre, nous expliquons comment ralentir et piéger les atomes d'ytterbium du jet grâce à la lumière. Pour agir sur la vitesse et la position des atomes, on a recours à la force moyenne de pression de radiation exercée par des faisceaux laser sur les atomes. L'amplitude de cette force dépend des paramètres des faisceaux lasers et de deux effets physiques. On tire avantage de l'effet Doppler, lié à la vitesse des atomes, et de l'effet Zeeman, lié au champ magnétique afin de refroidir et de rassembler les atomes en un point de l'espace. On parle de capture d'un gaz d'atomes froids dans un piège magnéto-optique (PMO).

5.1. Force de pression de radiation

Lors de l'absorption d'un photon, la lumière et l'atome procèdent à un échange d'impulsion. Lorsque ce processus est répété un grand nombre de fois selon une direction donnée on obtient une force moyenne de pression de radiation sur l'atome. L'amplitude de la force est le produit de l'impulsion de chaque photon par la fréquence des cycles absorption-émission spontanée. Cette fréquence découle du temps de vie et de la population de l'état excité. Cette population dépend des paramètres de l'onde incidente, de la vitesse de l'atome ou encore du champ magnétique ambiant. On exprime la force de pression de radiation $\boldsymbol{F}$ en introduisant successivement ces différents éléments. [1]

5.1.1. Cas d'un atome immobile en absence de champ magnétique.

Dans le cas d'un atome immobile en l'absence de champ magnétique, la force moyenne $\boldsymbol{F}$ de pression de radiation dépend des caractéristiques de la transition et du champ laser incident. La fraction de la population dans l'état excité est au maximum de un demi. [2] L'inverse du temps de vie de la transition multiplié par cette fraction donne une fréquence maximale d'échange de $\Gamma/2$. Dans les faits, la fraction des atomes excités peut être bien plus petite que un demi. Cette proportion est définie par le paramètre de saturation. La valeur de la saturation dépend d'abord de l'intensité I du faisceau laser à la position de l'atome. On définit le paramètre de saturation à résonance s_0, pour des photons ayant une énergie égale à l'énergie de la transition,

1. Cette partie est inspirée du cours au Collège de France de J. Dalibard [27] et de la thèse de Y. Bidel sur le piégeage du strontium, un atome aux propriétés similaires [14].

2. Dès lors que l'on considère une force moyenne, la fréquence de Rabi n'est pas prise en compte et on se place directement en régime stationnaire. La fraction maximale de un demi est identique pour toutes les transitions.

par :

$$s_0 = \frac{I}{I_{\text{sat}}}, \tag{5.1}$$

$$I_{\text{sat}} = \frac{\pi}{3} \times hc\Gamma/\lambda^3, \tag{5.2}$$

où l'intensité de saturation I_{sat} dépend de la transition. Si les photons incidents n'ont pas exactement l'énergie propre à l'écart entre les deux états électroniques alors ils sont dits désaccordés. La probabilité que l'atome absorbe un photon en fonction du désaccord Δ est une lorentzienne [3] de largeur Γ. Le paramètre de saturation s tient compte de cette probabilité :

$$s = \frac{s_0}{1 + 4\Delta^2/\Gamma^2}. \tag{5.3}$$

La force moyenne est le produit du nombre d'échanges par seconde et de l'impulsion $\hbar\boldsymbol{k}$ acquise à chaque absorption :

$$\boldsymbol{F} = \frac{\Gamma}{2}\frac{s}{1+s}\hbar\boldsymbol{k} = \frac{\Gamma}{2}\frac{s_0}{1+s_0}\frac{1}{1 + 4\Delta^2/(\Gamma\sqrt{1+s_0})^2}\hbar\boldsymbol{k}. \tag{5.4}$$

La force moyenne est également une fonction lorentzienne selon le désaccord Δ de largeur $\Gamma\sqrt{1+s_0}$ élargie par saturation.

Dans le cas d'un atome immobile et en l'absence de champ magnétique, le désaccord Δ est égal à celui du laser δ_{L} :

$$\Delta = \delta_{\text{L}}. \tag{5.5}$$

5.1.2. Cas d'un atome animé d'une vitesse v en l'absence de champ magnétique : Mélasse optique et effet Doppler.

On suppose désormais que l'atome se déplace à une vitesse $\boldsymbol{v}$ (non relativiste) toujours en l'absence de champ magnétique. En raison de l'effet Doppler la fréquence du faisceau laser dans le référentiel de l'atome n'est pas celle dans celui du laboratoire. Pour un atome de vitesse $\boldsymbol{v}$ rencontrant une onde lumineuse de vecteur d'onde $\boldsymbol{k}$ la différence de fréquences entre les deux référentiels est $\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}$. En supposant le faisceau laser désaccordé de δ_{L}, le désaccord total vu par l'atome est :

$$\Delta = \delta_{\text{L}} - \boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}. \tag{5.6}$$

À chaque absorption, l'atome reçoit l'impulsion $\hbar\boldsymbol{k}$ et sa vitesse est changée. Le désaccord Δ varie donc à chaque cycle élémentaire d'absorption et émission spontanée. Pour que le désaccord Δ soit applicable à la force moyenne de pression de radiation il faut que le désaccord à chaque cycle soit changé d'une quantité petite devant la largeur $\Gamma\sqrt{1+s_0}$ de la force. Une transition telle que la pulsation de recul $\omega_{rec} = \hbar k^2/2M$ est petite devant la largeur Γ est dite « large » ($\omega_{rec} \ll \Gamma < \Gamma\sqrt{1+s_0}$). La transition $^1\text{S}_0 \rightarrow {}^1\text{P}_1$ est une transition large car $\Gamma/\omega_{rec} > 4000$.

3. En théorie des probabilités il s'agit d'une loi de Cauchy.

Dans le cas d'un jet atomique, les atomes se déplacent selon un axe spécifique $\boldsymbol{v} = v\boldsymbol{u_x}$ et la norme des vitesses suit une distribution de Maxwell-Boltzmann $\mathcal{F}(v)$ donnée équation 4.5. On place un faisceau laser de sens contraire au jet, de vecteur d'onde $\boldsymbol{k} = -k\boldsymbol{u_x}$ pour ralentir les atomes. Avec l'effet Doppler, la force sera maximale autour de la vitesse $-\delta_\mathrm{L}/k$ qui compense le désaccord du laser. D'après le principe fondamental de la dynamique projeté sur l'axe u_x on a :

$$M\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = F(v). \tag{5.7}$$

On écrit cette équation sous la forme :

$$Mv\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}x} = F(v), \tag{5.8}$$

qui s'intègre en :

$$M\int_{v_i}^{v_f} \frac{v}{F(v)}\mathrm{d}v = \int \mathrm{d}x = D_f, \tag{5.9}$$

où D_f est la distance de freinage, v_i la vitesse initiale et v_f la vitesse finale. En injectant la force écrite équation 5.4 avec le désaccord Doppler $\Delta = \delta_\mathrm{L} - kv$ dans l'intégrale on obtient :

$$\frac{D_f}{\ell_\mathrm{D}}s_0 = \frac{k^2}{\Gamma^2}\int_{v_i}^{v_f} v\left(1 + s_0 + 4(\delta_\mathrm{L} + kv)^2/\Gamma^2\right)\mathrm{d}v, \tag{5.10}$$

$$\ell_\mathrm{D} = \frac{M\Gamma}{\hbar k^3}, \tag{5.11}$$

où on a introduit la longueur caractéristique d'interaction de l'effet Doppler ℓ_D. Si on considère la distance D_f comme la distance de freinage pour que l'atome soit stoppé, $v_f = 0$, alors il vient :

$$\frac{D_f}{\ell_\mathrm{D}}s_0 = \frac{k^2}{\Gamma^2}v_i^2\left(\frac{1}{2} + \frac{s_0}{2} + \frac{2\delta_\mathrm{L}^2}{\Gamma^2} + \frac{8}{3}\frac{\delta_\mathrm{L}}{\Gamma^2}kv_i + \frac{k^2}{\Gamma^2}v_i^2\right). \tag{5.12}$$

Le polynôme du second degré entre parenthèse a un discriminant négatif, il est donc strictement positif et son point le plus bas est atteint pour $v_i = -8\delta_\mathrm{L}/6k$, avec $\delta_\mathrm{L} < 0$. Par conséquent tout atome de vitesse initiale $v_i > 0$ peut être ralenti. Cependant aux grandes vitesses initiales, le terme dominant est en puissance quatrième de la vitesse et la distance de freinage explose. La distance de freinage est tracée figure 5.1 pour un paramètre de saturation à résonance $s_0 = 2$ et un désaccord laser $\delta_\mathrm{L} = -10\Gamma$. Les atomes proches de résonance (zone grisée), c'est-à-dire dont la vitesse par effet Doppler compense le désaccord du laser δ_L à plus ou moins $\Gamma\sqrt{1 + \mathrm{s}_0}$, subissent une décélération beaucoup plus importante que les autres. Les atomes proches de résonance à l'entrée de la zone d'interaction ont une distance de freinage presque identique à l'échelle de la longueur caractéristique ℓ_D.

Lors du ralentissement d'un jet atomique, la distance d'interaction D_f est fixe. On optimise le désaccord et la saturation du faisceau laser pour que la distance de freinage des atomes proches de résonance approche la distance d'interaction. Si la distance d'arrêt d'un atome est plus courte que la longueur d'interaction alors l'atome fait demi-tour et retourne vers le four. En injectant $kv_i = -\delta_\mathrm{L}$ dans la dernière équation on obtient :

$$\frac{D_f}{\ell_\mathrm{D}}s_0 = \frac{\delta_\mathrm{L}^2}{2\Gamma^2}(1 + s_0) + \frac{\delta_\mathrm{L}^4}{3\Gamma^4}. \tag{5.13}$$

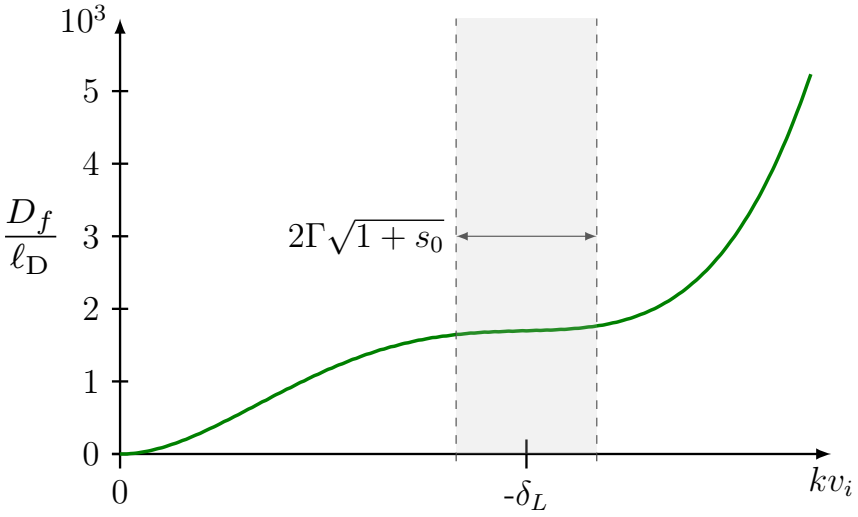


FIGURE 5.1 – **Distance de freinage nécessaire pour stopper un atome en fonction de sa vitesse initiale** v_i**.** Le désaccord laser est $\delta_\mathrm{L} = -10\Gamma$ et le paramètre de saturation à résonance $s_0 = 2$.

Pour un désaccord du faisceau ralentisseur grand devant la largeur naturelle $\delta_\mathrm{L} \gg \Gamma$, on conserve uniquement le terme en puissance quatrième du désaccord. Pour ralentir des vitesses deux fois plus élevées, il faut doubler le désaccord et multiplier par $2^4 = 16$ l'intensité, ce qui est difficilement réalisable en pratique.
Avec les paramètres présentés figure 5.1 et appliqués à un faisceau sondant la transition $^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^1\mathrm{P}_1$ de l'ytterbium pour laquelle $\ell_\mathrm{D} = 129$ µm, la distance de freinage des atomes proches de résonance est de 15 cm.
Un faisceau ralentisseur étant particulièrement efficace proche de résonance, on propose de superposer plusieurs faisceaux laser, contra-propageants au jet atomique à différents désaccords. Le désaccord entre un ralentisseur et celui successif doit permettre à l'atome de rester toujours proche de résonance. Un désaccord raisonnable est $\delta_\mathrm{L} = -4\Gamma$ entre deux faisceaux ralentisseurs pour une saturation $s_0 = 2$. Avec l'atome d'ytterbium sur la transition $^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^1\mathrm{P}_1$ il suffit de quelques centimètres pour que les atomes descendent d'une plage de vitesses aux alentours des 200 m s^{-1} à la suivante. Ainsi avec une puissance laser suffisante et en multipliant les fréquences δ_L, il est possible de ralentir consécutivement un atome depuis n'importe quelle vitesse initiale à condition d'avoir une distance de freinage suffisante.

Pour le moment nous avons décrit le ralentissement d'un atome en considérant des vitesses positives et contraires à la direction des faisceaux laser. Pour une longueur d'interaction suffisante, la vitesse de l'atome s'annule puis change de signe et l'atome fait demi-tour. Pour qu'un atome reste autour de la vitesse nulle, il faut que les forces se compensent. On choisit d'opposer selon l'axe $\boldsymbol{u_x}$ deux faisceaux laser de même désaccord δ_L et de même paramètre de saturation à résonance s_0. Par symétrie, les atomes qui sont amenés à la vitesse nulle selon l'axe des lasers vont rester en moyenne immobiles. Lorsque les atomes sont arrêtés selon les trois directions de l'espace on parle de mélasse optique.

Désormais on utilise plusieurs faisceaux laser de directions différentes. L'atome est saturé par plusieurs champs lumineux mais interagit à chaque absorption avec un seul d'entre eux. D'autre part l'émission peut être stimulée selon la direction d'un autre faisceau et n'est plus isotrope. Par suite la force moyenne de pression de radiation de chaque faisceau laser est dépendante des autres champs lumineux. Il s'agit d'un problème complexe qui, sous certaines hypothèses, admet une solution approchée de la force totale s'appliquant sur l'atome.
Dans le premier cas on suppose que le paramètre de saturation à résonance de chaque faisceau est faible $s_0 \ll 1$. Sous cette hypothèse de faible saturation les faisceaux laser sont considérés indépendants. La somme des forces appliquées par chaque faisceau laser L_j est une bonne approximation de la force totale moyenne, qui s'écrit :

$$\boldsymbol{F} = \sum_j \frac{\Gamma}{2} s_{0j} \hbar \boldsymbol{k_j} = \sum_j \frac{\Gamma}{2} \frac{I_j}{I_{\mathrm{sat}}} \frac{1}{1 + 4(\Delta_j/\Gamma)^2} \hbar \boldsymbol{k_j}. \tag{5.14}$$

Dans le cas à une dimension d'un atome pris entre deux faisceaux laser se faisant face et se déplaçant sur l'axe entre les deux, on trace la force totale figure 5.2. Le module de la force est

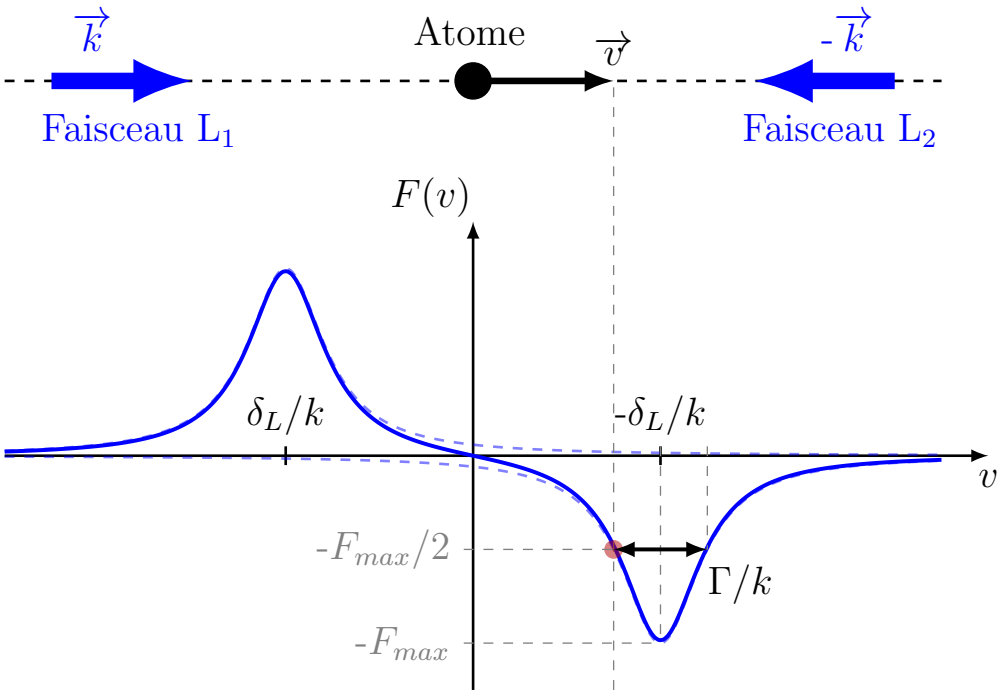


FIGURE 5.2 – **Force de friction ressentie par un atome pris entre deux lasers en fonction de sa vitesse (1D).** La force $\boldsymbol{F}(v)$ à faible saturation est tracée en bleu. Les forces appliquées par les faisceaux L_1 et L_2 sont tracées en tirets bleus. Le désaccord laser est $\delta_{\mathrm{L}} = -2\Gamma$.

encore maximal lorsque l'effet Doppler compense le désaccord du faisceau laser $\Delta = \delta_{\mathrm{L}} - kv = 0$. L'amplitude de la force prend la forme d'une lorentzienne de largeur Γ/k (faible saturation) autour de la vitesse de résonance $-\delta_{\mathrm{L}}/k$.
Le désaccord du faisceau laser est choisi négatif $\delta_{\mathrm{L}} < 0$ (désaccordé vers le rouge) de sorte que

l'atome subit une force de friction qui le ralentit.
Proche de la vitesse nulle, les forces s'équilibrent en moyenne. Cependant chaque atome continue d'absorber et d'émettre des photons. Ces évènements élémentaires provoquent une diffusion dans l'espace des impulsions autour de la vitesse nulle. Dans la limite des petites vitesses $|v| \ll \Gamma/k$ et toujours à faible saturation, la force totale à l'ordre un s'écrit :

$$\boldsymbol{F} = -Mc_{\mathrm{f}}\boldsymbol{v}, \tag{5.15}$$

$$Mc_{\mathrm{f}} = \hbar k^2 s_0 \frac{-2\delta_{\mathrm{L}}\Gamma}{\delta_{\mathrm{L}}^2 + \Gamma^2/4}, \tag{5.16}$$

où c_{f} est le coefficient de friction. Ce coefficient est maximal pour $\delta_{\mathrm{L}} = -\Gamma/2$.
D'autre part si on applique la théorie du mouvement brownien à la diffusion en impulsion de l'atome on obtient un coefficient de diffusion D_p. À faible saturation on suppose que l'émission est spontanée et isotrope. Pour une direction d'émission aléatoire et pour un ralentissement dans les trois directions de l'espace (à l'aide de six faisceaux) ce coefficient de diffusion en impulsion D_p vaut :

$$D_p = \hbar^2 k^2 s_0 \Gamma. \tag{5.17}$$

À partir du coefficient de friction et du coefficient de diffusion on en déduit l'énergie $k_{\mathrm{B}}T$ du système :

$$k_{\mathrm{B}}T = \frac{D_p}{Mc_{\mathrm{f}}} = \frac{\hbar\Gamma}{2}\frac{\Gamma}{4|\delta_{\mathrm{L}}|}\left(1 + \frac{4\delta_{\mathrm{L}}^2}{\Gamma^2}\right). \tag{5.18}$$

On remarque que la température finale T ne dépend pas de s_0 (intensité des faisceaux laser) mais uniquement du désaccord $|\delta_{\mathrm{L}}|$.

Les atomes ralentis forment une mélasse optique dont la température limite T_{D}, dans le cadre d'un refroidissement par effet Doppler, est atteinte pour $\delta_{\mathrm{L}} = -\Gamma/2$ et vaut :

$$k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{D}} = \frac{\hbar\Gamma}{2} \tag{5.19}$$

En utilisant le principe d'équipartition de l'énergie,

$$\frac{1}{2}Mv^2 = \frac{1}{2}k_{\mathrm{B}}T, \tag{5.20}$$

et par une approche par équation de Fokker-Planck, on montre que la distribution en vitesse stationnaire est une gaussienne (distribution de Maxwell-Boltzmann) de largeur en vitesse minimale v_{D} à la température Doppler :

$$v_{\mathrm{D}} = \sqrt{\frac{\hbar\Gamma}{2M}}. \tag{5.21}$$

Dans ce premier cas nous avons considéré une faible saturation des atomes pour chaque faisceau laser. Cette hypothèse nous a permis de décrire le comportement des atomes lorsque la vitesse tend vers zéro. L'hypothèse de faible saturation des atomes implique que le taux d'échange (absorption-émission) de photons par l'atome est faible comparé au taux naturel Γ. Or moins il y a d'interactions entre les atomes et la lumière et plus le temps et la distance de ralentissement

seront longs. C'est pourquoi on se place, en pratique, dans un régime où la saturation à résonance est proche de 1. Dans ce nouveau régime on utilise une solution « heuristique » pour décrire la somme des forces s'appliquant sur les atomes. Cette solution en bon accord avec les résultats expérimentaux consiste à dire que l'atome subit une force totale :

$$\boldsymbol{F}(\boldsymbol{v}) \simeq \frac{\Gamma}{2} \sum_j \frac{s_{0j}}{1 + 4(\Delta_j/\Gamma)^2 + \sum_j s_{0j}} \hbar \boldsymbol{k}_j, \tag{5.22}$$

qui est la somme des forces de chaque faisceau laser mais en prenant en compte une saturation globale des atomes. En développant les mêmes arguments de diffusion que précédemment on obtient la nouvelle température d'équilibre. Pour des faisceaux dont le paramètre de saturation est de l'ordre de l'unité $s_{0j} \sim 1$ et un désaccord δ_L, la température d'équilibre devient :

$$k_\mathrm{B} T = \frac{\hbar\Gamma}{2} \frac{\Gamma}{4|\delta_\mathrm{L}|} \left(1 + \frac{4\delta_\mathrm{L}^2}{\Gamma^2} + \sum_j s_{0j} \right) \tag{5.23}$$

Sans l'hypothèse de faible saturation, la température finale de la mélasse optique dépend du désaccord et de la saturation totale. Pour un désaccord δ_L fixé, la température augmente avec la saturation totale.

En conclusion, nous avons montré qu'un atome en mouvement, et en l'absence de champ magnétique, peut être ralenti par un faisceau laser de sens contraire à son mouvement. Du fait de l'effet Doppler, la force de pression de radiation dépend de la vitesse de l'atome selon l'axe du laser. L'amplitude de la force est maximale lorsque le désaccord issu de l'effet Doppler compense le désaccord du laser. Les atomes dont les vitesses sont proches de résonance sont fortement ralentis. Pour ralentir au mieux les atomes on utilise un désaccord négatif $\delta_\mathrm{L} < 0$. Proche de la vitesse nulle, on équilibre les forces selon les trois axes de l'espace avec six faisceaux laser. Ce dispositif s'appelle une mélasse optique. Les atomes sont en moyenne immobiles et à cause des absorptions et émissions successives ils possèdent toujours une vitesse résiduelle. Leur température d'équilibre finale est déduite du coefficient de friction et de diffusion en impulsion. Elle atteint une limite basse sous l'hypothèse de faible saturation appelée température Doppler T_D.

5.1.3. Cas d'un atome immobile sous un champ magnétique : effet Zeeman

On suppose dans ce paragraphe un atome immobile et soumis à un champ magnétique. Dans un premier temps nous allons expliquer l'impact du champ magnétique sur la structure électronique de l'atome. Dans un deuxième temps on montre comment utiliser le champ magnétique pour attirer l'atome en un point particulier de l'espace.

Tout d'abord, l'atome est plongé dans un champ magnétique constant et uniforme $\boldsymbol{B} = B\boldsymbol{u_x}$. Selon l'état électronique, l'atome possède un moment cinétique total $\boldsymbol{J}$. Or tout moment cinétique est lié à un moment magnétique $\boldsymbol{M}$, colinéaire et proportionnel d'un facteur appelé rapport gyromagnétique. Dans le cas des électrons en orbite autour du noyau, le

magnétisme a deux origines qui sont le moment orbital et le spin des électrons. Lorsque le noyau possède de plus un moment nucléaire $\boldsymbol{I}$ on parle de magnétisme nucléaire. Cependant ce magnétisme nucléaire ne concerne pas les isotopes bosoniques de l'ytterbium et est omis dans ce paragraphe.
Pour les niveaux électroniques tels que le moment cinétique $\boldsymbol{J}$ n'est pas nul, on assiste à une levée de dégénérescence des niveaux magnétiques de l'atome sous l'effet du champ magnétique, c'est l'effet Zeeman [4]. Chaque niveau Zeeman est caractérisé par le nombre quantique magnétique m_j dont les valeurs sont quantifiées de $-J$ à $+J$ par saut de une unité. Chaque niveau Zeeman est décalé de l'énergie $\Delta E(m_j)$ correspondant à l'énergie propre du hamiltonien d'interaction entre le moment magnétique des électrons et le champ magnétique externe. Ce déplacement des niveaux Zeeman suivant l'axe de quantification vaut :

$$\Delta E(m_j) = -m_j g_{\mathrm{L}} \mu_{\mathrm{B}} B \tag{5.24}$$

où le magnéton de Bohr μ_{B} est le rapport gyromagnétique de l'électron (voir annexe B) et le facteur de Landé g_{L} est un facteur correctif dépendant de l'état électronique.
Le facteur de Landé s'exprime ainsi :

$$g_{\mathrm{L}} = 1 + (g_{e^-} - 1)\frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}$$

où $g_{e^-} \simeq 2$ est le facteur de Landé de l'électron (voir annexe B).

On montre figure 5.3 une transition $J = 0 \to J' = 1$ entre un niveau initial sans moment angulaire et un niveau excité de moment angulaire $J' = 1$. Le niveau initial qui ne possède pas de moment angulaire, $m_j = 0$, est invariant sous l'effet du champ magnétique. En revanche, pour l'état excité, le champ magnétique lève la dégénérescence des trois niveaux magnétiques. On a un triplet de niveaux Zeeman de nombres quantiques magnétiques $m_{j'} = \{-1; 0; 1\}$ projetés selon $\boldsymbol{u_x}$. Lorsque l'atome passe de l'état initial à un des états Zeeman, la projection du moment angulaire total peut changer. Pour promouvoir un électron sur un des niveaux Zeeman, la projection du spin du photon absorbé doit être égale à la différence $m_{j'} - m_j$. On parle de polarisation du photon selon l'axe $\boldsymbol{u_x}$. Si le champ électrique associé au photon est de norme constante et tourne positivement (resp. négativement) autour de l'axe $\boldsymbol{u_x}$ on parle de polarisation circulaire σ^+ (resp. σ^-) de projection $+1$ (resp. -1). Si le champ électrique est orienté selon l'axe u_x on parle de polarisation π.

Maintenant on montre comment utiliser cette levée de dégénérescence des niveaux Zeeman pour attirer les atomes en un point particulier de l'espace à l'aide de la force de pression de radiation. [5] La figure 5.4 sert de support pour cet exemple. On se place à une dimension selon

4. En hommage au physicien néerlandais Pieter Zeeman, colauréat avec Hendrik Lorentz du prix Nobel de physique 1902 « en reconnaissance des services extraordinaires qu'ils ont rendus par leurs recherches sur l'influence du magnétisme sur les phénomènes de radiation ».

5. Un atome dans un niveau électronique possédant des sous-niveaux Zeeman va naturellement se diriger vers les zéros de champ magnétique afin de minimiser son énergie potentielle. Par exemple un atome d'ytterbium dans l'état méta-stable $^3\mathrm{P}_2$ peut être piégé par un champ magnétique sans avoir recours à aucun faisceau laser. En revanche $^3\mathrm{P}_0$ de moment angulaire total nul ($J = 0$) ne peut pas l'être.

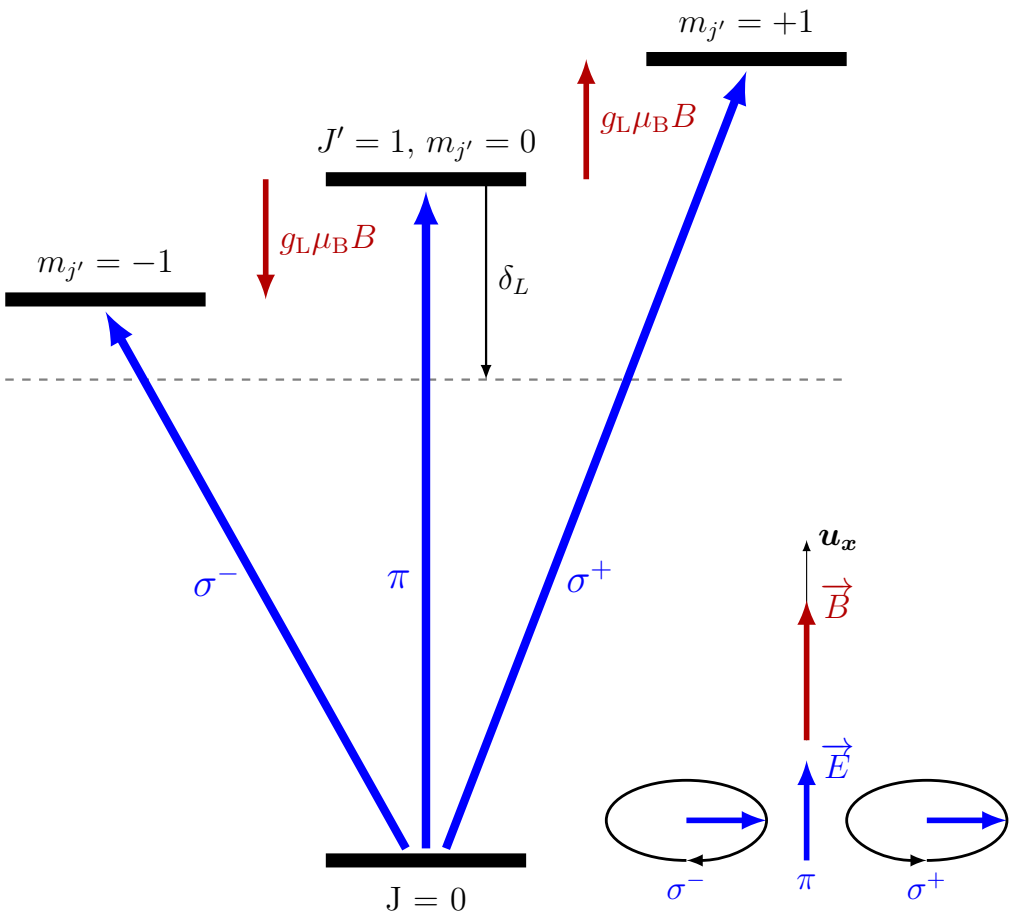


FIGURE 5.3 – **Levée de dégénérescence des niveaux Zeeman magnétiques et polarisation des photons pour une transition** $J = 0 \rightarrow J' = 1$**.** Le désaccord δ_{L} d'un laser est ajouté pour illustration.

l'axe $\boldsymbol{u_x}$. Un atome immobile dans l'état $J = 0$ est illuminé par deux faisceaux laser de vecteurs d'onde $\boldsymbol{k} = k\boldsymbol{u_x}$ et $-\boldsymbol{k}$ et de paramètre de saturation s_0. Dans la continuité du paragraphe sur l'effet Doppler, le désaccord δ_{L} par rapport à l'énergie de la transition $J = 0 \to J' = 1$ sans champ magnétique est choisi négatif. On suppose que l'atome est soumis à un champ magnétique $\boldsymbol{B} = B(x)\boldsymbol{u_x} = bx\ \boldsymbol{u_x}$ linéaire. Par effet Zeeman, le niveau excité $J' = 1$ se sépare en trois niveaux Zeeman comme expliqué figure 5.3. Le désaccord entre la transition atomique et les faisceaux laser devient pour chaque niveau Zeeman :

$$\Delta(x) = \delta_{\mathrm{L}} - \frac{m_j g_{\mathrm{L}} \mu_{\mathrm{B}}}{\hbar} B(x). \tag{5.25}$$

La polarisation choisie pour les faisceaux laser est une polarisation circulaire afin de sonder les niveaux Zeeman sensibles au champ magnétique. On souhaite amener l'atome à la position $x = 0$ au zéro de champ magnétique $B(x) = 0$. La force de pression de radiation du laser poussant l'atome vers la position $x = 0$ doit être la plus grande. Si le paramètre de saturation est identique alors le laser poussant l'atome vers $x = 0$ doit être le plus proche de résonance ce qui impose le signe de la polarisation. Comme le champ magnétique change de signe en $x = 0$, les deux lasers ne sondent pas le même état Zeeman.
En faisant ce choix de polarisation et avec $s_0 \ll 1$, on obtient la force moyenne de pression de radiation sur l'atome selon $\boldsymbol{u_x}$ présentée figure 5.4. [6]

Dans notre exemple, les polarisations sont de signes opposés pour les deux faisceaux laser. Cette opposition vient de l'axe de quantification choisi $\boldsymbol{u_x}$ et du changement de direction du champ $\boldsymbol{B}$ le long de cet axe. Il existe une autre approche, peut-être plus naturelle, pour déterminer le sens de rotation du champ électrique de chaque faisceau afin d'amener l'atome en $x = 0$. Dans l'exemple figure 5.4, le faisceau L_2 de direction opposée à celle du champ $\boldsymbol{B}$ sonde le niveau Zeeman le plus bas afin de diminuer le désaccord Δ. Sa polarisation selon l'axe du champ $\boldsymbol{B}$ est donc σ^-. La polarisation selon l'axe du laser, appelée hélicité, est à l'inverse positive. On note cette hélicité h^+. Du côté des $x < 0$ négatifs, le laser L_1 est également opposé au champ B. En utilisant l'hélicité la situation devient symétrique et les deux faisceaux sont h^+. Si au contraire le champ magnétique est dirigé vers le point singulier $x = 0$, par exemple $\boldsymbol{B} = -bx\ \boldsymbol{u_x}$, alors les faisceaux sont colinéaires à $\boldsymbol{B}$ lorsqu'ils doivent pousser l'atome et l'hélicité des faisceaux est h^-. Si la polarisation n'est pas exactement circulaire par rapport à la direction du champ $\boldsymbol{B}$ alors la force de pression totale est, à faible saturation, la somme des forces appliquées sur les différents niveaux Zeeman pondérées par la probabilité d'excitation de chaque niveau.

Dans le cas d'un atome de vitesse v soumis à un champ magnétique, le désaccord devient une fonction de la position et de la vitesse de l'atome. Dans le cas d'un faisceau ralentisseur faisant face à un jet atomique selon u_x le désaccord s'écrit :

$$\Delta = \delta_{\mathrm{L}} - kv - \frac{m_j g_{\mathrm{L}} \mu_{\mathrm{B}}}{\hbar} B(x). \tag{5.26}$$

En choisissant soigneusement la fonction $B(x)$, il est possible de garder le désaccord Δ nul au cours du ralentissement. La force de pression de radiation est maintenue à son maximum

6. Si la saturation est différente pour les deux faisceaux, les atomes se répartissent sur la ligne de champ magnétique équilibrant les forces. Les atomes se placent par exemple sur un anneau qui correspond à une ligne équipotentielle du champ magnétique.

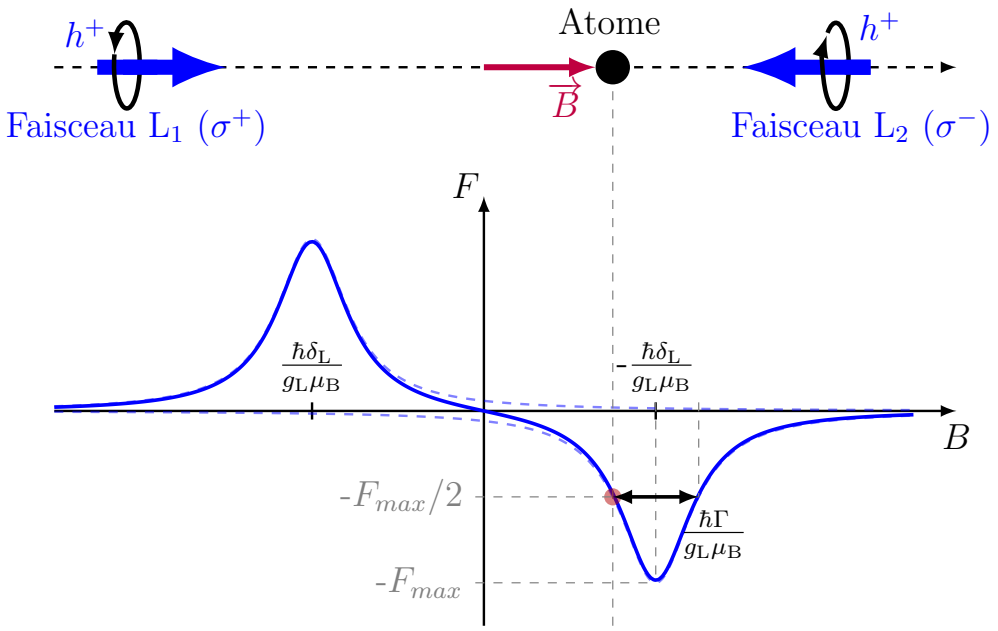


FIGURE 5.4 – **Force de pression de radiation moyenne ressentie par un atome pris entre deux lasers et soumis à un champ magnétique linéaire.** L'atome à la position x est soumis à un champ $\boldsymbol{B} = bx\ \boldsymbol{u_x}$ linéaire et croissant. L'effet Zeeman provoque la levée de dégénérescence des niveaux magnétiques. Après un choix judicieux de polarisation la force totale pousse l'atome vers le point $x = 0$. On trace cette force (courbe bleue) pour une faible saturation et un désaccord $\delta_L = -2\Gamma$.

compte tenu de la saturation à résonance s_0 à la position x pour une certaine vitesse $v(x)$ sur toute la distance d'interaction. Grâce à cette méthode de ralentissement Zeeman, il est possible de ralentir les atomes sur une plus grande plage de vitesses et sur une distance d'arrêt réduite par rapport à l'effet Doppler seul. Il existe de nombreux exemples de conception et réalisation de tels ralentisseurs par effet Zeeman [7]. Pour l'atome d'ytterbium [62, 44, 75, 106] il suffit d'une vingtaine de centimètres pour ralentir tous les atomes de vitesses inférieures à 300 m/s avec un paramètre $s_0 \simeq 1$ sur la transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$.
Dans le but de construire une expérience particulièrement simple, nous avons décidé de ne pas utiliser de ralentisseur Zeeman. Cette expérience veut montrer pour l'atome d'ytterbium que l'utilisation d'une ou plusieurs fréquences de ralentisseur avec effet Doppler suffit à charger rapidement un grand nombre d'atomes. En l'absence de ralentisseur Zeeman, on réduit les perturbations des champs magnétiques résiduels dans la cellule. Surtout l'expérience est plus compacte ce qui améliore notamment le flux d'atomes arrivant dans la cellule.

Cet exemple du ralentisseur Zeeman montre que la force de pression de radiation s'appliquant sur l'atome est une fonction de la vitesse et de la position en présence d'un champ magnétique statique $B(x)$. L'utilisation conjuguée de l'effet Doppler pour refroidir et de l'effet

7. On peut conseiller l'article détaillé et complet sur la réalisation d'un ralentisseur Zeeman pour césium et ytterbium simultanément par S.A. Hopkins *et al.* à Durham en 2015 [44]

Zeeman pour piéger les atomes est appelé Piège Magnéto-Optique (PMO).

5.2. Le Piège Magnéto-Optique

On reprend l'exemple présenté figure 5.4 du paragraphe précédent en ajoutant une vitesse à l'atome. On se place à une dimension avec un champ magnétique linéaire croissant $\boldsymbol{B} = bx\ \boldsymbol{u_x}$. On place tête-bêche deux faisceaux laser de faible saturation s_0, de désaccord $\delta_\mathrm{L} < 0$ négatif et d'hélicité positive. Un atome de vitesse v à la position x subit la force suivante :

$$F(x,v) = \frac{\hbar k\Gamma}{2} s_0 \left[\frac{1}{1+4\left(\dfrac{\delta_\mathrm{L} - kv - g_\mathrm{L}\mu_\mathrm{B} bx/\hbar}{\Gamma}\right)^2} - \frac{1}{1+4\left(\dfrac{\delta_\mathrm{L} + kv + g_\mathrm{L}\mu_\mathrm{B} bx/\hbar}{\Gamma}\right)^2} \right] \tag{5.27}$$

Suivant le même principe que pour le ralentisseur Zeeman, le gradient de champ magnétique du PMO permet de ralentir des vitesses plus élevées que pour une mélasse optique. La vitesse maximale à l'entrée du piège que peut avoir un atome qui finit piégé est appelée vitesse de capture du PMO. Soit D_PMO la distance maximale d'arrêt dans le piège. Pour obtenir un ordre de grandeur de la vitesse de capture, on cherche la vitesse initiale à la position $-D_\mathrm{PMO}/2$ telle que l'atome soit à vitesse nulle à la position $+D_\mathrm{PMO}/2$ en limite de piège. On suppose que l'atome est constamment à résonance. En limite du piège, la vitesse est nulle donc le désaccord laser qui compense l'effet Zeeman est

$$|\delta_\mathrm{L}| = \frac{g_\mathrm{L}\mu_\mathrm{B} b}{\hbar}\frac{D_\mathrm{PMO}}{2}. \tag{5.28}$$

A l'entrée du piège, la vitesse de capture v_c est prise comme la vitesse initiale telle que le faisceau est à résonance, *i.e.* le désaccord Doppler compense la somme du désaccord Zeeman et du désaccord δ_L. En utilisant l'égalité obtenue en limite du piège, il vient :

$$kv_c = \frac{g_\mathrm{L}\mu_\mathrm{B} b}{\hbar} D_\mathrm{PMO} = 2|\delta_\mathrm{L}|. \tag{5.29}$$

Sous l'hypothèse que l'atome est à résonance tout au long du ralentissement, on a :

$$\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}x} = \frac{g_\mathrm{L}\mu_\mathrm{B} b}{\hbar k}$$

D'autre part la force ressentie par l'atome est constante et égale à la force maximale :

$$F_{max} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} s_0. \tag{5.30}$$

On en déduit la relation suivante :

$$\frac{kv_c}{\Gamma} = \sqrt{\frac{D_\mathrm{PMO}}{\ell_\mathrm{D}}\frac{s_0}{2}} \tag{5.31}$$

La vitesse de capture dans un PMO évolue comme la racine carrée de la saturation à résonance et de la distance de capture. Ceci est bien plus avantageux que pour la mélasse optique où la vitesse augmente comme la racine quatrième pour une distance suffisamment grande (équation 5.12).

De même que pour la mélasse optique, on regarde la distribution des vitesses et des positions des atomes piégés dans le PMO. On se limite à des effets Doppler et Zeeman générant un désaccord petit devant la largeur naturelle Γ. La force à l'ordre un en vitesse et position s'écrit :

$$F(x,v) = -Kx - Mc_f v. \tag{5.32}$$

Le coefficient de friction c_f a déjà été introduit pour la mélasse optique. Pour la dépendance en position, on l'assimile à une force de rappel de raideur K (bien que la force de pression soit non conservative). Le coefficient de friction étant identique à celui d'une mélasse optique, les atomes dans le PMO atteignent la même température limite. Pour la position, le mouvement final de la particule est un mouvement harmonique amorti. La raideur K du piège vaut :

$$K = kg_{\mathrm{L}}\mu_{\mathrm{B}} b\ s_0\ \frac{-2\delta_{\mathrm{L}}\Gamma}{\delta_{\mathrm{L}}^2 + \Gamma^2/4}, \tag{5.33}$$

similaire au coefficient de friction. En utilisant le même traitement que pour la friction, on déduit du coefficient en impulsion D_p que la distribution d'équilibre en position est une gaussienne d'écart-type x_0 :

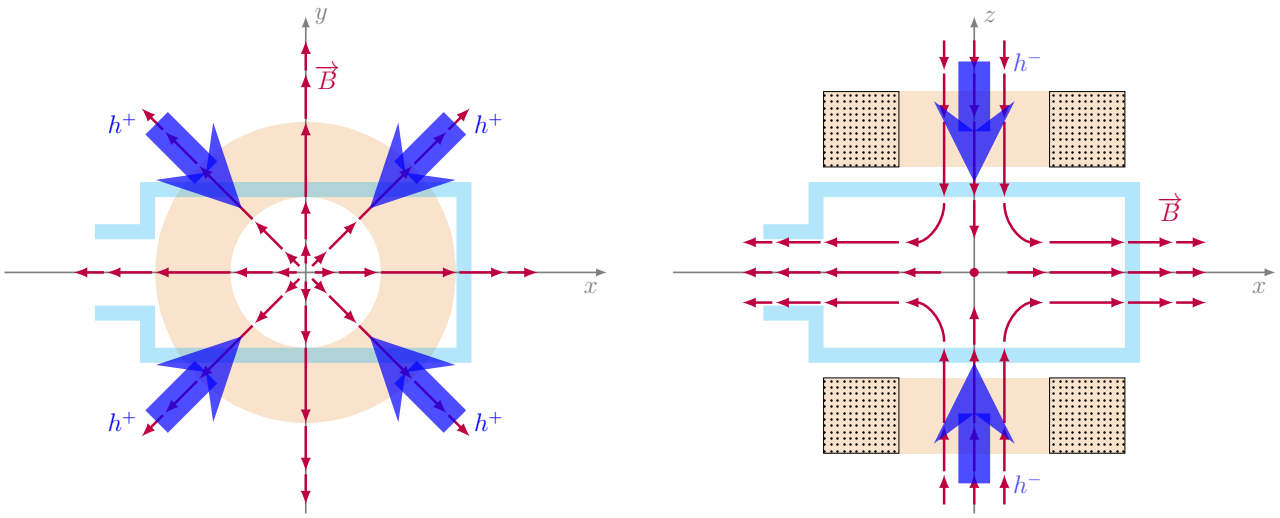
$$x_0 = \sqrt{\frac{\hbar\Gamma}{kg_{\mathrm{L}}\mu_{\mathrm{B}} b s_0}} \times \frac{\Gamma}{8|\delta_{\mathrm{L}}|}\left(1 + \frac{4\delta_{\mathrm{L}}^2}{\Gamma^2}\right). \tag{5.34}$$

L'écart-type x_0 est parfois très petit devant celui mesuré. Une première raison vient lorsque le nombre d'atomes augmente. En effet la lumière de fluorescence produite par les atomes crée une force de répulsion entre ces derniers. Lorsque cette force s'équilibre avec la force de radiation des faisceaux du piège, la densité d'atomes piégés devient constante. La densité d'équilibre peut être approchée par la formule suivante :

$$n = \frac{16\pi}{3}\frac{g_{\mathrm{L}}\mu_{\mathrm{B}} b}{\hbar\lambda^2}\frac{|\delta_{\mathrm{L}}|}{\Gamma^2}. \tag{5.35}$$

Pour l'atome d'ytterbium refroidi sur la transition $^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^1\mathrm{P}_1$, avec un désaccord $\delta_{\mathrm{L}} = -2\Gamma$ et un gradient de champ magnétique $b = 32$ G/cm, on obtient $n = 3{,}2 \times 10^{10}$ atomes/cm^3.

Pour conclure, la généralisation à trois dimensions du piège magnéto-optique ne pose aucun problème théorique. La figure 5.5 est une représentation schématique de la configuration expérimentale. Le champ magnétique est généré par des bobines en configuration anti-Helmholtz parcourues par des courants de sens opposés. Le chapitre suivant présente les résultats expérimentaux obtenus à partir de cette configuration du piège.



(a) **Vue dans le plan horizontal (Oxy)** (b) **Vue dans le plan vertical (Oxz)**

FIGURE 5.5 – **Schéma du Piège Magnéto-optique (à l'échelle).** Le parallélépipède en bleu ciel représente la cellule. Autour de la cellule sont placées les deux bobines générant le champ magnétique. Le sens de rotation du courant est opposé pour les deux bobines de sorte que le champ magnétique sur l'axe vertical z va vers le centre de la cellule. On parle de bobines en configuration anti-Helmholtz. Les six faisceaux laser nécessaires au refroidissement sont représentés avec leur hélicité.

5.3. Application à l'atome d'ytterbium

Pour clore ce chapitre, on reprend les différents paramètres introduits de manière théorique et on les applique à l'atome d'ytterbium pour les deux transitions de piégeage, la transition dipolaire électrique $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ et la transition d'intercombinaison $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$. Les valeurs des paramètres, référencées ou calculées à partir de ces références, sont affichées tableau 5.1.

La différence majeure entre ces deux transitions vient de la largeur naturelle Γ qui est 160 fois plus élevée pour la transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ comparée à celle d'intercombinaison $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$. Le nombre de cycles absorption émission étant plus élevé pour la transition bleue, la force de pression de radiation est aussi 160 fois plus grande. Évidemment ce rapport se retrouve dans la vitesse, qui par effet Doppler, et le champ magnétique, qui par effet Zeeman, sont responsables d'un désaccord de Γ. Ainsi, le piégeage avec la transition bleue s'adresse à des atomes plus rapides et nécessite un piège magnétique plus raide qu'un piège vert pour fonctionner. Dans les résultats présentés dans cette thèse, nous utilisons la transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ pour ralentir le plus grand nombre possible d'atomes d'ytterbium. Une grande largeur naturelle assure de ralentir de plus grandes vitesses mais la température la plus basse atteignable dans une mélasse est aussi plus élevée. C'est pourquoi, en conclusion de cette deuxième partie, on présente un dispositif utilisant la transition $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ pour refroidir davantage les atomes préalablement piégés dans un piège bleu.

Définition	Paramètre	$^1S_0 \to {}^1P_1$ « bleue »	$^1S_0 \to {}^3P_1$ « verte »	Unité
Énergie	$\Delta E/hc$	25 068,222	17 992,007	cm^{-1}
Longueur d'onde	$\lambda = hc/\Delta E$	398,911	555,802	nm
Fréquence	$\nu = \Delta E/h$	$751\ 526{,}4 \times 10^9$	$539\ 386{,}8 \times 10^9$	s^{-1}
Temps de vie	τ ([97, 12])	$5{,}464 \pm 0{,}005$	$866{,}1 \pm 7{,}4$	ns
Largeur naturelle	$\Gamma = 1/\tau$	$1{,}830 \times 10^8$	$1{,}154 \times 10^6$	s^{-1}
	$\Gamma/2\pi$	29 100	184	kHz
Intensité de saturation	$I_{\text{sat}} = \frac{\pi}{3} \times hc\Gamma/\lambda^3$	60	0,14	mW cm^{-2}
Longueur d'interaction	$\ell = M\Gamma/\hbar k^3$	129	2,2	µm
Température Doppler	$T_{\text{D}} = \hbar\Gamma/2k_{\text{B}}$	699	4,4	µK
Vitesse à T_{D}	$v_{\text{D}} = \sqrt{\hbar\Gamma/2M}$	182	14	mm s^{-1}
Vitesse de recul	$v_{\text{rec}} = \hbar k/M$	5,7	4,1	mm s^{-1}
Pulsation de recul	$\omega_{\text{rec}}/2\pi = h/2M\lambda^2$	7,2	3,7	kHz
Largeur de résonance	$\Gamma/\omega_{\text{rec}}$	4 072	50	
Température de recul	$T_{\text{rec}} = \hbar^2k^2/Mk_{\text{B}}$	0,69	0,35	µK
Accélération maximale	$a_{\text{max}} = v_{\text{rec}} \times \Gamma/2$	$5{,}2 \times 10^5$	$2{,}3 \times 10^3$	m s^{-2}
Désaccord Doppler de Γ	$v_\Gamma = \Gamma/k$	11 600	102	mm s^{-1}
Facteur de Landé	g_{L}	1,035	1,492 82	
Déplacement Zeeman	$g_{\text{L}}\mu_{\text{B}}/h$	1,4	2,0	kHz/mG
Désaccord Zeeman de Γ	$B_\Gamma = \hbar\Gamma/g_{\text{L}}\mu_{\text{B}}$	20 100	88	mG

TABLE 5.1 – **Caractéristiques des transitions $^1S_0 \to {}^1P_1$ et $^1S_0 \to {}^3P_1$ de l'ytterbium.** Définitions et valeurs des paramètres utiles pour piéger et refroidir l'atome d'ytterbium [56]. Les constantes utilisées sont la constante de Planck h et sa forme réduite $\hbar$, la constante de Boltzmann k_{B}, la célérité de la lumière dans le vide c. On utilise également les grandeurs que sont la masse de l'ytterbium ^{174}Yb $M = 173.94u$, avec u l'unité de masse atomique, le nombre d'onde $k = 2\pi/\lambda$ et le magnéton de Bohr μ_{B}. Les valeurs numériques sont disponibles en annexe B.

5.3.1. Utilisation d'un faisceau ralentisseur

Dans notre expérience, les atomes arrivent depuis le four sous la forme d'un jet atomique. La vitesse moyenne des atomes dans le jet est grande devant la vitesse $v_\Gamma = \Gamma/k$ sur la transition ${}^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$. C'est pourquoi on ajoute un faisceau ralentisseur de désaccord plus large que les faisceaux du piège. Ce faisceau ralentit les atomes dont les vitesses sont dans la plage de résonance du laser par effet Doppler. La vitesse de ces atomes n'est pas annulée mais est amenée sous la vitesse de capture du piège magnéto-optique. Un exemple concret d'utilisation d'un tel ralentisseur est montré figure 5.6.

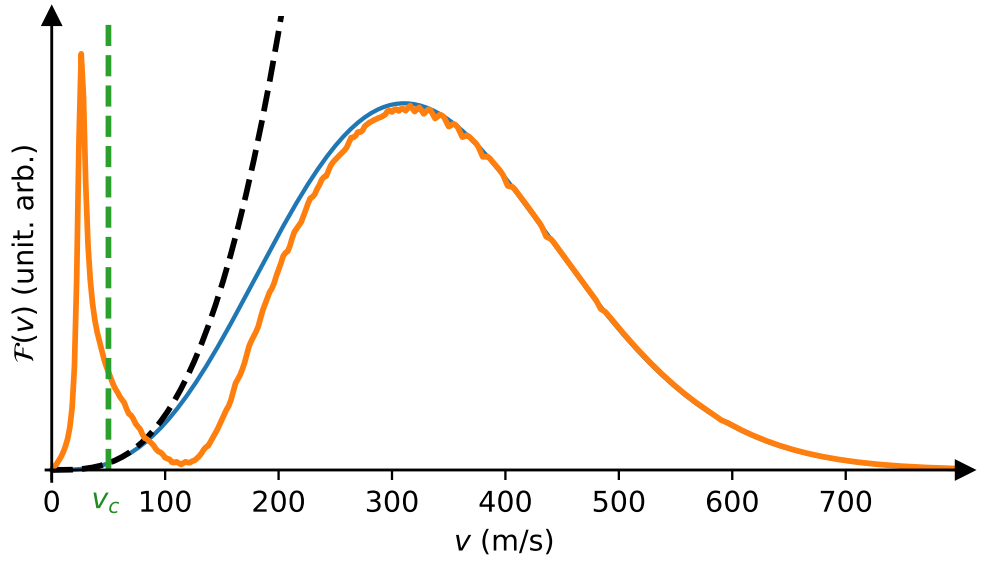


FIGURE 5.6 – **Effet du ralentisseur sur la distribution des vitesses du jet.**

À la sortie du four, la probabilité pour un atome du jet d'avoir une vitesse de norme v suit la distribution $\mathcal{F}(v)$ (équation 4.5) (courbe bleue), ici à $T = 673$ K. Aux basses vitesses, la distribution suit la fonction $v^3/2v_T^4$ (tirets noir) où $v_T = \sqrt{k_B T/M}$. Il y a, en proportion, peu d'atomes sous la vitesse de capture mais ce nombre grandit rapidement avec la vitesse de capture.

À l'aide d'un faisceau ralentisseur ($\delta_L = -10\Gamma_b$, $s_{0R} = 5$) les atomes proches de résonance sont ralentis sur une distance de freinage de 15 cm. On obtient une nouvelle distribution des vitesses à l'entrée du piège (courbe orange). La plage de résonance du ralentisseur est centrée sur $v_x = -\delta_L/k = 116$ m/s et a une largeur $\delta v = 2\Gamma_b\sqrt{1+s_0}/k = 57$ m/s. Les atomes dont la vitesse à l'entrée du piège est inférieure à la vitesse de capture $v_c = 50$ m/s (ligne verte) sont capturés par le PMO. Grâce au faisceau ralentisseur, le nombre d'atomes sous la vitesse de capture augmente considérablement.

5.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous sommes revenus sur l'interaction lumière-matière qui permet de contrôler les atomes. On montre comment la vitesse de l'atome et sa sensibilité au champ magnétique sont utilisées afin de l'immobiliser en un point particulier de l'espace. C'est le principe du piège magnéto-optique. Il existe une vitesse limite d'entrée dans le piège, appelée vitesse de capture. Notre but est qu'un maximum d'atomes du jet arrivent avec une vitesse inférieure à celle-ci. C'est pourquoi on utilise un faisceau ralentisseur dont on donne un exemple appliqué à l'ytterbium. Il existe une limite basse au refroidissement des atomes, appelée température Doppler. L'interaction lumière-matière est également à l'origine d'une limitation de la densité atomique. On donne ici toutes les caractéristiques de refroidissement pour les transitions $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ et $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ de l'ytterbium.

L'analyse de l'équilibre entre captures et pertes d'atomes piégés fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 6

Analyse d'un Piège Magnéto-Optique : Démonstration avec des paramètres fixes et un flux d'atomes variable.

Le jet atomique d'ytterbium a été caractérisé dans la première partie de cette thèse. À basse température, nous avons montré que la divergence du jet est constante et que le flux augmente presque exponentiellement avec la température du four. En revanche, au-dessus d'une température critique, la divergence du jet atomique augmente et la croissance du flux ralentit. On propose une première expérience pour vérifier la corrélation entre le nombre de nouveaux atomes dans le piège et le débit du jet atomique. Ces mesures permettent également de mesurer l'apport du faisceau ralentisseur dont les caractéristiques sont présentées figure 5.6. La température du four (creuset et nez) est la seule quantité variable durant cette expérience.

6.1. Dispositif expérimental

6.1.1. Paramètres du piège

Les mesures sont prises durant le refroidissement du four depuis la température initiale et stable de 460°C jusqu'à la température de 280°C. Le refroidissement est suffisamment lent pour prendre des mesures avec une incertitude de lecture de la température estimée à 3°C. L'incertitude entre la valeur lue et la température réelle de l'ytterbium n'est pas connue. La température est celle mesurée par le thermocouple au niveau des capillaires, à l'extérieur du creuset.
Les paramètres du Piège Magnéto-Optique et du faisceau ralentisseur sont fixes. Par conséquent la vitesse de capture du PMO et la plage de vitesses affectée par le faisceau ralentisseur sont fixées par les paramètres choisis.

Les valeurs des différents paramètres sont d'abord choisies suivant des considérations théoriques issues du chapitre précédent. Les atomes piégés forment un nuage violet (visible à l'œil) autour du point singulier O d'annulation du champ magnétique. Dans un rayon de 3 cm autour du point O, le champ magnétique est statique et considéré linéaire. On utilise comme référence le gradient de champ magnétique le long de l'axe des bobines (axe vertical z). Pour cette expérience on le fixe à $\nabla B = 32$ G/cm de sorte que le désaccord par effet Zeeman augmente de $1.5\Gamma_b$ par centimètre. Dans le plan horizontal médian entre les deux bobines, plan Oxy avec x

l'axe du jet atomique, le gradient est environ la moitié de celui vertical.

Pour la partie optique du piège, on fixe le désaccord des six faisceaux laser à $\delta_L = -2.1\Gamma_b$. La puissance totale des faisceaux laser du piège est limitée à $P_{\mathrm{PMO}} = 100$ mW pour protéger la fibre d'entrée du banc de division de Muquans. La puissance est répartie différemment entre les quatre faisceaux horizontaux ($P_H = 19$ mW par faisceau) et les deux faisceaux verticaux ($P_V = 12$ mW). Les puissances sont divisées ainsi pour deux raisons. D'une part, le gradient de champ magnétique plus élevé verticalement avantage le ralentissement Zeeman sur cet axe. D'autre part, la vitesse des atomes du jet est principalement dirigée selon l'axe x. Donc les atomes sont surtout ralentis par les quatre faisceaux horizontaux en diagonale du jet. Il y a tout intérêt à augmenter la saturation de ces derniers. La répartition finale des puissances se fait par optimisation de la fluorescence des atomes. Dans les faits on augmente l'intensité des faisceaux horizontaux jusqu'à ce que le nuage soit déformé verticalement d'un facteur deux environ. La saturation à résonance dépend de la géométrie des faisceaux. Le waist pour chaque faisceau du piège (rayon à $1/e^2$ de l'intensité maximale au centre pour des faisceaux gaussiens) est de 2,2 cm. Le paramètre de saturation à résonance au centre des faisceaux est $s_{0H} = 4{,}1 \times 10^{-2}$ pour chaque faisceau horizontal et $s_{0V} = 2{,}6 \times 10^{-2}$ pour chaque vertical.

On se place dans le régime de faible saturation. La force de pression de radiation imposée par chaque faisceau est indépendante des autres faisceaux. La force de pression totale ressentie par l'atome est la somme des forces. Une simulation de ce piège donne une vitesse de capture d'environ 40 m/s.

Afin d'augmenter la proportion d'atomes sous la vitesse de capture à l'entrée du piège, on complète le PMO par un faisceau ralentisseur de sens contraire au jet atomique. Le désaccord δ_R du ralentisseur est fixe par rapport à celui du laser, $\delta_R = \delta_{\mathrm{L}} - 7.6\Gamma_b$. La puissance $P_{\mathrm{Ral}} = 300$ mW est répartie sur 1 cm^2 ce qui donne une saturation $s_{0R} = 5$. À cause du dépôt d'atomes d'ytterbium sur la face de la cellule faisant face au jet, le diamètre du faisceau et la distance d'interaction avec le jet sont limités. On estime la distance de freinage à 15 cm. Les mêmes paramètres sont repris figure 5.6 ce qui donne une idée de la distribution des vitesses des atomes à l'entrée de la cellule.

6.1.2. Dispositif de mesure par fluorescence

L'ensemble des mesures présentées dans cette deuxième partie provient de la mesure de la fluorescence du nuage d'atomes piégés. On déduit des paramètres du piège optique la quantité de photons rayonnés par atome et par seconde.
Les atomes du nuage sont considérés immobiles car le désaccord dû à l'effet Doppler est négligeable devant la largeur de la transition Γ_b. De plus le nuage est au centre du piège où le champ magnétique est nul ce qui donne un paramètre de saturation moyen :

$$\overline{s} = \sum_{L_i} \frac{s_{0i}}{1 + 4\delta_{\mathrm{L}}^2/\Gamma^2}. \tag{6.1}$$

Le taux de diffusion de photons par un atome au paramètre de saturation $\overline{s}$ est $\Gamma_b\overline{s}/2$. À faible saturation $\overline{s} \ll 1$, la diffusion des photons par les atomes est supposée élastique (diffusion Rayleigh). L'énergie des photons émis $\hbar kc$ est identique à celle des photons incidents des faisceaux laser. D'autre part on suppose que la diffusion est isotrope. On collecte une partie de la fluorescence avec une lentille de large diamètre (⌀5 cm) et proche du nuage (14 cm). La proportion Ω collectée est égale à 8 ‰. Cette fluorescence est ensuite envoyée sur une photodiode (PDA100-A2, Thorlabs) qui va convertir la puissance lumineuse en un signal électrique. Le facteur de conversion g_{PD} est le produit de la transmission du filtre de 43 % à 399 nm, de la réponse du capteur $\rho = 0{,}2$ A/W à 399 nm et de l'amplification $g = 2{,}38 \times 10^6$ V/A (avec un gain de 70 dB sur 50 Ω).
C'est ce signal électrique qui est enregistré et analysé. Le facteur de conversion G entre le signal en volts et le nombre d'atomes se calcule comme suit :

$$G = \left[\Gamma_b \frac{\overline{s}}{2} \times \hbar kc \times \Omega \times g_{\mathrm{PD}}\right]^{-1}. \tag{6.2}$$

L'application numérique pour notre première expérience donne un gain :

$$G = \frac{1}{\overline{s}} \times 1{,}4 \times 10^4 \text{ atomes/mV}. \tag{6.3}$$

Comme les paramètres du piège sont fixes, le facteur G l'est aussi. Les incertitudes relatives entre les valeurs mesurées proviennent directement des signaux en Volts et l'incertitude systématique sur les valeurs absolues vient du facteur de conversion G.

6.1.3. Séquence typique de mesure

Une séquence typique de mesure se déroule comme présenté figure 6.1. Avant de lancer une séquence d'acquisition, tous les faisceaux laser ainsi que le champ magnétique sont éteints. Au lancement de la séquence ($t = -20$ s), le piège est allumé, c'est-à-dire la partie optique des faisceaux laser et le champ magnétique. Le piège n'est éteint qu'à la fin de la séquence à $t = 10$ s. L'état du faisceau ralentisseur change trois fois au cours de la séquence par intervalles de 10 s. Il est d'abord éteint, puis allumé à $t = -10$ s et de nouveau éteint à $t = 0$ s. Les deux premiers intervalles correspondent à un chargement du piège alors que le dernier est un délestage qui met en avant le temps de vie des atomes dans le piège.

6.2. Taux de chargement : évaluation à différentes températures du four

Dans un premier temps on regarde le taux de chargement L qui est le nombre d'atomes arrivant par seconde au centre du piège. L'objectif est de comparer ce taux L au flux d'atomes du jet arrivant dans la cellule.
Le flux capturé par seconde dépend de la température, de la vitesse de capture du PMO

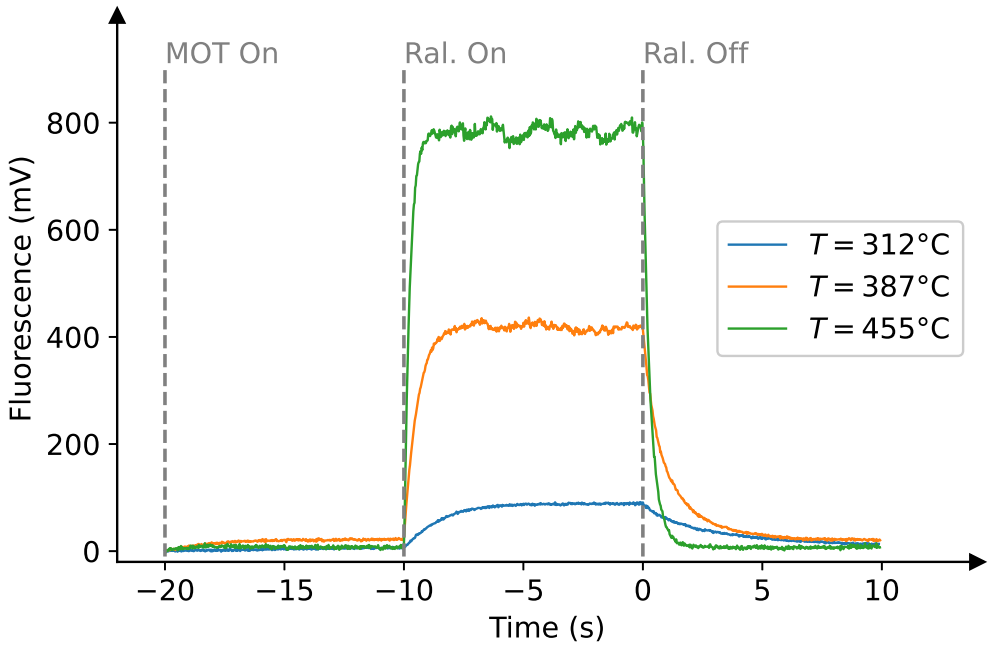


FIGURE 6.1 – **Séquence typique pour une analyse des performances du PMO.** Au début de la séquence ($t < -20$ s) tous les faisceaux laser et le champ magnétique sont éteints. Au temps $t = -20$ s, on allume les faisceaux pour la partie optique du piège et le champ magnétique pour ne les éteindre que 30 s plus tard. Après 10 s d'observation, on allume le faisceau ralentisseur. Au temps $t = 0$ s, on éteint le faisceau ralentisseur et on observe le piège se vider de ses atomes. La séquence est répétée à différentes températures dont trois sont sélectionnées pour illustration.

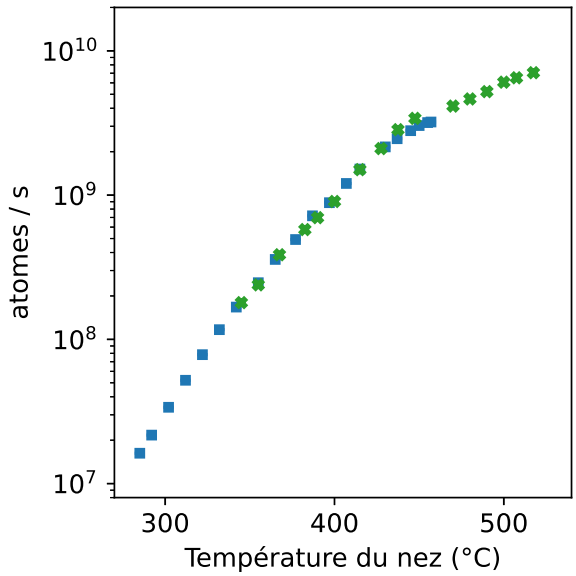
et de l'efficacité du faisceau ralentisseur. Les deux dernières quantités sont fixes. Pour une température donnée, le taux de chargement est donc fixe. En l'absence de pertes, l'évolution du nombre d'atomes suit la relation suivante au cours du temps :

$$\dot{N} = L \tag{6.4}$$

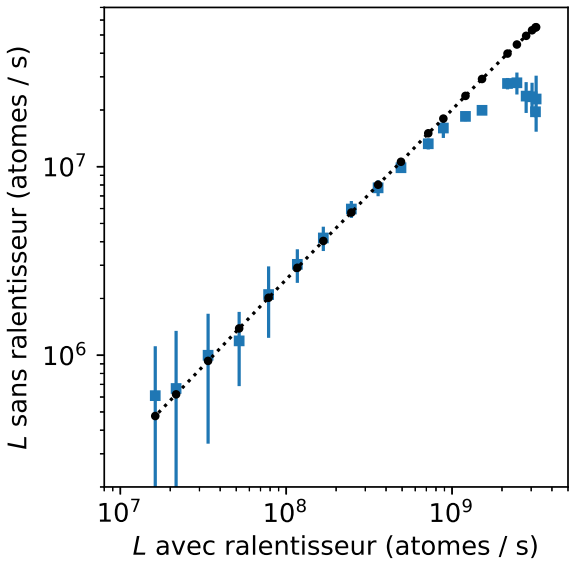
Le nombre d'atomes augmente linéairement au début d'un chargement. On mesure la pente à l'origine de la fluorescence, proportionnelle au nombre d'atomes, pour un chargement sans faisceau ralentisseur ($t = -20$ s), puis avec faisceau ralentisseur ($t = -10$ s). Pour le chargement avec faisceau ralentisseur, on ajuste depuis $t = -10$ s jusqu'à 25 % de l'amplitude maximale de la fluorescence. En revanche le bruit comparé à l'amplitude du signal est trop important sans ralentisseur. Pour mesurer la pente initiale, on ajuste la courbe par une fonction exponentielle, ce qui revient à considérer des pertes à l'ordre un vis-à-vis du nombre d'atomes (voir section suivante équation 6.7). Après multiplication par le facteur de conversion

$$G = 1{,}2 \times 10^6 \text{ atomes/mV},$$

avec une saturation $\overline{s} = 0,012$ on obtient le taux de chargement.



(a) **Taux de chargement avec faisceau ralentisseur (bleu) et flux entrant dans la cellule normalisé (vert) en fonction de la température du four.** Le taux de chargement est mesuré par fluorescence. Le flux entrant dans la cellule est mesuré par spectroscopie du jet section 4.4 puis normalisé à $1{,}5 \times 10^9$ atomes/s à 415°C.



(b) **Taux de chargement sans faisceau ralentisseur (bleu) en fonction de celui avec ralentisseur.** Les taux de chargement sont mesurés par fluorescence. On trace pour comparaison (noir) le taux de chargement avec faisceau ralentisseur divisé par v_T^4 que l'on normalise ensuite à 8×10^6 atomes/s à 365°C.

FIGURE 6.2 – **Analyse du taux de chargement avec pour seul paramètre libre la température du four.**

Le taux de chargement L_{R} obtenu avec faisceau ralentisseur (carrés bleus figure 6.2a) est comparé au flux d'atomes entrant dans la cellule Φ_{cell} normalisé à $1{,}5 \times 10^9$ atomes/s à 415°C. Le calcul du flux d'atomes à partir de la densité optique du jet est présenté dans la section sur le jet. On reprend ici les résultats de cette section. Après normalisation, les deux courbes se superposent très bien. [1]. On en déduit que la proportion d'atomes entrant dans la cellule, ralentis par le faisceau ralentisseur, puis capturés par le PMO est constante et égale au facteur de normalisation. La proportion réduite à l'isotope ^{174}Yb vaut environ :

$$\frac{L_{\mathrm{R}}}{\Phi_{\mathrm{cell}}} = 6{,}9 \times 10^{-4}. \tag{6.5}$$

La proportion d'atomes dont la vitesse est affectée par le faisceau ralentisseur est estimée à 5 %. À cause du dépôt d'ytterbium sur la cellule, le diamètre du faisceau est réduit et il couvre environ 20 % de la surface du jet. Ce dépôt impose aussi un angle de déviation avec l'axe du

1. Cette correspondance est d'autant plus remarquable que les deux mesures ont été faites à plus d'un an d'intervalle. Les divers problèmes rencontrés avec la cellule d'effusion nous ont obligés entre temps à changer le matériau du creuset. Le flux a été mesuré avec un creuset en acier inoxydable (conducteur thermique) et le taux de chargement avec un creuset en céramique (isolant thermique).

jet, ce qui diminue la distance d'interaction. Enfin la saturation relativement faible (devant un) des faisceaux du piège peut expliquer la petite proportion finale mesurée.

Dans un deuxième temps on compare figure 6.2b les taux de chargement sans et avec faisceau ralentisseur. Le taux de chargement sans faisceau ralentisseur L_{PMO} (bleu) est inférieur au taux avec ralentisseur L_{R} d'un facteur environ 40. Cependant l'écart relatif augmente avec la température. Une première explication vient de la forme de la distribution aux petites vitesses et de sa dépendance en T (tirets noirs figure 5.6) :

$$\mathcal{F}(v \ll v_T) = \frac{v^3}{2v_T^4} \propto \frac{1}{T^2}$$

La vitesse de capture de notre piège étant petite devant la vitesse v_T (moins d'un quart), la proportion d'atomes du jet capturés uniquement par le PMO diminue avec la température. Comme nous avons déterminé que L_{R} est proportionnel au flux entrant dans la cellule, on trace (points noirs) le taux de chargement L_{R} multiplié par $1/T^2$ et normalisé à 8×10^6 atomes/s à 365°C. Ce taux de chargement déduit du taux L_{R} approche correctement la courbe $L_{\mathrm{PMO}}(T)$ de 280°C jusqu'à 400°C. La température de 400°C correspond à la température critique identifiée pour la transition entre le régime transparent et le régime opaque. Cette transition est due à un changement de la nature de l'écoulement des atomes dans les capillaires. Dans le régime opaque, des collisions entre atomes se produisent le long des capillaires. Lors d'une collision, les deux atomes sont fortement déviés de l'axe et n'atteignent pas la cellule. Ils sont perdus pour le piégeage. À cela s'ajoute que plus un atome est lent et plus la probabilité d'une collision devient élevée. Par conséquent le jet est vidé de ces atomes aux vitesses les plus lentes. Cet effet, appelé effet Zacharias [2], peut expliquer la stabilisation et la chute du taux de chargement une fois le régime opaque atteint.

Conclusion sur le taux de chargement avec la température

Les taux de chargements L_{R} et L_{PMO} correspondent à la pente initiale du chargement, respectivement avec et sans faisceau ralentisseur. Avec un faisceau ralentisseur il est possible de capturer une part constante du flux d'atomes entrant dans la cellule sous forme de jet. Le taux de chargement maximal, pris à la température la plus haute, est :

$$L_{\mathrm{R}} = 3{,}2 \times 10^9 \text{ atomes/s (à 455°C).}$$

Sans faisceau ralentisseur la proportion d'atomes du jet capturés diminue avec la température du four. On l'explique d'abord par l'augmentation de la vitesse moyenne des atomes alors que la vitesse de capture est constante puis, au-dessus d'une température critique, par l'entrée dans le régime d'écoulement opaque dans les capillaires.

2. Le professeur Zacharias (MIT) dans les années 1950 a voulu créer une fontaine à atomes lents. À cause du taux de collisions trop important pour ces derniers, il ne vit jamais les atomes redescendre.

Perspectives sur le taux de chargement

L'ajout d'une mélasse transverse en sortie du four représente une piste d'amélioration. Cependant l'accès optique le plus proche est à une dizaine de centimètres du four ce qui limite son efficacité. La piste la plus prometteuse reste l'ajout de fréquences au faisceau ralentisseur afin de ralentir des atomes, de vitesses initiales bien supérieures, sous la vitesse de capture à l'entrée du piège. Le problème principal est le dépôt d'ytterbium sur la cellule, qui limite le diamètre du faisceau et la longueur d'interaction.

Revenons à la séquence présentée figure 6.1, on observe que la fluorescence augmente linéairement puis ralentit et stagne avec le temps. La fluorescence atteint une valeur stationnaire qui correspond à l'équilibre entre les atomes entrants et sortants du piège. Le taux de chargement nous indique le débit d'atomes entrants. Pour comprendre l'ensemble de la courbe il faut que des atomes quittent le piège. On ajoute des termes de pertes au modèle. Le nombre d'atomes stationnaire correspond à l'équilibre entre le chargement et les pertes. Lors de la troisième période de la séquence (à partir de $t = 0$ s), on observe le délestage du PMO. Suite à l'arrêt du faisceau ralentisseur, le taux de chargement est considéré comme nul. La baisse de la fluorescence est directement liée aux atomes quittant le piège. L'évolution du nombre d'atome est gouvernée par les termes de pertes.

6.3. Pertes au premier ordre : atomes piégés indépendants

La première correction apportée au modèle concerne les pertes impliquant les atomes piégés individuellement. Le taux de pertes au premier ordre, notée α, est indépendant du nombre d'atomes. La nouvelle évolution du nombre d'atomes dans le piège s'écrit :

$$\dot{N} = L - \alpha N. \tag{6.6}$$

Cette équation a pour solution une exponentielle :

$$N(t) = \frac{L}{\alpha} + \left[N(0) - \frac{L}{\alpha}\right] e^{-\alpha t}. \tag{6.7}$$

Les pertes au premier ordre (ou pertes à un atome) mettent en jeu un atome piégé et un élément extérieur. On sépare les éléments extérieurs en deux branches. D'un côté nous avons les photons qui changent l'état d'excitation électronique de l'atome. De l'autre nous avons les pertes causées par un atome extérieur au piège.

Dans le premier cas l'élément déclencheur est un photon, le plus souvent provenant des faisceaux laser du piège. Lorsque l'atome absorbe un photon il se retrouve excité vers un niveau d'énergie plus élevé. On dit que ce niveau n'est pas fermé lorsqu'il existe plusieurs canaux de relaxation vers l'état électronique initial. Dans le cas d'un photon issu d'un des faisceaux laser, l'atome ne pourra absorber un nouveau photon qu'une fois le niveau initial atteint. Dans le cas limite où l'atome ne retourne jamais à l'état initial (ou très lentement), l'atome ne ressent plus aucune force de pression de radiation de ce laser. L'atome ne contribue plus à la fluorescence sur

la transition du faisceau laser et finit le plus souvent par sortir de la zone de piège. Ces pertes α_{p}, appelées pertes par pompage optique, dépendent de la structure électronique de l'atome et des transitions utilisées.

Dans le second cas, les pertes sont dues à la collision (élastique) avec un atome extérieur de grande énergie devant la profondeur du piège. Lors d'une collision l'atome piégé reçoit une part de l'énergie cinétique de l'atome extérieur. Si l'énergie cinétique apportée propulse l'atome piégé à une vitesse supérieure à la vitesse de capture du piège alors l'atome se retrouve éjecté. Ces collisions sont la raison principale de l'implémentation d'un système à vide. On décide de distinguer deux sources de collisions avec un atome extérieur. La première source de pertes $\alpha_{\mathrm{g.r.}}$ vient des collisions avec les atomes du gaz résiduel (la pression restante dans l'enceinte à vide). La deuxième source vient du jet atomique qui traverse le nuage d'atomes froids. La grande majorité des atomes du jet ont une vitesse au moins deux fois supérieure à la vitesse de capture du PMO. Ces collisions avec les atomes du jet génèrent un taux de pertes α_{jet}.
Les pertes totales aux premiers ordres sont la somme des différentes pertes identifiées.

$$\alpha = \alpha_{\mathrm{p}} + \alpha_{\mathrm{g.r.}} + \alpha_{\mathrm{jet}} \tag{6.8}$$

6.3.1. Pertes par pompage optique

Pour estimer les pertes par pompage optique α_{p}, il faut connaître les états électroniques, leur temps de vie et les rapports de branchement entre les niveaux. Ces différentes valeurs sont données pour les états de plus basse énergie de l'atome d'ytterbium tableau 6.1.

État	$6s6p\ ^3\mathrm{P}_0$	$6s6p\ ^3\mathrm{P}_1$	$6s6p\ ^3\mathrm{P}_2$	$5d6s\ ^3\mathrm{D}_1$
$\Delta E/hc$ (cm^{-1})	17 288,439	17 992,007	19 710,388	24 489,102
τ (ns)	∞	866,1 ± 7,4	∼14 (s)	329,3 ± 7,1
État	$5d6s\ ^3\mathrm{D}_2$	$6s6p\ ^1\mathrm{P}_1$	$5d6s\ ^3\mathrm{D}_3$	$6s7s\ ^3\mathrm{S}_1$
$\Delta E/hc$ (cm^{-1})	24 751,948	25 068,222	25 270,902	32 694,692
τ (ns)	430 ± 35	5,464 ± 0,005	540 ± 55	13,5 ± 1,1

TABLE 6.1 – **Table des états excités de basse énergie pour l'atome d'ytterbium.** L'énergie de l'état excité est prise par rapport à l'état fondamental $^1\mathrm{S}_0$. On se restreint aux états qui nous intéressent le plus. Notamment on ne choisit pas d'états issus de la promotion d'un électron de la couche $4f$. Par conséquent on mentionne uniquement l'état des deux électrons initialement sur $(6s)^2$. La valeur de ΔE provient de la base du NIST [56]. Les temps de vie des états excités sont issus de calculs théoriques [76] et de mesures [97] et [12] (en couleurs).

Le taux de branchement entre les états électroniques dépend du couplage dipolaire entre ces états. Ce couplage est important s'il est autorisé par les règles de sélection dipolaire et moindre si le couplage spin-orbite l'autorise (voir section sur l'atome d'ytterbium). Dans l'approximation

dipolaire électrique, le taux de branchement Γ d'un niveau A vers un niveau B est :

$$\Gamma(A \to B) = \frac{\omega_{AB}^3 |D_{AB}|^2}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3}, \tag{6.9}$$

où on introduit $D_{AB} = \langle L_A, J_A || \mathbf{D} || L_B, J_B \rangle$ l'élément de matrice réduit issu de la projection de l'opérateur du moment dipolaire $\mathbf{D}$ de l'état initial sur l'état final. La pulsation ω_{AB} de la transition n'est parfois pas très bien connue. Les constantes ϵ_0, $\hbar$ et c sont à retrouver en annexe.
Pour obtenir le taux de branchement d'une transition on calcule d'abord le rapport des probabilités de toutes les transitions spontanées depuis l'état excité concerné vers les niveaux d'énergie inférieure. Le rapport des probabilités de transitions depuis l'état A vers les deux états inférieurs B et C peut être calculé comme suit [76] :

$$\frac{P(A-B)}{P(A-C)} = \frac{\Delta E(A-B)^3 \cdot |D_{AB}|^2}{\Delta E(A-C)^3 \cdot |D_{AC}|^2}. \tag{6.10}$$

$\Delta E(A-B)$ est l'écart en énergie entre les états A et B. $\Delta E(A-B)$ et D_{AB} sont calculés théoriquement dans cet article de Porsev *et al* [76] et ont pu être mesurés dans certains cas [97] et [12] (en couleurs tableau 6.1).

Transition $(A \to B)$	$^3P_1 - {}^1S_0$	$^1P_1 - {}^1S_0$	$^1P_1 - {}^3D_2$	$^1P_1 - {}^3D_1$
$\Delta E/hc$ (cm^{-1})	17 992,007	25 068,222	316,274	579,120
λ (nm)	555,802	398,911	31 618,1	17 267,6
D_{AB}	$0{,}542 \pm 0{,}002$	$4{,}148 \pm 0{,}002$	$0{,}32 \pm 0{,}06$	$0{,}27 \pm 0{,}10$
Transition $(A \to B)$	$^3D_2 - {}^3P_2$	$^3D_2 - {}^3P_1$	$^3D_1 - {}^3P_2$	$^3D_1 - {}^3P_1$
$\Delta E/hc$ (cm^{-1})	5 041,560	6 759,941	4 778,714	6 497,095
λ (nm)	1 983,51	1 479,30	2 092,613	1 539,149
D_{AB}	$2{,}39 \pm 0{,}10$	$4{,}03 \pm 0{,}16$	$0{,}60 \pm 0{,}12$	$2{,}26 \pm 0{,}10$
Transition $(A \to B)$	$^3D_1 - {}^3P_0$	$^3S_1 - {}^3P_2$	$^3S_1 - {}^3P_1$	$^3S_1 - {}^3P_0$
$\Delta E/hc$ (cm^{-1})	7 200,663	12 984,304	14 702,685	15 406,253
λ (nm)	1 388,761	770,161	680,148	649,087
D_{AB}	$2{,}77 \pm 0{,}04$	$5{,}05 \pm 0{,}20$	$3{,}53 \pm 0{,}15$	$1{,}98 \pm 0{,}10$

TABLE 6.2 – **Couplage et énergie des transitions les plus importantes de l'atome d'ytterbium entre les niveaux de basse énergie.** L'élément de matrice réduit $|\langle L, J || D || L', J' \rangle|$ MEs est soit théorique [76], soit expérimental [97] et [12] (en couleurs).

Dans le cadre du refroidissement et du piégeage sur la transition $^1S_0 \to {}^1P_1$ de l'atome d'ytterbium les atomes sont pompés de l'état fondamental vers $^1P_1$. Les atomes peuvent effectuer le chemin inverse ou bien descendre vers les niveaux $^3D_1$ et $^3D_2$ (figure 6.3). La probabilité de descendre vers un des deux niveaux ^3D est très faible. Cependant cette probabilité multipliée

par un grand nombre de cycles peut mener à un taux de fuite non négligeable. Les rapports des probabilités de transition depuis l'état $^1P_1$ sont :

$$\frac{P(^1P_1 \to {}^3D_2)}{P(^1P_1 \to {}^1S_0)} = \frac{316.274^3 \cdot 0.32^2}{25068.222^3 \cdot 4.148^2} = (1{,}2 \pm 0{,}5) \times 10^{-8},$$
$$\frac{P(^1P_1 \to {}^3D_1)}{P(^1P_1 \to {}^1S_0)} = (5{,}2 \pm 3{,}9) \times 10^{-8}.$$

Pour ce calcul, l'incertitude sur l'écart en énergie est estimée négligeable. Pour obtenir le taux de branchement vers chaque état on applique la formule suivante :

$$\Gamma(A \to B) = P(A \to B)\ \frac{1}{\tau(A)}.$$

Or le taux de branchement Γ_b de la transition $^1S_0 \to {}^1P_1$ a été mesuré expérimentalement ([97]). On en déduit le taux de fuite vers les deux autres états :

$$\Gamma(^1P_1 \to {}^3D_2) = \frac{P(^1P_1 \to {}^3D_2)}{P(^1P_1 \to {}^1S_0)} \times \Gamma_b = 2{,}2 \pm 0{,}9\ \mathrm{s}^{-1},$$
$$\Gamma(^1P_1 \to {}^3D_1) = 9{,}6 \pm 7{,}1\ \mathrm{s}^{-1},$$

avec une incertitude significative.

Les états $^3D_1$ et $^3D_2$ ont une durée de vie suffisamment courte (inférieure à la microseconde) pour ne pas limiter directement le temps de vie des atomes dans le piège. Cependant l'atome depuis ces états ne retombe pas dans l'état fondamental mais se branche sur les niveaux du triplet ^3P. Or deux de ces états, $^3P_2$ et $^3P_0$, sont des états méta-stables. La durée de vie de ces états excède la dizaine de secondes et un atome tombant dans cet état électronique n'est plus affecté par les faisceaux laser du piège. Si l'atome tombe dans le troisième état $^3P_1$, il retombe en moins que la microseconde dans l'état fondamental et peut de nouveau être piégé.
La partition des atomes depuis $^3D_2$ vers les niveaux du triplet $^3P_2$ et $^3P_1$ se déduit du système suivant :

$$\frac{P(^3D_2 \to {}^3P_1)}{P(^3D_2 \to {}^3P_2)} = 6{,}85 \pm 1{,}12,$$
$$P(^3D_2 \to {}^3P_1) + P(^3D_2 \to {}^3P_2) = 1.$$

On se restreint ici aux transitions dipolaires électriques autorisées. Le branchement vers le niveau $^3P_0$ ou tout autre niveau est négligé. En résolvant le système on obtient :

$$P(^3D_2 \to {}^3P_2) = 0{,}13 \pm 0{,}02,$$
$$P(^3D_2 \to {}^3P_1) = 0{,}87 \pm 0{,}02.$$

Depuis l'état $^3D_1$, les règles de sélection dipolaire autorisent un branchement vers les trois états du triplet ^3P. En utilisant la même méthode que précédemment on détermine les trois

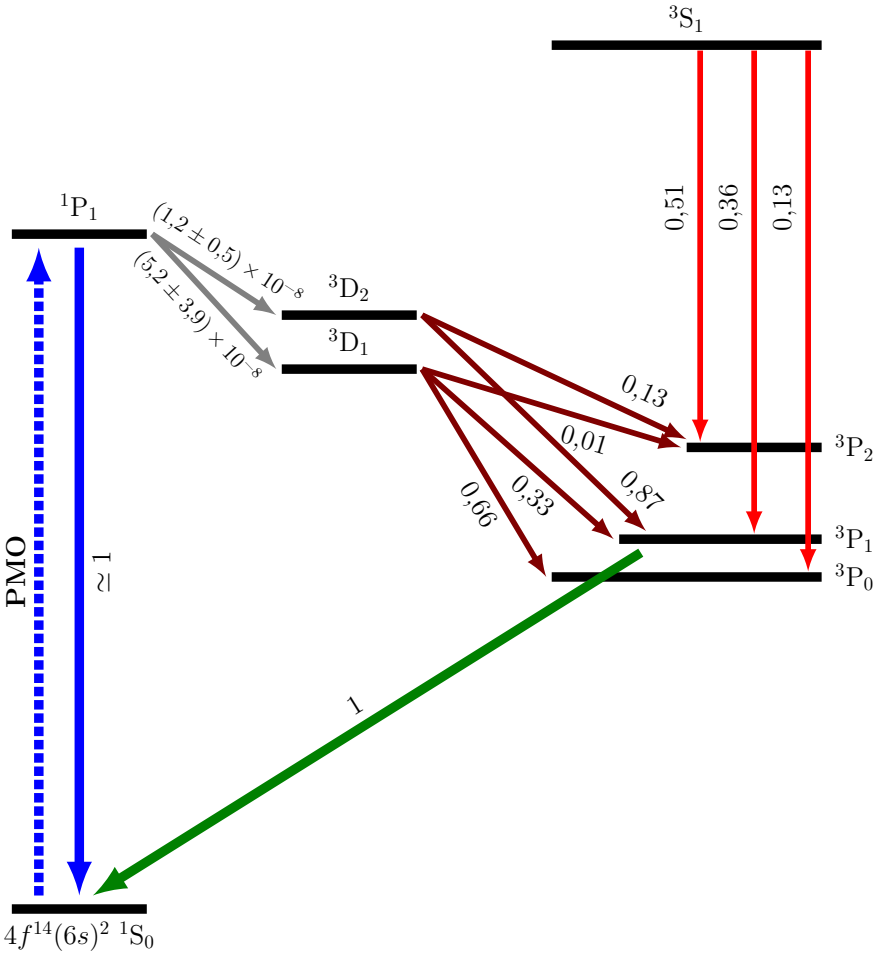


FIGURE 6.3 – **Probabilité de quelques transitions intéressantes pour le refroidissement de l'atome d'ytterbium.** Le code couleur utilisé pour les transitions se réfère à la longueur d'onde (voir tableau 6.2). La couleur grise est pour l'infra-rouge lointain.

probabilités de transition : [3]

$$P(^3\mathrm{D}_1 \to {}^3\mathrm{P}_2) = 0{,}009 \pm 0{,}004,$$
$$P(^3\mathrm{D}_1 \to {}^3\mathrm{P}_1) = 0{,}325 \pm 0{,}027,$$
$$P(^3\mathrm{D}_1 \to {}^3\mathrm{P}_0) = 0{,}665 \pm 0{,}028.$$

Pour finir on calcule les taux de branchement Γ_i depuis l'état excité $^1\mathrm{P}_1$ vers les états du triplet $^3\mathrm{P}_i$.

$$\Gamma_0 = P(^3\mathrm{D}_1 \to {}^3\mathrm{P}_0) \times \Gamma(^1\mathrm{P}_1 \to {}^3\mathrm{D}_1) = 6{,}4 \pm 5{,}0\ \mathrm{s}^{-1}$$
$$(*)\ \Gamma_1 = P(^3\mathrm{D}_1 \to {}^3\mathrm{P}_1) \times \Gamma(^1\mathrm{P}_1 \to {}^3\mathrm{D}_1) + P(^3\mathrm{D}_2 \to {}^3\mathrm{P}_1) \times \Gamma(^1\mathrm{P}_1 \to {}^3\mathrm{D}_2) = 5{,}0 \pm 3{,}4\ \mathrm{s}^{-1}$$
$$\Gamma_2 = P(^3\mathrm{D}_1 \to {}^3\mathrm{P}_2) \times \Gamma(^1\mathrm{P}_1 \to {}^3\mathrm{D}_1) + P(^3\mathrm{D}_2 \to {}^3\mathrm{P}_2) \times \Gamma(^1\mathrm{P}_1 \to {}^3\mathrm{D}_2) = 0{,}37 \pm 0{,}25\ \mathrm{s}^{-1}$$

3. Dans l'article publié par le NIST en 2012 [12], la probabilité $P(^3\mathrm{D}_1 \to {}^3\mathrm{P}_0) = 0.64(1)$ est donnée avec une incertitude.

$$\boxed{\Gamma_{2,0} = \Gamma_0 + \Gamma_2 = 6{,}7 \pm 5{,}3 \text{ s}^{-1}} \tag{6.11}$$

Le taux de branchement Γ_1 est annoté d'une astérisque $(*)$ pour rappeler que ce taux n'intervient pas dans les pertes par pompage car les atomes sont recyclés rapidement dans l'état fondamental. Cho *et al.* à Daejon en Corée ont publié en 2012 ([21]) une expérience avec deux faisceaux repompeurs depuis $^3P_2$ et $^3P_0$ vers $^3S_1$. Ces repompeurs ont permis d'augmenter de 30 % le nombre d'atomes piégés et le temps de vie de 100 % (présence de pertes d'ordre deux). Par la mesure du taux de pertes en fonction de la saturation pour différentes implémentations de repompeurs, ils concluent que :

$$\begin{aligned}\Gamma_0 &= 5{,}96 \pm 1{,}97 \text{ s}^{-1}\\ \Gamma_2 &= 0{,}42 \pm 0{,}14 \text{ s}^{-1}\\ \Gamma_{2,0} &= 6{,}48 \pm 2{,}11 \text{ s}^{-1}\end{aligned}$$

On remarque que 94% des atomes perdus vont vers $^3P_0$, les autres allant vers $^3P_2$. Ce dernier possédant un moment cinétique non nul le champ magnétique lève la dégénérescence de ses niveaux Zeeman. Afin de minimiser leur énergie potentielle, les atomes sur $^3P_2$ sont attirés vers les champs magnétiques faibles et donc le point d'annulation du champ magnétique. Il s'agit d'un piège purement magnétique (comme utilisé pour obtenir des condensats). On considère que les autres sources de pertes donnent un taux de pertes $\alpha = 1$ s^{-1}. Soit N_2 le nombre d'atomes dans l'état $^3P_2$ puis $N = 10^9$ le nombre d'atomes et $\overline{s} = 0{,}1$ la saturation de l'état $^1P_1$, à l'état stationnaire on a :

$$N_2 = N\frac{\Gamma_0}{2\alpha}\frac{\overline{s}}{1+\overline{s}} \simeq 2 \times 10^7 \text{ atomes}, \tag{6.12}$$

i.e. 2 % du nombre d'atomes dans le nuage bleu.

Les pertes par pompage optique pour l'atome d'ytterbium ne sont pas nécessairement critiques, contrairement à d'autres atomes comme rubidium ou strontium. Par exemple pour l'atome de strontium, l'ajout d'un repompeur depuis $^3P_2$ peut augmenter le nombre d'atomes piégés d'un facteur dix [45].
L'implémentation de faisceaux repompeur est souvent la première solution envisagée, mais n'est pas la seule. On peut aussi utiliser une transition depuis l'état fondamental vers un autre état excité. Si la durée de vie est plus longue dans cet état alors les atomes échangeront moins de photons par seconde. Il faut seulement que la force de piégeage soit toujours suffisante pour empêcher les atomes de quitter le piège. Ainsi la transition $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ de l'ytterbium ou du strontium peut servir d'écran de protection (shielding en anglais). On ajoute un faisceau laser à résonance avec $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$. Les pertes diminuent car le temps de vie de $^3P_1$ est bien plus long que celui de $^1P_1$ mais suffisamment court pour ne pas stopper le piégeage. Une implémentation récente à Barcelone sur strontium [45] a montré un gain d'un facteur deux sur le nombre d'atomes piégés.
Pour le futur du projet, on propose d'implémenter un piège bicolore de type cœur-enveloppe [62] (core-shell MOT en anglais). Au voisinage du centre, le piège est uniquement sur $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ (le cœur) et autour on piège sur $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ (l'enveloppe) comme décrit jusqu'à présent. Pour éviter de couper la partie la plus intense de l'enveloppe, on propose de décaler verticalement le centre du piège par rapport au centre des faisceaux horizontaux. Ceci facilite la coupure des

faisceaux de l'enveloppe. Les atomes une fois arrivés dans le cœur ne subissent plus aucune perte par pompage optique.

Conclusion sur les pertes par pompage optique

Le taux de pertes par pompage optique est le produit de la population de l'état excité $^1P_1$ par les taux de branchement de $^1P_1$ vers les états méta-stables $^3P_2$ et $^3P_0$:

$$\alpha_p = \frac{\Gamma_{2,0}}{2} \times \frac{\overline{s}}{1+\overline{s}} \tag{6.13}$$

où $\overline{s}$ est la saturation au centre du piège (équation 6.1) et

$$\Gamma_{2,0} = 6{,}5 \pm 2{,}2 \text{ s}^{-1}.$$

6.3.2. Pertes par collisions avec une particule extérieure

Lors d'une collision entre un atome extérieur au piège et un atome refroidi, les deux échangent une certaine énergie. Si l'énergie acquise par l'atome refroidi est supérieure à la profondeur du piège alors l'atome quitte le piège. L'ensemble des espèces atomiques présentes dans l'enceinte à vide sont sources de collisions. Pour chaque espèce i, le taux de pertes dépend de la densité d'atomes n_i à la position du nuage, de la section efficace σ_i de collision entre les deux espèces et de la vitesse relative v_i des atomes comme suit :

$$\alpha_i = n_i \langle \sigma_i v_i \rangle. \tag{6.14}$$

où $\langle\rangle$ signifie la moyenne sur la distribution des atomes.
Les atomes extérieurs sont à l'équilibre thermique à plusieurs centaines de kelvin alors que ceux piégés sont à l'équilibre thermique au millikelvin. On peut considérer que les atomes piégés sont immobiles lors d'une collision. La vitesse relative v_i est la vitesse de la particule extérieure au piège dans le repère du laboratoire.
Pour un gaz résiduel réparti dans l'ensemble de l'enceinte à vide, il s'agit de la vitesse d'équilibre thermique à température ambiante ($T \simeq 300$ K). Pour les atomes propulsés en un jet, comme les atomes d'ytterbium sortant du four, la distribution des vitesses $\mathcal{F}(v)$ est définie équation 4.5. La vitesse moyenne dans les deux cas vaut [77] :

$$\begin{aligned} \overline{v}_{\text{g.r.}} &= \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi M_i}}, \\ \overline{v}_{\text{jet}} &= \sqrt{\frac{9\pi k_B T}{8 M_i}}. \end{aligned}$$

où M_i est la masse de l'atome de l'espèce i. La vitesse moyenne des atomes étant grande devant la vitesse de capture du piège, on fait l'hypothèse que toutes les collisions mènent à une éjection hors du piège.

Dans le chapitre sur le jet atomique on considère les atomes d'ytterbium dans le four comme des sphères dures. La section efficace de collision s'écrit $\sigma = 4\pi r_{\text{VdW}}^2$ où r_{VdW} est le rayon de Van

der Waals. La section efficace peut servir à déterminer le libre parcours moyen de l'ytterbium en fonction de la température du four (équation 4.14).
Toute la physique (et la chimie) de la collision est dissimulée sous le rayon de Van der Waals. Pour une collision à courte distance la répulsion électronique entre noyaux est prépondérante. En revanche à longue distance (comparé aux fonctions d'ondes électronique), l'interaction de Van der Waals attractive domine la dynamique entre les deux atomes. Pour la suite, on suppose que la profondeur du piège est suffisamment faible pour se placer dans le cas de petits échanges d'impulsion et donc de collisions à petit angle de diffusion. Sous ces hypothèses, les collisions interviennent surtout à large distance. L'interaction à longue portée provient de l'interaction dipôle-dipôle à l'ordre deux entre les atomes [4]. En effet chaque atome forme instantanément un dipôle entre le noyau chargé positivement et les électrons chargés négativement. Dans une approche semi-classique, on regarde le dipôle comme une variable $\boldsymbol{D}(t)$, de moyenne nulle mais de variance non nulle. Le dipôle instantané du premier atome $\boldsymbol{D_A}$ génère un champ électrique qui se propage jusqu'au deuxième atome. Ce dernier se polarise sous l'influence de ce champ électrique. Le dipôle induit sur le deuxième atome $\boldsymbol{D_B}$ est proportionnel à $\boldsymbol{D_A}$ et génère en retour un champ électrique. De l'interaction entre $\boldsymbol{D_A}$ et ce champ électrique découle un terme énergétique $\boldsymbol{D_A}^2$. Cette corrélation entre atomes crée un potentiel attractif dont la forme, proposée pour la première fois par London (1930), est :

$$V(r) = -\frac{C_6}{r^6}. \tag{6.15}$$

Le coefficient de Van der Waals C_6 dépend des atomes et de leur état électronique. Le coefficient C_6 dépend de la polarisabilité des atomes ou des molécules impliqués (voir par exemple l'article de synthèse [82] ou consulter la base du NIST : *Computational Chemistry Comparison and Benchmark DataBase*). On peut approcher sa valeur par la formule de Slater-Kirkwood.

Pour obtenir une approximation des taux de collisions on se réfère à deux articles traitant du sujet pour des atomes de rubidium. Le premier par Van Dongen *et al.*[102] regarde l'évolution du taux de collisions en fonction de la profondeur du piège. L'expérience est menée avec des atomes refroidis de rubidium et une densité contrôlée d'atomes d'argon. La profondeur du piège varie sur plus de quatre ordres de grandeurs passant d'un piège quadrupolaire magnétique au millikelvin de profondeur à un piège magnéto-optique dont la profondeur est de l'ordre du kelvin. Les résultats expérimentaux montrent une variation du taux de pertes par rapport à la profondeur du piège plutôt faible. Le taux maximal correspond aux taux total de collisions pour une profondeur nulle et vaut $2{,}5 \times 10^{-15}$ m^3 s^{-1} alors que le taux de pertes descend à $0{,}5 \times 10^{-15}$ m^3 s^{-1} pour le PMO. On complète ces résultats par un deuxième article publié par Booth *et al.* en 2019 [17]. Les travaux présentent le taux de collision dans la limite d'une profondeur de piège nulle pour quelques atomes et molécules (He, Ar, Xe, H_2, CO_2 et N_2) susceptibles d'être présents dans une enceinte à vide et entrant en collision avec des atomes piégés de rubidium. Ce taux est déterminé expérimentalement entre 2×10^{-15} et 5×10^{-15} m^3 s^{-1} à température ambiante. Il est donc du même ordre de grandeur pour toutes les espèces. Partant de ce taux de collisions total, ils montrent surtout que l'évolution du taux de pertes avec la profondeur du piège, en dessous du millikelvin, est une fonction universelle de la profondeur

4. Les explications sont une simplification du cours au Collège de France de J. Dalibard en 2021 [28].

du piège normalisée. Le facteur de normalisation est appelé l'énergie de diffraction quantique et est propre à chaque espèce. Cette énergie de diffraction pour toutes les données présentées équivaut à une profondeur d'une dizaine de millikelvin.

On déduit de ces deux articles que le taux de pertes par collisions pour des atomes d'ytterbium piégés devrait, indépendamment de l'espèce entrant en collision, être de l'ordre de :

$$\langle \sigma v \rangle \sim 1 \times 10^{-15} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \tag{6.16}$$

Comparé à rubidium, ytterbium est deux fois plus lourd et se polarise moins facilement. On s'attend naturellement à un taux de collisions total légèrement inférieur pour ytterbium comparé au taux pour rubidium.

Aujourd'hui ces pertes par collisions présentent un intérêt pour la métrologie. En effet elles sont utilisées comme sonde précise de mesure de la pression à l'intérieur des enceintes à vide [7]. En particulier, les équipes du NIST sont aujourd'hui capables de mesurer des vides extrêmes (XHV) (voir l'article explicatif et pédagogique de décembre 2022 [11]) et s'attèlent à concevoir une sonde portable (p-CAVS : portable Cold-Atom Vacuum Standard) pouvant être installée sur n'importe quelle expérience [33]. Les auteurs indiquent notamment que pour une taille typique d'expérience d'atomes froids, les pompes parviennent en absorbant l'eau à atteindre une pression stationnaire de 10^{-6} Pascal en quelques jours, ce que nous avons observé. Ensuite ils mentionnent qu'il est indispensable d'opérer un dégazage de l'eau contenue dans les parois (plusieurs jours entre 100°C et 150°C) pour atteindre un vide de 10^{-9} Pascal (10^{-11} mbar). Pour le moment aucun dégazage n'a été effectué et notre vide est autour des 10^{-7} Pascal. Une fois l'eau évacuée, la pression résiduelle est principalement due aux recombinaisons d'atomes d'hydrogène (H_2) à la surface des parois. Des techniques et des choix appropriés de matériaux sont ensuite nécessaires pour descendre en dessous de 10^{-9} Pascal, ce que nous ne visons pas.

6.3.3. Mesures des pertes au premier ordre α

Maintenant que les divers phénomènes de pertes sont évoqués, on revient sur l'expérience présentée figure 6.1. On analyse dans ce paragraphe les chargements sans ralentisseur, période entre $t = -20$ s et $t = -10$ s. Sur cette période, la courbe de fluorescence a une allure exponentielle comme attendu avec les pertes à un atome. On l'ajuste par une fonction exponentielle des deux arguments L et α comme présenté équation 6.7 en supposant le piège initialement vide.

Les pertes dues au pompage optique sont proportionnelles à la saturation des atomes au centre du piège qui est égale à :

$$\overline{s} = (4s_{0h} + 2s_{0v})/(1 + 4 \times 2.1^2) = 0.012.$$

On en déduit que les pertes par pompage optique sont constantes et valent environ :

$$\alpha_\text{p} = \frac{\Gamma_{2,0}}{2} \times \frac{\overline{s}}{1+\overline{s}} \sim 3{,}8 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}. \tag{6.17}$$

Ce taux de pertes par pompage optique est petit devant les pertes mesurées et on considère les pertes par pompage optique négligeables. Par suite, les pertes sont dues à des collisions avec des atomes extérieurs au nuage.

Les collisions peuvent impliquer des atomes d'ytterbium du jet arrivant en ligne droite depuis la sortie du four. Lors de la spectroscopie du jet, nous avons estimé la densité des atomes dans le jet. Pour rappel, l'absorption de la sonde par le jet était d'environ 2 % à 400°C pour ^{174}Yb qui représente un tiers des atomes. On suppose que la densité n est uniforme sur le diamètre du jet $d_{\text{jet}} = 2$ cm. On suppose aussi que la vitesse transverse est suffisamment faible pour que tous les atomes de l'isotope sondé soient à résonance. Comme la section efficace d'absorption à résonance est $3\lambda^2/(2\pi)$, on en déduit que :

$$n \sim \frac{2\pi \times (3 \times 2\ \%)}{3\lambda^2 d_{\text{jet}}} \sim 0{,}04 \times 10^{-15}\ \text{cm}^{-3}.$$

D'après les estimations sur le taux de diffusion total (équation 6.16), les pertes par collisions avec le jet à 400°C sont similaires aux pertes par pompage optique. On les suppose négligeables.

Le seul facteur de pertes restant concerne les pertes par collisions avec des atomes du gaz résiduel. On suppose que le gaz résiduel est à la température ambiante fixe du laboratoire. Par suite, la densité d'atomes est proportionnelle à la pression résiduelle lue par les pompes ioniques. On trace figure 6.4 le taux de pertes en fonction de la pression lue côté four (la pression côté cellule est proportionnelle à celle côté four).

Sur la figure 6.4, le taux de pertes apparaît bien proportionnel à la pression dans l'enceinte à vide. Aux basses températures, la pression se stabilise autour de la pression résiduelle lorsque le four est froid. L'augmentation de la pression avec la température du four et des capillaires est directement liée à l'augmentation de la pression d'ytterbium dans l'enceinte à vide.
Avant de conclure, on revient sur les hypothèses faites pour le jet atomique. La densité atomique estimée dans le jet est une valeur minimum, ce qui minimise d'autant les pertes. D'autre part la majorité des courbes sont prises pour des températures plus basses ou proches de la température critique du régime opaque. Or avant le régime opaque, la densité d'atomes dans le jet est également proportionnelle à la pression résiduelle. Donc la tendance observée figure 6.4 n'est pas suffisante pour conclure sur le phénomène de pertes dominant.

Afin de déterminer plus finement le rôle de chaque source de collisions on réalise deux expériences supplémentaires. Pour les deux expériences on se place à une température de 395°C et les paramètres du ralentisseur, le gradient de champ magnétique $\nabla B = 32$ G/cm et le désaccord $\delta_{\text{L}} = -2.1\Gamma_b$ sont identiques à l'expérience précédente.
Pour la première expérience, seule la puissance $P_{\text{PMO}} = 32$ mW est divisée par trois pour davantage limiter toute perte dont les photons seraient les médiateurs.
Lors de cette première expérience (figure 6.5), on observe l'évolution de la fluorescence lorsque l'on coupe le chargement. La coupure est réalisée de trois manières différentes : (a) en coupant le faisceau ralentisseur (courbe bleue), (b) en fermant la vanne pneumatique entre le four et la cellule (courbe orange) et (c) en fermant le clapet à 1 cm de la sortie du four (courbe verte).

Si on omet la perte d'atomes au temps court suite à la fermeture de la vanne ou du clapet, la courbe de fluorescence est exponentielle, comme attendu, et devient une droite en échelle

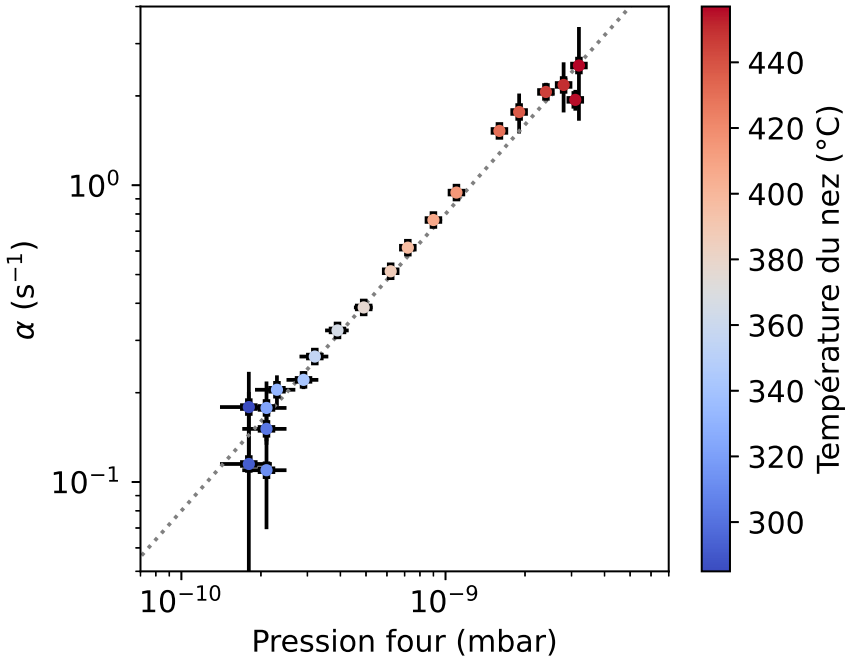


FIGURE 6.4 – **Taux de pertes α en fonction de la pression mesurée.** Le taux de pertes est un des deux paramètres d'ajustement de la fluorescence par une exponentielle lors du chargement sans ralentisseur. La pression provient de la lecture d'une mesure de courant par la pompe ionique dans la partie du four. La ligne en pointillés est proportionnelle à la pression et sert de repère visuel. L'incertitude sur le taux de pertes provient de l'incertitude sur l'ajustement et de l'écart entre deux séquences indépendantes.

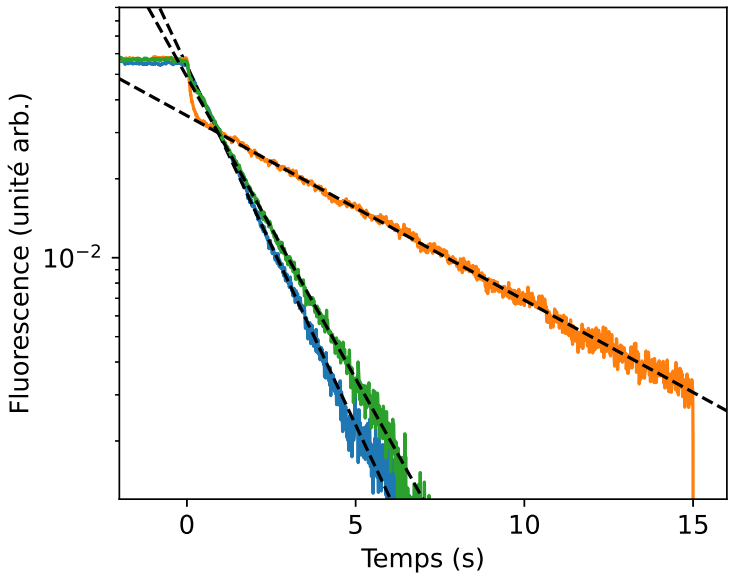


FIGURE 6.5 – **Diminution de la fluorescence à la coupure du chargement.** On commence par charger notre nuage d'atomes froids puis, à $t = 0$ s, le chargement est arrêté soit (a) en coupant le faisceau ralentisseur (courbe bleue), soit (b) en fermant la vanne pneumatique entre le four et la cellule (courbe orange), soit (c) en fermant le clapet à 1 cm de la sortie du four (courbe verte). Le logarithme de la fluorescence est ajusté par une droite (courbes en tirets noirs) dont la pente vaut (a) $-0{,}63$ s^{-1}, (b) $-0{,}16$ s^{-1} et (c) $-0{,}53$ s^{-1}. La valeur absolue de la pente est égale au taux de pertes α.

logarithmique. La pente de cette droite est, en valeur absolue, égale au taux de pertes. Lorsque (a) on coupe le ralentisseur, on retrouve un taux de pertes $\alpha_a = 0{,}63$ s^{-1}. Lorsque (b) on ferme la vanne pneumatique, la partie cellule est isolée de la partie four de l'enceinte à vide et chaque partie possède sa pompe ionique indépendante. Mis à part les « secousses » sur les 400 ms suivant la fermeture de la vanne, le taux de pertes $\alpha_b = 0{,}16$ s^{-1} est bien inférieur au taux α_a et correspond au plus petit taux mesuré en fonction de la pression figure 6.4. On en déduit que la pression redescend en moins d'une demi-seconde à la pression la plus basse qui correspond à la pression à four froid. Enfin (c), on bloque complètement la partie du jet allant vers la cellule mais la cellule n'est pas isolée de la pression dans la partie four. On observe une légère diminution des pertes $\alpha_c = 0{,}53$ s^{-1} et la différence $\alpha_a - \alpha_b$ est attribuée aux pertes par le jet atomique.

On réalise maintenant une deuxième expérience pour savoir si les pertes dues au jet viennent d'une collision balistique avec un atome du jet ou de l'augmentation dans la cellule de la pression résiduelle par le jet. La température est toujours de 395°C et les paramètres sont identiques à ceux de l'expérience principale en fonction de la température, dont $P_{\mathrm{PMO}} = 100$ mW. La différence est cette fois l'ajout d'un « bloqueur », une pièce de métal occultant la vue directe entre le four et le nuage piégé (voir figure 6.6), de trois tailles différentes. Avec cet élément bloquant au milieu du jet, on espère diminuer (voir annuler) les collisions balistiques entre un atome sortant du four et se propageant de façon rectiligne et un atome piégé. Les trois bloqueurs

sont positionnés à 45° les uns des autres et la position initiale sans bloqueur correspond à l'angle 90°.

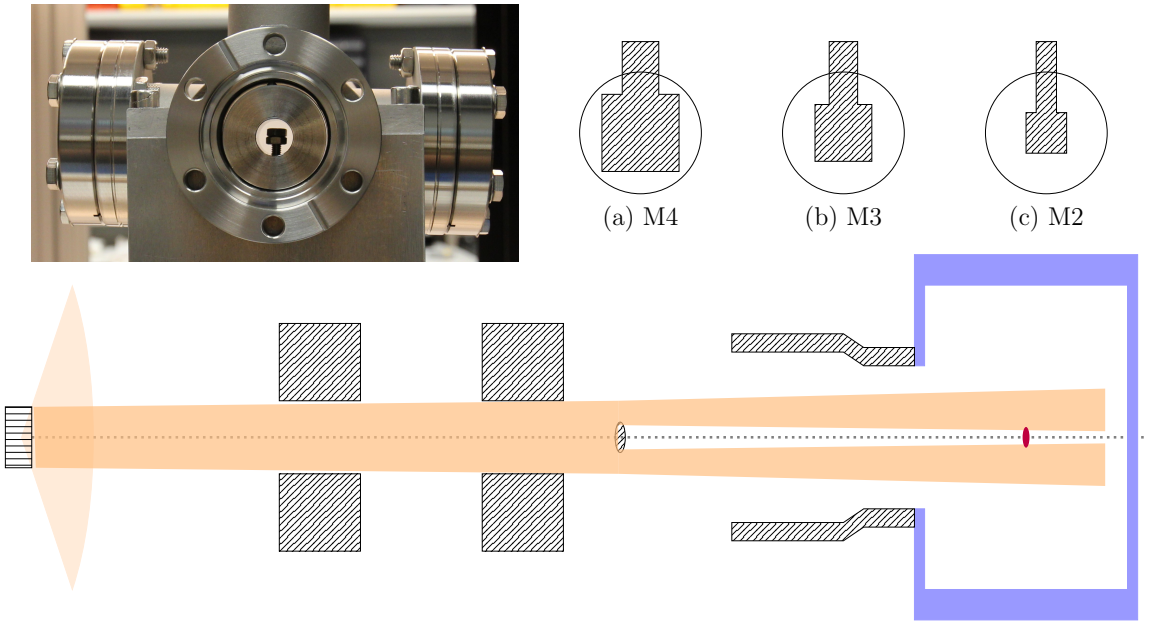
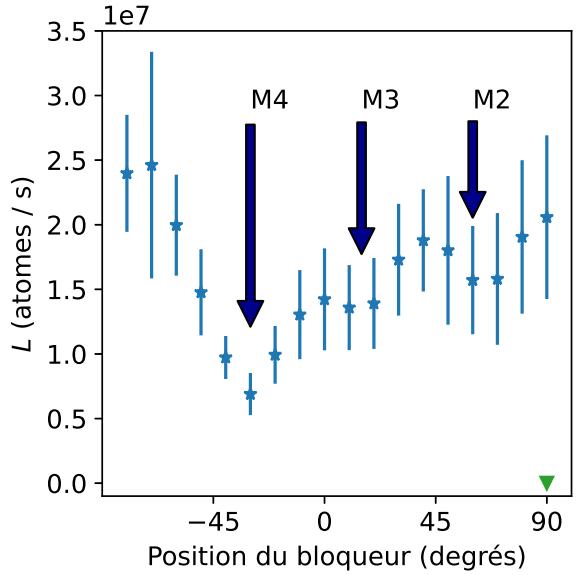


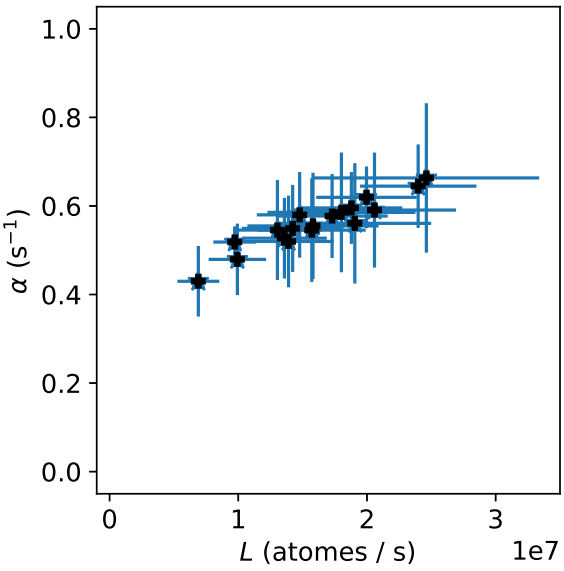
FIGURE 6.6 – **Schéma de principe du bloqueur pour le jet atomique.** En haut, on dessine une vue en coupe des trois bloqueurs devant le tube de vide différentiel. Les bloqueurs sont composés d'une tige filetée et de deux écrous de taille de vis (a) M4, (b) M3 et (c) M2. En bas et de gauche à droite sont représentés les capillaires formant la sortie du four, les tubes de vide différentiel, le bloqueur, la cellule et en son centre le nuage d'atomes froids (en magenta). L'unité de l'axe horizontal est le double de celle de l'axe vertical.

Dans cette seconde expérience, la période de chargement du PMO sans ralentisseur est ajustée par une courbe exponentielle des deux paramètres que sont le taux de chargement et le taux de pertes. On commence par vérifier figure 6.7a le passage des bloqueurs devant le jet par la diminution du taux de chargement. Le passage de chacun des trois bloqueurs (deux écrous sur une tige filetée de M2 (⌀ 4 mm), M3 (⌀ 5,5 mm) et M4 (⌀ 7 mm)) est bien visible sur le taux de chargement. Ce taux diminue autant que la surface du jet bloquée, sachant que le tube de vide différentiel placé juste avant le bloqueur a un diamètre de 12 mm (voir les coupes en haut de la figure 6.6). Dans un second temps on trace figure 6.7b le taux de pertes en fonction du taux de chargement. En principe chacun des bloqueurs mis au centre du jet coupe tous les atomes causant des collisions balistiques. Si cette source de pertes est la plus importante, on s'attend à une diminution égale des pertes et donc décorrélée du taux de chargement. À l'inverse si ces collisions sont négligeables, le taux de pertes est une fonction affine du chargement. L'incertitude des résultats étant grande devant les effets que nous voulons observer, il est difficile de conclure en l'état. Cependant, il semble qu'une tendance affine se dégage et que les pertes par collisions balistiques soient négligeables.

Cette expérience a également été réalisée avec un faisceau ralentisseur. Cependant les résultats sont plus difficiles à interpréter. Les minima de taux de chargement ne sont pas aux



(a) **Taux de chargement sans ralentisseur en fonction de la position des bloqueurs.** On observe une diminution du chargement proportionnelle à la surface du jet bloquée. L'incertitude provient de deux mesures consécutives et il se trouve que le deuxième chargement est toujours meilleur. L'angle correspondant à un bloqueur au centre du jet est indiqué par une grande flèche verticale. L'angle par défaut de 90° est considéré sans bloqueur et est indiqué par un triangle vert.



(b) **Taux de pertes α en fonction du taux de chargement L sans ralentisseur.** Malgré une incertitude importante, le taux de pertes a une tendance affine dont la valeur à l'origine est $\alpha(L = 0) = 0{,}4\ \mathrm{s}^{-1}$.

FIGURE 6.7 – **Taux de pertes à un atome α dues essentiellement aux collisions.**

mêmes angles que sans ralentisseur. On suppose que l'angle que fait le ralentisseur avec le jet atomique en est la cause. À cela s'ajoute que le faisceau ralentisseur est coupé et diffusé par le bloqueur. L'impact du bloqueur sur le ralentisseur et par suite sur la distribution des atomes et des vitesses à l'entrée du piège n'a pas été quantifié.

Conclusion sur les pertes d'ordre 1

Le chauffage de l'ytterbium côté four permet d'augmenter le flux d'atomes en sortie des capillaires. Ce chauffage provoque aussi une augmentation de la pression résiduelle dans l'enceinte à vide. Cette dernière augmente linéairement avec le flux depuis la pression minimale à four froid. Des deux sources de pertes identifiées, les collisions balistiques avec des atomes du jet et les collisions avec le gaz résiduel, le gaz résiduel est la source de pertes dominante. Cette source de pertes est proportionnelle à la pression. Les pertes par pompage optique n'ont pas été évaluées car elles sont négligeables devant les autres sources de pertes. L'augmentation de la pression au niveau des atomes vient avant tout de l'augmentation de pression côté four et non du jet.

Perspectives pour diminuer les pertes à l'ordre 1

Afin de limiter l'augmentation de pression dans la cellule nous avons deux grandes options. En premier on doit augmenter le vide différentiel. Pour le faire sans couper le jet atomique, il faut réduire le rayon de l'enceinte à vide le plus près possible du rayon du jet. Un changement de pompe pour augmenter la vitesse de pompage est aussi envisageable. En second, on peut s'appliquer à limiter la diffusion d'ytterbium à la sortie du four dans l'ensemble de l'enceinte à vide. Par exemple, l'ajout d'un tube plus long avec (ou sans) un gradient de température pourrait par colmatage limiter la diffusion d'ytterbium après le four [84]. On peut aussi suggérer un système de capillaires en cascade afin de filtrer en angle plusieurs fois le jet atomique [65]. Par exemple on peut positionner des capillaires avec une ouverture de 2° dans le premier tube de vide différentiel.

Désormais on revient à la figure 6.1 et à l'allure des courbes lorsque la fluorescence est plus élevée, c'est-à-dire avec un grand nombre d'atomes piégés. Lors du chargement du piège avec ralentisseur et de la détente qui suit la coupure de ce faisceau, les courbes n'ont plus une forme exponentielle. Pour les analyser nous devons regarder les pertes aux ordres supérieurs en commençant par les pertes d'ordre deux impliquant deux atomes piégés.

6.4. Pertes d'ordre supérieur : collisions assistées par la lumière entre deux atomes piégés β

Les pertes d'ordre supérieur correspondent à la perte de plusieurs atomes piégés lors d'une seule interaction. Cette interaction est d'autant plus forte que les atomes vont être proches les uns des autres. La densité atomique joue donc un rôle prépondérant. Dans nos expériences, on considère que la densité reste trop faible pour générer des pertes d'ordre supérieur à deux, c'est-à-dire impliquant plus que deux atomes piégés. Parmi les phénomènes de pertes d'ordre deux, on estime que les collisions entre deux atomes piégés assistées par la lumière entraînent la quasi-totalité des pertes.

6.4.1. Principe d'une collision assistée par la lumière

Une collision assistée par la lumière implique un atome dans l'état fondamental et l'autre dans un état excité après l'absorption d'un photon, d'où le nom « assistée par la lumière ». Le taux de pertes β associé à ces collisions dépend de la distance moyenne des dimères d'ytterbium, donc de la densité atomique, et des caractéristiques des échanges entre photons et atomes, notamment le temps d'excitation et la fréquence des échanges.

Comme évoqué avec les pertes par pompage optique, la fréquence des échanges entre lumière et matière dépend de la saturation du milieu et de la largeur naturelle Γ de la transition électronique impliquée. Soit $\overline{s}$ la saturation moyenne des atomes par les faisceaux du piège, le taux d'échanges des photons bleus par les atomes vaut :

$$\frac{\Gamma_b}{2}\frac{\overline{s}}{1+\overline{s}},$$

et le temps d'excitation moyen vaut $\tau(^1\mathrm{P}_1) = 5{,}4$ ns (voir tableau 5.1). En revanche, la distance moyenne entre atomes n'a pas encore été abordée. Jusqu'à présent nos explications s'appliquaient à un nuage dilué où les atomes sont considérés indépendants. Désormais on ajoute à notre étude le profil de densité du nuage.

Pour un petit nombre d'atomes piégés, la densité est suffisamment faible pour considérer les atomes dans l'état fondamental isolés. Le volume du nuage est indépendant du nombre d'atomes et correspond au volume d'équilibre occupé par un atome. La distribution théorique d'un atome refroidi est une gaussienne d'écart-type x_0 (voir équation 5.34) dépendant de la raideur du piège.
Tant que les atomes sont isolés, le volume reste fixe et la densité augmente comme le nombre d'atomes piégés. Avec cette augmentation de la densité des paires d'atomes d'ytterbium (des dimères) de plus en plus proches vont se former. Dès lors le nombre de collisions augmente. Contrairement aux collisions entre un atome refroidi et un atome chaud du gaz résiduel, une collision entre deux atomes refroidis et dans l'état fondamental ne mène à aucune éjection du piège. Il faut apporter une énergie supplémentaire, elle est amenée par les photons.

Prenons une paire d'atomes dont l'un est dans un état excité et l'autre dans l'état fondamental. Les deux atomes sont soumis à un potentiel moléculaire attractif à longue distance. Sous ce potentiel, la distance entre les deux atomes diminue. L'état excité ayant un certain temps de vie, l'atome va émettre spontanément un photon et retomber dans l'état fondamental. Le potentiel étant attractif, l'énergie du photon émis est inférieure à celle du photon incident et la différence d'énergie est transmise aux atomes sous forme d'énergie cinétique. En fonction du potentiel, de la distance initiale et du temps d'interactions cette énergie cinétique peut être suffisante pour éjecter les deux atomes hors du piège.
On suppose que l'énergie cinétique reçue E_c est identique pour les deux atomes. Si E_{inc} est l'énergie du photon incident et E_{em} l'énergie du photon émis alors ce processus peut s'écrire :

$$\mathrm{Yb} + \mathrm{Yb} + E_{inc} \rightarrow \mathrm{Yb}_2^* \rightarrow \mathrm{Yb} + \mathrm{Yb} + E_{em} + 2E_c. \tag{6.18}$$

où Yb_2^* est le dimère d'ytterbium excité.
Pour donner un ordre de grandeur, l'énergie du photon incident pour la transition $^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^1\mathrm{P}_1$ est :

$$E_{inc} \simeq 5{,}0 \times 10^{-19}\ \mathrm{J} \equiv 2{,}5 \times 10^4\ \mathrm{cm}^{-1}.$$

Pour une vitesse d'expulsion minimale $v = 60\ \mathrm{m\ s}^{-1}$, l'énergie cinétique d'un atome d'ytterbium est mille fois plus petite :

$$E_c = \frac{1}{2} M v^2 \simeq 5{,}2 \times 10^{-22}\ \mathrm{J} \equiv 26\ \mathrm{cm}^{-1}.$$

L'énergie apportée par le photon suffit amplement à expulser les atomes. On retrouve que la collision (la diffusion) a lieu à longue portée devant la taille du nuage électronique, cependant la distance reste bornée par la forme du potentiel moléculaire à longue portée en $-1/r^6$. Lorsque le transfert d'énergie est suffisant on perd les deux atomes. Ce phénomène est appelé la collision assistée par la lumière et le taux de collisions est noté β en $\mathrm{cm}^3\ \mathrm{s}^{-1}$.

Pour résumer, à longue portée les atomes ressentent un potentiel de Van der Waals attractif et à courte portée le potentiel devient répulsif. L'allure du potentiel global peut s'approcher par un potentiel de Lennard-Jones :

$$V(r) \simeq 4D_e \left[\left(\frac{r_e}{r} \right)^{12} - \left(\frac{r_e}{r} \right)^{6} \right] \tag{6.19}$$

où l'exposant 12 est une valeur empirique pour rendre compte de la répulsion de Pauli entre nuages électroniques à courte distance, r_e est le rayon d'annulation du potentiel et D_e en est la profondeur. On représente figure 6.8 les potentiels d'interaction pour les quatre états moléculaires impliquant un atome dans l'état fondamental $^1\mathrm{S}_0$ et l'autre dans l'état excité $^1\mathrm{P}_1$ de l'ytterbium. Si l'atome reste excité et que la distance entre les deux s'approche suffisamment de r_e alors le dimère devient une molécule stable. L'énergie de liaison moléculaire correspond à une des énergies propres du potentiel et l'état fondamental de la molécule est celui d'énergie minimale, notée T_e. On reporte tableau 6.3 les valeurs r_e, D_e et T_e de ces quatre potentiels moléculaires. Ces valeurs sont calculées [99] ou mesurées [18] par spectroscopie de précision et peuvent servir à estimer le taux de collisions β.

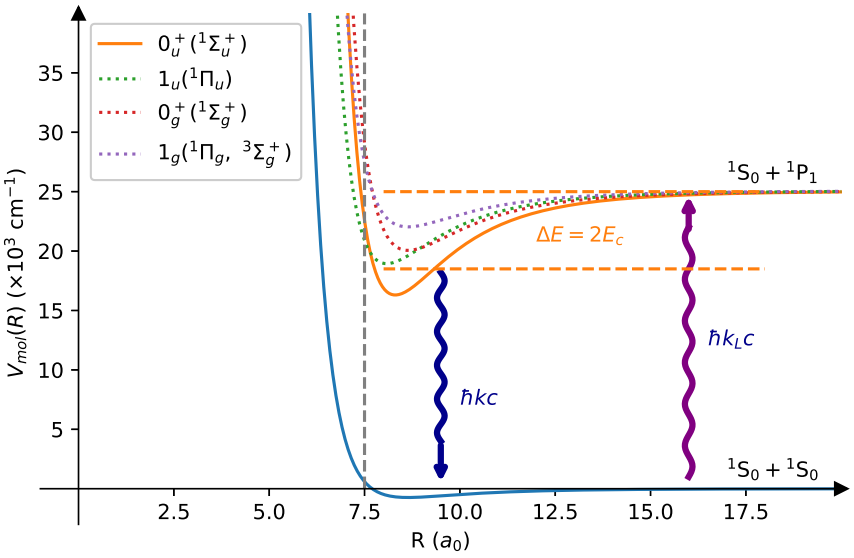


FIGURE 6.8 – **Principe d'une collision assistée par la lumière.** Prenons une paire d'atomes d'ytterbium dont l'un des atomes est dans l'état excité $^1P_1$. Un potentiel moléculaire attractif s'installe entre les deux atomes qui se rapprochent. Lors de l'émission spontanée du photon, les deux atomes ne sont plus liés et ont gagné une énergie cinétique E_c qui peut être suffisante pour les expulser du piège. *(Figure et explications inspirées de la thèse de D. Dreon [31])*

État	$0_u^+(^1\Sigma_u^+)$	$1_u(^1\Pi_u)$	$0_g^+(^1\Sigma_g^+)$	$1_g(^1\Pi_g,\ ^3\Sigma_g^+)$
r_e (a_0)	7.4	7.2	7.7	7.7
r_e (pm)	391	381	407	407
D_e/hc (cm^{-1})	8765	6127	5011	3032
T_e/hc (cm^{-1})	19947	21328	22444	24423

TABLE 6.3 – **Caractéristiques des quatre états électroniques moléculaires de Yb_2^* se dissociant en $^1S_0 + {}^1P_1$.** On donne le rayon de liaison d'équilibre r_e, en unité de rayon de Bohr a_0 et en picomètres, la profondeur du potentiel D_e et l'énergie de l'état moléculaire fondamental T_e. La notation des états électroniques fait intervenir la symétrie, g (*gerade*) pour les états liants et u (*ungerade*) pour les états non-liants, et la dissociation.

6.4.2. Évolution du nombre d'atomes piégés $N(t)$

Après la prise en compte de ce phénomène de pertes du deuxième ordre, l'équation régissant l'évolution du nombre d'atomes piégés au cours du temps devient l'équation maîtresse suivante :

$$\dot{N} = L - \alpha N - \beta \int n^2(r) d^3r, \tag{6.20}$$

où est introduit la densité atomique locale $n(r)$ du nuage. Mesurer cette densité $n(r)$ au cours du temps peut s'avérer laborieux, c'est pourquoi on se restreint à deux cas limites d'étude.

Le premier cas s'applique tant que les atomes sont isolés, c'est-à-dire que la distribution d'équilibre de chaque atome est identique à celle pour un atome. Comme évoqué au début du paragraphe, la distribution d'équilibre pour un atome est une gaussienne dont la largeur dépend de la raideur du piège. Lors de nos mesures, on se place dans ce premier cas tant que la densité du nuage à sa taille maximale est une gaussienne.
Prenons pour exemple un nuage sphérique et gaussien d'écart type r_0 (équation 5.34) et de densité au centre n_0. On sait calculer l'intégrale d'une gaussienne et on sait que l'intégrale sur l'espace de la densité $n(r)$ est égale au nombre d'atomes N. Dans ce premier cas, on en déduit la valeur du terme intégral dans l'équation maîtresse en fonction du nombre d'atomes piégés et de l'écart-type r_0 :

$$\int_{\mathbb{R}^m} e^{-t\|x\|^2} dx = \left(\frac{\pi}{t}\right)^{m/2} \tag{6.21}$$

$$\int_{\mathbb{R}^3} n(r) d^3r = N = n_0 \int_{\mathbb{R}^3} e^{-r^2/2r_0^2} d^3r = \left(r_0\sqrt{2\pi}\right)^3 n_0 \tag{6.22}$$

$$\int_{\mathbb{R}^3} n^2(r) d^3r = n_0^2 \int_{\mathbb{R}^3} e^{-r^2/r_0^2} d^3r = \left(r_0\sqrt{\pi}\right)^3 n_0^2 = \frac{N^2}{(2r_0\sqrt{\pi})^3} \tag{6.23}$$

Pour donner un ordre de grandeur prenons un nuage de 10^8 atomes et de rayon $r_0 = 1$ mm. La densité au centre du nuage est $n_0 = 2 \times 10^9$ atomes/cm^3 et la distance moyenne entre atomes est de 8 µm.

Donc la densité est proportionnelle au nombre d'atomes piégés et le terme intégral est égal au carré du nombre d'atomes divisé par un volume constant $V = (2r_0\sqrt{\pi})^3$. L'équation maîtresse (équation 6.20) pour un nuage gaussien à volume constant devient :

$$\dot{N} = L - \alpha N - \frac{\beta}{V} N^2 \tag{6.24}$$

Comme on suppose que la fluorescence est proportionnelle au nombre d'atomes, les courbes de fluorescence enregistrées peuvent être étudiées en tant que solution de l'équation 6.24. À l'état stationnaire, le nombre d'atomes piégés est tel que :

$$0 = L - \alpha N - \frac{\beta}{V} N^2. \tag{6.25}$$

Le nombre d'atomes à l'état stationnaire est la racine positive de ce polynôme :

$$N = \left[-\alpha + \sqrt{\alpha^2 + \frac{4L\beta}{V}}\right] \frac{V}{2\beta} \tag{6.26}$$

Si de plus les pertes à un atome sont négligeables devant les pertes à deux atomes, alors cette équation différentielle a une solution connue de la forme :

$$N(t) = \sqrt{\frac{LV}{\beta}} \times \tanh\left(t\sqrt{\frac{L\beta}{V}}\right). \tag{6.27}$$

On ne donne ici que la forme pour un chargement car lors de la détente les pertes à un atome ne restent pas négligeables au temps long.

Le second cas concerne les nuages atteignant une densité constante. En effet il existe une densité limite pour le nuage piégé qui correspond à l'équilibre entre la force répulsive de pression de radiation émise par les atomes du nuage et la force compressive de pression de radiation des faisceaux du piège. Dans ce cas limite la densité est constante et c'est le volume du nuage qui augmente comme le nombre d'atomes piégés. L'équation maîtresse pour un nuage de densité constante s'écrit :

$$\dot{N} = L - \alpha N - \beta \overline{n} N, \tag{6.28}$$

$$\overline{n} = 1/N \int n^2(r) d^3r. \tag{6.29}$$

Cette équation différentielle devient similaire à celle restreinte aux pertes d'ordre un, dont la solution est exponentielle :

$$N(t) = \frac{L}{\alpha + \beta \overline{n}} + \left[N(0) - \frac{L}{\alpha + \beta \overline{n}} \right] e^{-(\alpha + \beta \overline{n})t}. \tag{6.30}$$

6.4.3. Étude des collisions assistées par la lumière

On continue l'étude du piège magnéto-optique en fonction de la température en cherchant à se placer dans un des deux cas limites cités. Pour rappel, les paramètres du piège et du faisceau ralentisseur sont fixes sur l'ensemble des mesures. Nous avons observé que lors des chargements sans ralentisseur, la courbe a une forme exponentielle. Le nombre d'atomes et la saturation sont considérés suffisamment faibles pour que les collisions assistées par lumière soient négligeables et la courbe de fluorescence est solution de l'équation d'évolution à l'ordre un. Lorsque le faisceau ralentisseur est allumé, le taux de chargement et donc le nombre d'atomes augmentent considérablement. L'évolution de la fluorescence n'est plus une simple fonction exponentielle.

Sur l'intervalle de chargement [−10 s, 0 s] avec ralentisseur ou sur l'intervalle de délestage [0 s, 10 s] à sa coupure aucune des courbes figure 6.9 n'est une fonction exponentielle du temps. De plus ces courbes ont une dynamique temporelle différente entre les deux périodes. Le zoom figure 6.9 montre cette asymétrie déjà présente à basse température. Ceci constitue une autre preuve de pertes d'ordre supérieur à un. La pente initiale est toujours égale en valeur absolue au taux de chargement L_{R}. On en conclut que les pertes d'ordre deux sont déjà importantes pour 10^8 atomes piégés avec nos paramètres. Pour compléter les courbes de fluorescence, une image du nuage d'atomes froids est prise en fin de chargement à $t = -0{,}3$ s. Ces images sont présentées figure 6.10 pour les trois mêmes températures que sur la figure 6.9. On trace en-dessous de chaque photo une coupe selon le plus petit et le plus grand rayon du nuage.

L'image par fluorescence du nuage à basse température (302°C) présente un profil de densité gaussien légèrement elliptique. D'après la forme du nuage, on se place dans le cadre d'atomes isolés. Dans la limite de faible saturation, l'écart-type théorique de la distribution d'équilibre

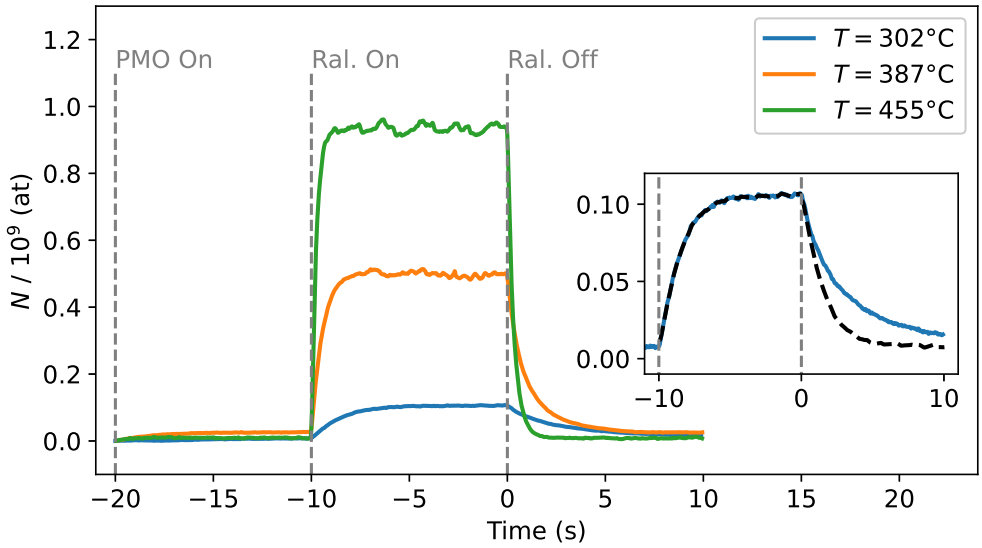


FIGURE 6.9 – **Séquence de mesure du nombre d'atomes en fonction de la température du four.** Le nombre d'atomes présenté provient de la mesure de la fluorescence multipliée par un facteur de conversion fixe. Les données sont présentées pour trois températures différentes. Pour aucune des températures, la courbe sur l'intervalle de chargement [−10 s, 0 s] ou sur l'intervalle de délestage [0 s, 10 s] n'est une fonction exponentielle du temps. Un zoom sur la courbe à basse température montre de plus l'asymétrie (courbe bleu) des courbes entre les deux intervalles de temps, au contraire de l'évolution symétrique (tirets noirs) présente pour des pertes à l'ordre un.

pour un atome avec nos paramètres est (équation 5.34) :

$$r_0 = \sqrt{\frac{\hbar\Gamma}{k g_\mathrm{L} \mu_\mathrm{B} b s_0}} \times \frac{\Gamma}{8|\delta_\mathrm{L}|}\left(1 + \frac{4\delta_\mathrm{L}^2}{\Gamma^2}\right) \simeq 150\ \mu\mathrm{m}.$$

En pratique, l'écart-type du nuage pris à basse température est bien plus large avec

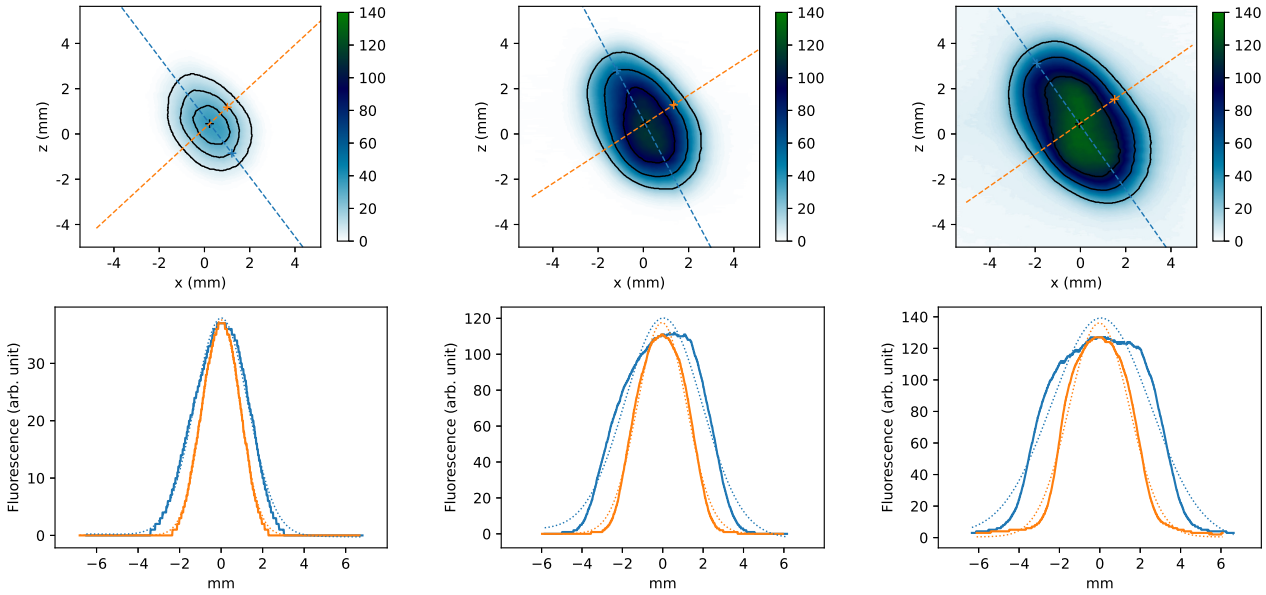
$$(a_v, a_h) = (1{,}15\ \mathrm{mm}, 0{,}82\ \mathrm{mm}),$$

respectivement le grand et le petit rayon de l'ellipse. Pour des raisons de symétrie des faisceaux laser et du champ magnétique dans le plan horizontal on considère que le rayon du nuage selon la dernière direction de l'espace est égal au petit rayon mesuré. Le nombre d'atomes à l'état stationnaire mesuré par fluorescence est $N = 9 \times 10^7$ atomes. La densité au centre du nuage est

$$n_0 = N/[(\sqrt{2\pi})^3 \times a_v a_h^2] = 7{,}4 \times 10^9\ \mathrm{atomes/cm^3}.$$

La densité au centre est encore petite devant la densité d'équilibre théorique de $3{,}5 \times 10^{10}$ atomes/cm^3.

On choisit d'étudier les courbes de chargement à partir de l'équation maîtresse pour un nuage gaussien de volume constant (équation 6.24) lorsque l'image du nuage est gaussienne.



(a) (b) (c)

FIGURE 6.10 – **Image par fluorescence du nuage d'atomes piégés pour différentes températures des capillaires.** (a) La température des capillaires mesurées est (a) 302°C, (b) 387°C et (c) 455°C. En dessous est tracé la coupe du nuage selon le plus petit (orange) et le plus grand (bleu) rayon du nuage.

Pour les trois températures les plus basses (285°C, 292°C et 302°C), le nuage est gaussien et effectivement de même écart-type. On suppose de plus que les pertes d'ordre deux sont prépondérantes. Par conséquent on ajuste les courbes de chargement par une fonction tangente hyperbolique de trois paramètres (équation 6.27). Le premier paramètre est le taux de chargement L, le second est le rapport β/V et le troisième est le temps initial. Le premier paramètre a déjà été mesuré par ajustement affine de la pente juste après avoir allumé le faisceau ralentisseur. Le second est celui qui nous intéresse. Le troisième sert à prendre en compte le chargement initial sans ralentisseur et reste une faible correction. Cet ajustement donne de très bons résultats aux trois températures considérées (écart inférieur à 5 %). Les paramètres expérimentaux étant fixes et le volume du nuage constant, le ratio β/V est attendu constant. On obtient comme résultat de ces trois courbes :

$$\begin{aligned} a_v &= 1\ 142 \pm 12\ \mu\text{m}, \\ a_h &= 819 \pm 6\ \mu\text{m}, \\ V = (2\sqrt{\pi})^3 \times a_v a_h^2 &= (3{,}41 \pm 0{,}05) \times 10^{-2}\ \text{cm}^3, \\ \beta/V &= (4{,}81 \pm 0{,}06) \times 10^{-9}\ \text{s}^{-1}. \end{aligned}$$

L'incertitude sur le ratio β/V défini équation 6.24 est la somme de l'incertitude statistique et de l'incertitude sur l'ajustement des courbes. Grâce à la mesure du volume établie à partir des photos et du ration β/V, on en déduit la valeur du paramètre β pour les paramètres de notre

piège ($\overline{s} = 0,012$).

$$\beta = (1{,}64 \pm 0{,}05) \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \tag{6.31}$$

Au volume constant de ces trois nuages, les pertes du second ordre deviennent aussi importantes que les pertes d'ordre un $\alpha = 0{,}16$ s^{-1} à partir de $3{,}4 \times 10^7$ atomes piégés. Ce résultat confirme que les pertes par collisions assistées par la lumière sont négligeables pour les chargements sans ralentisseur. En revanche les pertes d'ordre un lors du chargement avec faisceau ralentisseur ne sont pas aussi négligeables que supposé. En ajustant les trois courbes aux plus basses températures par une solution de l'équation différentielle (équation 6.24) pour un nuage gaussien à volume constant on obtient la correction suivante :

$$\beta/V = (3{,}2 \pm 0{,}9) \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}, \tag{6.32}$$

$$\beta = (1{,}1 \pm 0{,}3) \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}, \tag{6.33}$$

équivalente au retranchement des pertes α au résultat précédent :

$$\frac{\beta}{V} - \frac{\alpha}{N} = 3{,}0 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1} \tag{6.34}$$

Aux températures supérieures à 350°C le volume du nuage s'étend clairement et la densité au centre s'aplanit. Le nuage entre progressivement dans le régime de densité constante. Au-dessus d'un certain nombre d'atomes N, la densité du nuage devient uniforme et le volume augmente comme le nombre d'atomes. Si on entre rapidement dans ce régime alors le chargement des atomes a un comportement exponentiel (équation 6.30). Le taux de pertes, coefficient devant le temps dans l'exponentiel, est la somme des pertes d'ordre un et d'un terme constant de pertes d'ordre deux $\beta\overline{n}$. Ces pertes par collisions assistées par la lumière sont constantes et leur valeur est déterminée à partir des données à basse température.

$$\beta\overline{n} \simeq 0{,}8 \text{ s}^{-1}.$$

où $\overline{n}$ est pris égal au n_0 du nuage gaussien le plus dense. Dans le régime de densité constante, atteint à une température supérieure à 350°C, le nombre d'atomes piégés, sans pertes d'ordre deux, est augmenté du facteur $(\alpha + \beta n)/\alpha$, ici inférieur à trois ($\alpha > 0{,}4$ s^{-1}). Inversement, le nombre d'atomes piégés, sans pertes d'ordre un, est augmenté du facteur $(\alpha + \beta n)/(\beta n)$, inférieur à cinq ($\alpha < 3$ s^{-1}).

Ayant quantifié les pertes dans les différents régimes de chargement et le taux de chargement L_{R} plus tôt (figure 6.2a), on compare figure 6.11 le nombre d'atomes stationnaire calculé, obtenu comme solution des équations différentielles pour $\dot{N} = 0$, avec le nombre d'atomes mesuré en fin de chargement (moyenne du nombre d'atomes sur la période [−3 s, 0 s]). En considérant uniquement les pertes d'ordre un (points verts) on obtient un nombre stationnaire d'atomes largement supérieur à celui mesuré (signe plus oranges). Cette augmentation est naturellement moins marquée pour les petits nombres d'atomes et à haute température lorsque ces pertes augmentent fortement. On remarque aussi que les pertes, principalement dues à la pression, augmentent plus vite que le taux de chargement (à cause du régime opaque et de l'accélération en moyenne des atomes du jet).
Pour les températures inférieures à 350°C, le modèle du nuage gaussien à volume constant

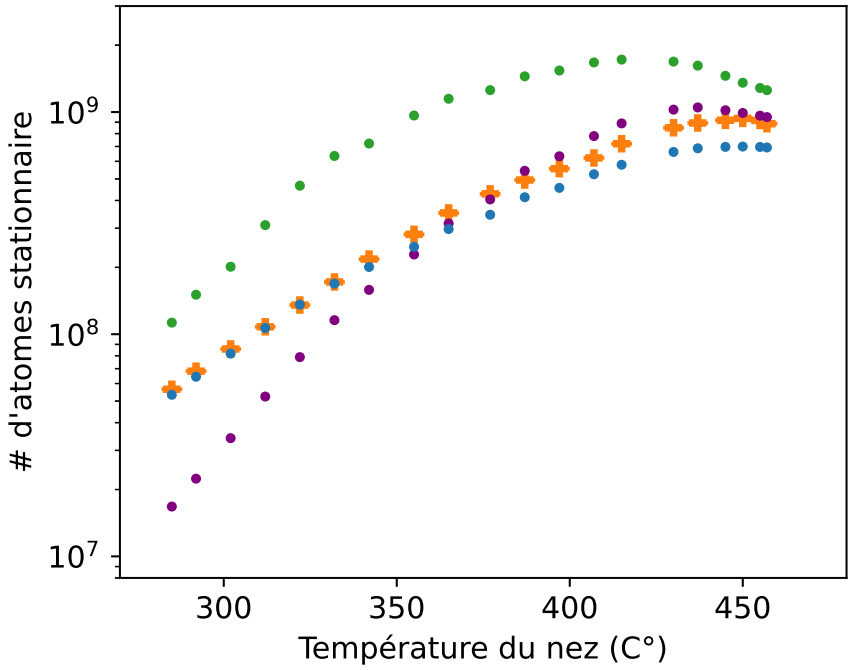


FIGURE 6.11 – **Nombre stationnaire d'atomes à la fin de la période de chargement avec faisceau ralentisseur en fonction de la température des capillaires.** Le résultat expérimental (signe plus orange) est la moyenne sur les trois dernières secondes du chargement. On le compare au résultat de l'équation différentielle stationnaire (vert) pour des pertes d'ordre deux négligeables, (bleu) pour un nuage gaussien de volume constant et (violet) pour une densité constante.

(points bleus) reproduit très bien l'évolution réelle du nombre d'atomes. Au-dessus de cette température, la densité locale est limitée à une borne supérieure. Aux températures les plus hautes, le nombre réel d'atomes piégés se rapproche de celui solution de l'équation à densité constante (points violets). On obtient notre plus grand nombre d'atomes piégés qui est de un milliard d'atomes. Dans ce régime, le taux de pertes βn se stabilise et nous sommes limités par l'augmentation des collisions avec les atomes du gaz résiduel (la courbe verte se rapproche de la courbe violette).

Conclusion sur les pertes d'ordre supérieur

Nous avons montré que les collisions assistées par la lumière jouent un rôle important dans les pertes lorsqu'on veut piéger un grand nombre d'atomes. Le taux de pertes dépend de la fréquence des échanges de photons et de la densité atomique. On distingue deux régimes d'évolution de la densité du nuage. Dans le premier, la taille du nuage est constante et la densité augmente avec le nombre d'atomes. Les collisions entre atomes piégés augmentent rapidement avec la densité. Dans le second, la densité atteint un seuil ainsi que le taux de collisions. Dans ce régime, le taux de pertes des collisions assistées par la lumière devient constant et donc indépendant du nombre d'atomes, ce qui est plus favorable que le premier régime.

6.5. Retour sur la méthode de mesure par fluorescence : effet de l'épaisseur optique

Pour les plus grands nombres d'atomes piégés, pris aux plus hautes températures, la valeur mesurée par fluorescence est à prendre avec prudence. En effet, la méthode de mesure par fluorescence est sensible à des effets d'ombre. Vis-à-vis des lasers de piégeage, les atomes au centre du nuage sont à l'ombre des atomes plus éloignés du centre. Cette ombre est caractérisée par l'épaisseur optique qui est le facteur d'atténuation du laser. Lorsque l'épaisseur optique devient de l'ordre de un, $b \simeq 1$, le taux de diffusion des atomes change en fonction de leur position. Comme le taux de diffusion diminue lorsque l'atome se rapproche du centre, ce changement peut amener à minimiser le nombre d'atomes réellement piégés. De plus la fluorescence du nuage est réduite au centre, ce qui aplatit le nuage et augmente artificiellement la variance ou le rayon (à mi-hauteur) du nuage mesuré sur une image.

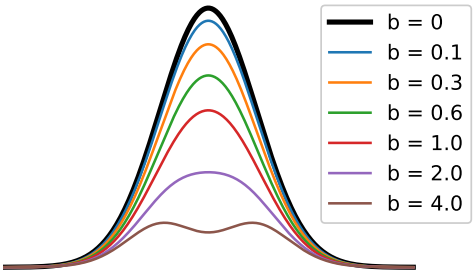
Sur la figure 6.12b, on remarque que si le volume reste constant et le nuage gaussien comme à la température la plus froide enregistrée alors le nombre d'atomes mesurés par fluorescence est majoré juste au-dessus de un milliard d'atomes. On note que la mesure par fluorescence est correcte pour moins de 5×10^8 atomes piégés. Or, en dessous de 5×10^8 atomes piégés, l'épaisseur optique est trop faible ($b < 0{,}3$) pour engendrer un changement de forme du nuage sur la caméra (voir figure 6.12a). Comme la forme des nuages photographiés change pour un nombre d'atomes inférieur à 5×10^8, on en déduit que dans un premier temps le nuage réel correspond au nuage photographié. Nous devons encore montrer que ceci reste vrai pour les plus grands nuages observés.

Prenons pour exemple le volume du nuage photographié figure 6.10c à 455°C. Le nuage est un ellipsoïde dont les rayons (pris à 13,5 % du maximum) sont :

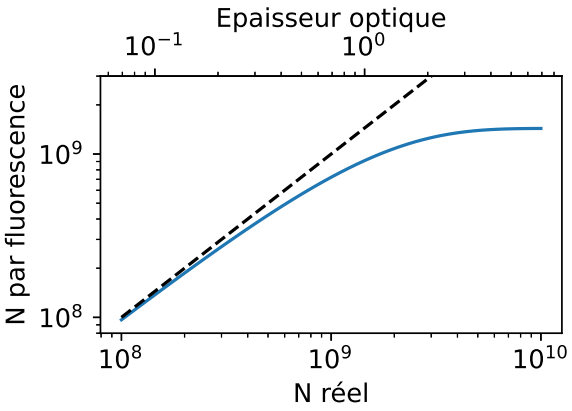
$$(r_h, r_v) = (2{,}6 \text{ mm}, 4{,}2 \text{ mm}).$$

Comme précédemment on considère que le plus petit rayon est répété sur le troisième axe du volume. On suppose également que la densité est uniforme sur tout le nuage, ce qui donne un volume :

$$V = \frac{4}{3}\pi \times r_h^2 r_v = 0{,}121 \text{ cm}^3.$$



(a) **Distribution de la fluorescence pour un nuage gaussien à une dimension pris entre deux lasers à faible saturation pour différentes épaisseurs optiques b.** Lorsque l'épaisseur optique est petite devant un, la distribution de fluorescence est identique à celle des atomes (courbe noire). Lorsque b augmente, l'effet d'ombre est de plus en plus marqué au centre du nuage. On néglige l'émission par les atomes du nuage.



(b) **Nombre d'atomes comptés par fluorescence en fonction du nombre d'atomes réels dans un PMO à faible saturation.** On suppose le nuage gaussien et de volume constant égal à celui mesuré à basse température dans notre expérience. On affiche aussi l'épaisseur optique b pour les paramètres de notre piège.

FIGURE 6.12 – **Effet de l'épaisseur optique sur la fluorescence.**

En divisant le nombre d'atomes $N \simeq 9 \times 10^8$ par ce volume on obtient une densité constante :

$$n = 7{,}4 \times 10^9 \text{ atomes/cm}^3.$$

Cette densité correspond bien à la valeur $\overline{n}$ prise pour nos calculs.
L'épaisseur optique dépend de la section efficace de diffusion des atomes à la longueur d'onde de la transition

$$\sigma_{abs} = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \frac{1}{1 + 4\Delta^2/\Gamma^2}, \tag{6.35}$$

de la densité atomique et de la taille du nuage. On suppose que notre densité est constante égale à $n = 7{,}4 \times 10^9$ atomes/cm^3 et on se place le long du grand axe $2r_v = 8{,}4$ mm. L'épaisseur optique est :

$$b_\Delta = \int_0^{2r_v} \sigma_{abs} n(x) \mathrm{d}x = \frac{7{,}6 \times 10^{-14}}{17} \times 7 \times 10^{15} \times 8{,}4 \times 10^{-3} = 0{,}3 \tag{6.36}$$

pour un désaccord $\Delta = \delta_\mathrm{L} = -2\Gamma$ au centre du piège. Cette épaisseur optique est suffisamment petite pour ne pas perturber les mesures par fluorescence. La forme du nuage est pratiquement inchangée à part le sommet qui est aplati d'environ 15 %. De même la fluorescence est diminuée de 15 % ce qui n'impose pas de corriger les résultats affichés jusqu'à présent.

6.6. Conclusion

Nous avons pu tout au long de cette première expérience faire le lien entre la première partie sur le jet atomique et le nombre d'atomes piégés à différentes températures. Nous avons expliqué l'évolution du nombre d'atomes dans le piège par l'équilibre entre le taux de chargement et les différents mécanismes de pertes.

Le taux de chargement est proportionnel au flux d'atomes avec l'aide du faisceau ralentisseur et moins que proportionnel en son absence. À la température de 455°C, nous avons obtenu un taux de chargement

$$L = 3{,}2 \times 10^9 \text{ atomes/s}$$

ce qui est un record à notre connaissance. Nous n'avons pas dépassé cette température car déjà le nombre d'atomes piégés diminuait.

Les pertes sont dues aux collisions et aux échanges de photons. Pour des atomes isolés, nous avons montré que les collisions avec les atomes du gaz résiduel représentent les pertes dominantes. Ces pertes augmentent proportionnellement à la pression résiduelle et la pression augmente avec le flux d'atomes expulsés du four. Au-dessus de la température critique d'arrivée dans le régime opaque, ces pertes augmentent plus rapidement que le chargement et nous perdons en nombre d'atomes piégés. Tant que le vide différentiel entre le four et la cellule ne sera pas amélioré, les collisions avec les atomes du jet et les pertes par pompage optique sont négligeables.

Lorsque la densité atomique augmente, les atomes peuvent interagir. Lorsque deux atomes sont suffisamment proches, l'absorption d'un photon crée une molécule éphémère. Les deux atomes sont attirés jusqu'à l'émission du photon et la vitesse acquise peut suffire à les expulser. On parle de collisions assistées par la lumière. Dans un premier temps, la densité augmente avec le nombre d'atomes et les collisions assistées par la lumière prennent de plus en plus d'importance. Toutefois, l'émission spontanée des atomes piégés crée une force de répulsion qui, lorsqu'elle compense la force de pression de radiation des faisceaux du piège, mène à une densité d'équilibre. Le nuage s'agrandit et le taux de collisions assistées par la lumière devient constant. Aux plus hautes températures, les collisions avec le gaz résiduel deviennent majoritaire.

Il semble essentiel d'améliorer la pression côté cellule pour limiter les collisions avec le gaz résiduel. Par ailleurs, on peut espérer, en atteignant une densité optique supérieure, réduire les collisions assistées par la lumière, les atomes au centre ne recevant pas de photons.

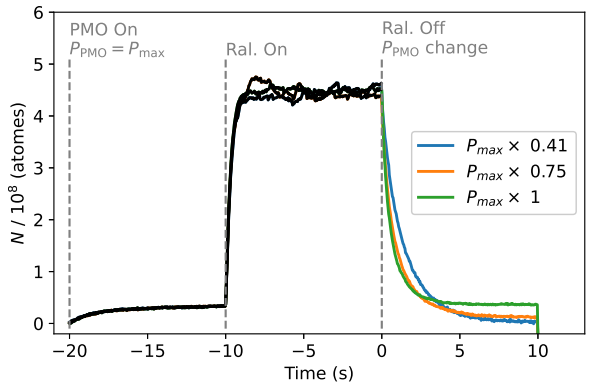
Maintenant que les différents processus ont été introduits pour un seul jeu de paramètres du piège, on regarde l'évolution du nombre d'atomes lorsqu'un de ces paramètres varie.

Chapitre 7

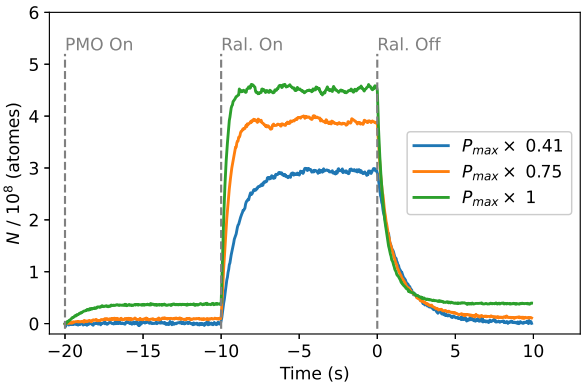
Paramètres du Piège Magnéto-Optique : $\{P_{\mathrm{PMO}}, \delta_{\mathrm{L}}, \nabla B\}$

7.1. Variations de la puissance des faisceaux laser P_{PMO}

Pour cette nouvelle expérience, le seul paramètre variable est la puissance distribuée dans les faisceaux du piège. Les paramètres tels que le désaccord des faisceaux du piège, $\delta_{\mathrm{L}} = -2.1\Gamma$, le gradient de champ magnétique de 32 G/cm et les paramètres du faisceau ralentisseur sont fixes et inchangés par rapport à la première expérience. La température du nez est stabilisée à 395 °C. La puissance maximale des faisceaux laser du piège est $P_{\mathrm{PMO}} = 100$ mW, égale à celle utilisée dans la première expérience puis elle est diminuée progressivement. À la puissance maximale, le paramètre de saturation à résonance au centre des faisceaux est $s_{0h} = 4{,}1 \times 10^{-2}$ pour chaque faisceau horizontal et $s_{0v} = 2{,}6 \times 10^{-2}$ pour chaque faisceau vertical. La géométrie des faisceaux étant fixe le paramètre de saturation à résonance est proportionnel à la puissance laser. De plus nous sommes à faible saturation, donc un changement de puissance laser implique un changement proportionnel de la saturation.



(a) **Première séquence sur le PMO en fonction de P_{PMO}.** Les périodes de chargement sont identiques. La puissance P_{PMO} est diminuée lors de la coupure du faisceau ralentisseur.



(b) **Deuxième séquence sur le PMO en fonction de P_{PMO}.** La puissance P_{PMO} est changée sur l'ensemble de la séquence.

FIGURE 7.1 – **Séquences de mesures pour l'expérience de piégeage en fonction de la puissance laser (deuxième expérience).**

Lors de la première séquence, le chargement avec et sans ralentisseur est identique pour chaque mesure. La puissance des faisceaux du piège est diminuée uniquement à la coupure du faisceau ralentisseur lors du délestage du piège. Au total il y a huit chargements qui permettent d'établir une incertitude statistique sur les résultats présentés jusqu'à présent.
Les pertes d'ordre un obtenues après un ajustement par une loi exponentielle du chargement sans ralentisseur valent :

$$\alpha = 0{,}534 \pm 0{,}035 \text{ s}^{-1}.$$

Ce qui fait une incertitude statistique de 6 %.
Le taux de chargement sans ralentisseur issu de ce même ajustement est :

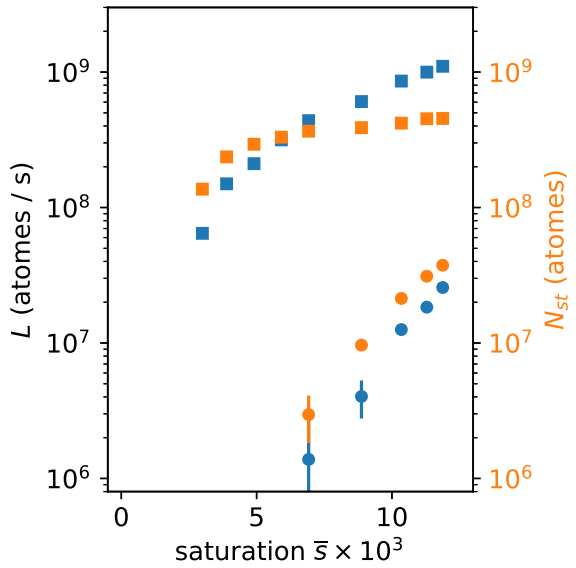
$$L = (1{,}61 \pm 0{,}12) \times 10^7 \text{ atomes/s}.$$

L'incertitude relative est de 4 %. Enfin le taux de chargement avec ralentisseur est évalué comme la pente moyenne des premiers 25 % de chargement. Cette pente est ajustée par une droite affine dont le coefficient directeur vaut :

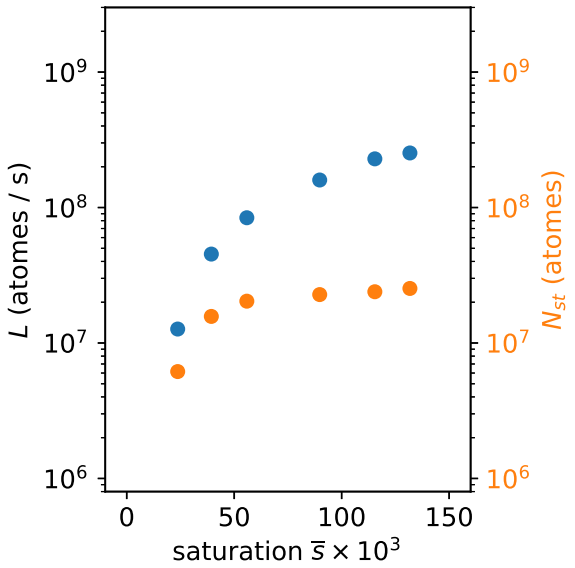
$$L = (1{,}01 \pm 0{,}04) \times 10^9 \text{ atomes/s}$$

et l'incertitude relative est de 4 %.
On observe qualitativement un changement du temps de vie du nuage d'atomes piégés. Comme les pertes par pompage optique sont négligeables et que les pertes par collisions avec les atomes du gaz résiduel sont quasi-constantes pour le changement de profondeur du piège, on attribue l'augmentation du temps de vie à la diminution des pertes par collisions assistées par la lumière. Cette diminution est liée à la diminution de la saturation et de la densité atomique puisque la raideur du piège diminue également lorsque la puissance des faisceaux laser diminue.

On réalise ensuite une seconde séquence où la puissance et donc la saturation est changée sur l'ensemble de la séquence. On observe figure 7.2a que le taux de chargement sans ralentisseur augmente fortement avec la saturation. Le nombre d'atomes dans l'état stationnaire augmente quasi proportionnellement à ce taux de chargement. On en déduit que les pertes à l'ordre un sont constantes.
Lorsque l'on ajoute le faisceau ralentisseur on retrouve un taux de chargement supérieur de plus d'un ordre de grandeur. Cependant le taux de chargement L_{R} augmente moins vite avec la saturation que sans faisceau ralentisseur. Ceci s'explique principalement par la forme de la distribution des vitesses dans le jet après application du faisceau ralentisseur. Contrairement au taux de chargement qui augmente avec la saturation, le nombre d'atomes à l'état stationnaire N_{st} atteint une valeur limite autour de 5×10^8 atomes. Les pertes d'ordre un étant pratiquement constantes, on attribue cette stabilisation du nombre d'atome N_{st} aux pertes d'ordre deux.
Pour compléter, on propose figure 7.2b une comparaison sans faisceau ralentisseur avec une puissance P_{PMO} beaucoup plus importante. Dans les expériences présentées jusqu'à présent la puissance est limitée par l'injection dans la fibre à l'entrée du banc de division de Muquans et la crainte de l'endommager. Pour augmenter la puissance P_{PMO} au-delà de 100 mW, la division des six faisceaux du PMO est faite avec des cubes (GLB5-405, Thorlabs) et des lames d'ondes en espace libre à la place du banc de division de Muquans. On limite la puissance distribuée à 580 mW dans les faisceaux du piège avec cette nouvelle division. Les nouveaux paramètres de saturation à résonance et à la puissance maximale sont $s_{0h} = 0,56$ et $s_{0v} = 0,31$. L'expérience



(a) Série de données avec (carrés) et sans faisceau ralentisseur (ronds) à différentes saturations pour une puissance P_{PMO} de 100 mW et moins.



(b) Série de données sans faisceau ralentisseur à différentes saturations pour une puissance P_{PMO} de 580 mW et moins.

FIGURE 7.2 – **Taux de chargement L (bleu) et nombre d'atomes à l'état stationnaire N_{st} (orange) en fonction de la saturation $\overline{s}$ au centre du piège.** Le désaccord $\delta_{\mathrm{L}} = -2.1\Gamma$ et le gradient $\nabla B = 32$ G/cm sont identiques dans les deux cas. La température du nez est (a) 395 °C et (b) 375 °C.

est réalisée au même désaccord $\delta_{\mathrm{L}} = -2.1\Gamma$ et au même gradient $\nabla B = 32$ G/cm de champ magnétique. En revanche la température du nez est (a) de 395 °C et (b) de 375 °C. Cette différence explique que les courbes de taux de chargement ne se raccordent pas autour de $\overline{s} = 0,020$ entre les figures (a) et (b). Avec ce nouveau dispositif on observe que la vitesse de chargement L augmente de plus d'un ordre de grandeur. Mais on observe aussi que le taux de chargement croît de moins en moins vite avec la saturation. De façon similaire à la courbe avec faisceau ralentisseur (a), le nombre d'atomes N_{st} se stabilise et ceci ne peut pas être expliqué par l'évolution du taux de chargement ni par l'épaisseur optique. Vu le profil non exponentiel des courbes de chargement, on considère que les pertes d'ordre deux sont dominantes. Le nombre d'atomes N_{st} atteint un seuil de seulement 3×10^7 atomes piégés en stationnaire.

Conclusion sur l'influence de la puissance

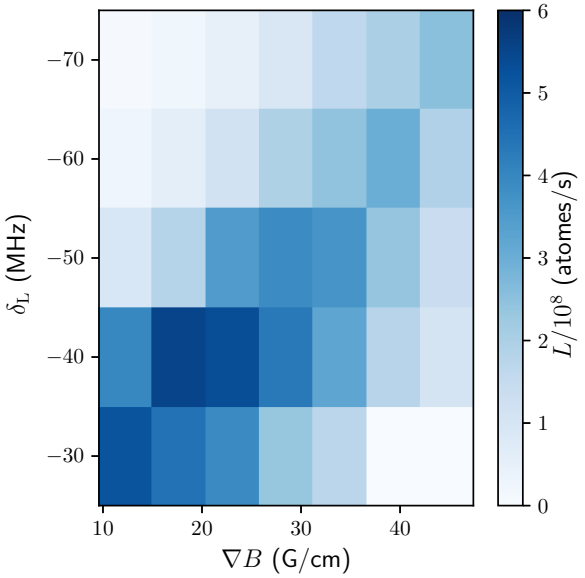
Comme attendu, la vitesse de capture du piège augmente avec la puissance des faisceaux du PMO et par conséquent le taux de capture. Ce dernier croît d'abord fortement avec la saturation puis sa croissance ralentit à mesure que le paramètre de saturation à résonance s_0 approche de un. Le nombre d'atomes stationnaire atteint un seuil surtout déterminé par les pertes d'ordre deux. Pour la transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ de largeur naturelle $\Gamma_b/2\pi \simeq 29$ MHz, le nombre d'atomes se limite par exemple à 3×10^7 atomes pour une saturation au centre $\overline{s} = 0,05$. En ajoutant un faisceau ralentisseur et en diminuant la saturation au centre, on a pu monter ce seuil à 5×10^8 atomes à 395 °C.

7.2. PMO en fonction du gradient de champ magnétique et du désaccord

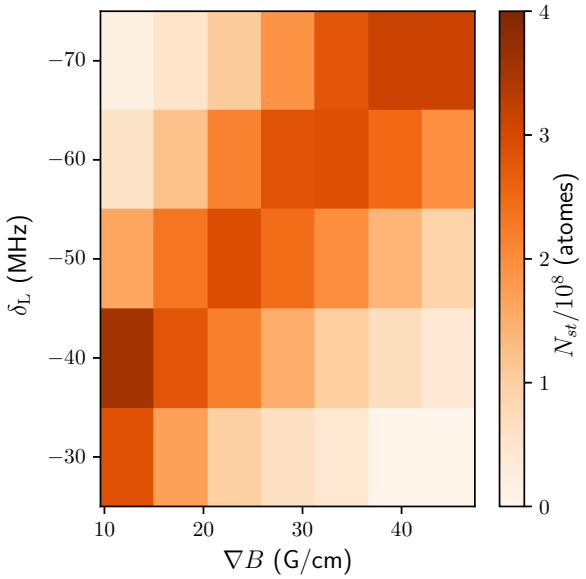
Dans le paragraphe précédent nous avons analysé le taux de chargement et le nombre d'atomes stationnaire N_{st} lorsque la puissance des faisceaux du piège varie. Ce changement de puissance modifie surtout le paramètre de saturation à résonance des atomes. Or l'amplitude de la force moyenne de pression de radiation augmente avec la saturation, ce qui augmente la vitesse de capture du piège. Finalement le taux de chargement suit l'augmentation de la vitesse de capture puisqu'il est, à un facteur près lié au flux, l'intégrale de la distribution des vitesses des atomes à l'entrée du piège jusqu'à la vitesse de capture.
Le nombre d'atomes stationnaire N_{st} correspond à l'équilibre entre le taux de chargement et les pertes. Nous avons estimé que les pertes d'ordre un changent assez peu pour nos jeux de paramètres à une température donnée et que nous sommes principalement limités par les pertes d'ordre deux. Les seules pertes d'ordre deux considérées sont les collisions assistées par la lumière qui dépendent de la saturation au centre du piège $\overline{s}$ et de la densité.

Pour cette nouvelle expérience, on étudie les taux de chargement L_{R} et le nombre d'atomes N_{st} avec le faisceau ralentisseur pour deux autres paramètres du piège. Le premier est le désaccord δ_{L} des faisceaux laser du piège. On rappelle que le désaccord du ralentisseur $\delta_R = \delta_{\mathrm{L}} - 7.6\Gamma_b$ est fixe par rapport à δ_{L}. Ce premier paramètre influence surtout la saturation, comme le fait la puissance des faisceaux laser. Le second paramètre est le gradient de champ magnétique. Ce second paramètre change la vitesse de capture en modifiant le ralentissement Zeeman dans l'enceinte du piège. Pour les atomes piégés le changement de raideur du piège modifie surtout la distribution d'équilibre et donc la densité du nuage.

Pour cette nouvelle expérience la puissance dans chaque faisceau a été fixée à $P_h = 12,5$ mW et $P_v = 6$ mW. Les paramètres de saturation à résonance des faisceaux horizontaux et verticaux sont respectivement $s_{0h} = 2,7 \times 10^{-2}$ et $s_{0v} = 1,3 \times 10^{-2}$. La puissance totale $P_{\mathrm{PMO}} = 62$ mW a été diminuée afin de limiter un maximum les pertes d'ordre deux. La température des capillaires est de 410 °C. Le désaccord δ_R du ralentisseur est toujours fixe par rapport à celui du laser, $\delta_R = \delta_{\mathrm{L}} - 7.6\Gamma_b$. La puissance est $P_{\mathrm{Ral}} = 200$ mW répartie sur 1 cm^2 ce qui donne une saturation $s_{0R} \simeq 3$.



(a) **Carte du taux de chargement avec le ralentisseur en fonction du gradient de champ magnétique et du désaccord δ_L.**



(b) **Carte du nombre d'atomes en fin de chargement avec le ralentisseur en fonction du gradient de champ magnétique et du désaccord δ_L.**

FIGURE 7.3 – **Étude du taux de chargement et du nombre d'atomes piégés en fonction du désaccord et du gradient de champ magnétique.**

Pour un gradient de champ magnétique donné et une puissance fixée, il existe un maximum du taux de chargement en fonction du désaccord δ_L. Nous avons établi au chapitre précédent une estimation théorique de cet optimum autour de :

$$\frac{\delta_L}{\nabla B} = \frac{\mu_B g_L}{\hbar}\frac{D}{2} \simeq 3{,}1 \text{ MHz G}^{-1} \text{ cm}^{-1} \tag{7.1}$$

où $D = 44$ mm est le diamètre des faisceaux du piège pris au waist. Par lecture graphique, nous avons pour notre expérience la relation suivante :

$$\frac{\delta_L}{\nabla B} = 0{,}9 \text{ MHz G}^{-1} \text{ cm}^{-1}. \tag{7.2}$$

Sur les cartes présentées figure 7.3, nous utilisons le gradient de champ magnétique de référence selon l'axe des bobines, axe vertical et orthogonal au jet atomique. Or le chargement des atomes se fait essentiellement dans le plan horizontal, contenant l'axe du jet atomique, où le gradient de champ magnétique est environ deux fois plus petit. En choisissant le gradient dans le plan horizontal on obtient un résultat expérimental plus proche des attentes théoriques de 1,8 MHz G^{-1} cm^{-1}. D'autre part, l'estimation théorique suppose un paramètre de saturation adapté. Or le paramètre de saturation utilisé est assez petit ce qui peut expliquer l'écart à la théorie. Ainsi la saturation que nous avons est adaptée à un désaccord $|\delta_L|$ inférieur ou égal à 40 MHz. Pour le désaccord le plus grand et pour le diamètre de nos faisceaux, le gradient

optimal est de 19 G/cm. Un gradient plus faible limite l'utilisation de l'effet Zeeman. Pour un gradient plus élevé, les atomes ne sont pas ralentis assez vite. Le désaccord Doppler ne compense pas le désaccord Zeeman du bord du piège jusqu'au centre et les atomes sortent de résonance puis du piège.
Pour illustration on compare les résultats aux taux de chargement sans ralentisseur pour une saturation bien plus importante au même gradient de champ magnétique $\nabla B = 19$ G/cm. Pour augmenter la puissance P_{PMO}, la division des faisceaux du PMO est faite en espace libre à la place du banc de division de Muquans. La puissance est multipliée par dix et la surface des faisceaux, avec le nouveau système de division, est divisée par deux. Ainsi les nouveaux paramètres de saturation à résonance sont environ vingt fois supérieurs, $s_{0h} = 0.56$ et $s_{0v} = 0.31$. La température du nez est de 375 °C.
Le résultat de cette expérience comparative avec un grand paramètre de saturation est que le

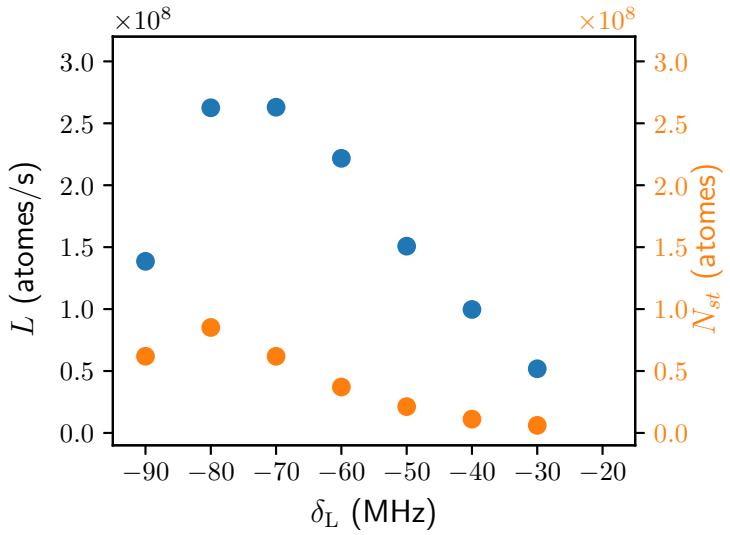


FIGURE 7.4 – **Taux de chargement L et nombre d'atomes N_{st} en fonction du désaccord des faisceaux du PMO pour un grand paramètre de saturation.** Le gradient de champ magnétique est $\nabla B = 19$ G/cm, $s_{0h} = 0.56$, $s_{0v} = 0.31$ et la température du nez est de 375 °C. On rappelle que $\delta_{\mathrm{L}} = -2.1\Gamma_b = -60$ MHz.

désaccord donnant un taux de chargement maximum pour un gradient de $\nabla B = 19$ G/cm est situé autour de $\delta_{\mathrm{L}} = -75$ MHz $= -2.6\Gamma_b$.

Finalement cette comparaison théorique du taux de chargement est surtout qualitative. Pour le nombre final d'atomes N_{st}, l'optimum suit celui du taux de chargement avec un léger décalage vers les désaccords plus grands. On explique ce décalage par les pertes d'ordre deux qui diminuent lorsque le désaccord des lasers avec la résonance atomique augmente. On retrouve comme figure 7.2a une saturation de ce nombre d'atomes autour du demi-milliard.

Conclusion sur les variables de désaccord δ_L et de gradient de champ magnétique ∇B

Pour une saturation à résonance donnée des faisceaux du piège, le rapport du désaccord δ_L sur le gradient de champ magnétique ∇B qui optimise le taux de chargement est (pratiquement) constant. Bien entendu, plus le paramètre de saturation est élevé et plus ce ratio augmente. Dans le plan défini par les axes δ_L et ∇B, ce ratio est une droite et le meilleur taux de chargement se trouve le long de cette droite. Avec et sans ralentisseur il est souvent préférable d'augmenter le désaccord et le gradient de champ magnétique pour augmenter L. C'est la saturation qui fixe la limite à ces augmentations.
Toujours dans le plan défini par les axes δ_L et ∇B, le plus grand nombre d'atomes piégés, N_{st}, suit une droite parallèle à celle optimisant le chargement et décalée vers les désaccords plus grands et les gradients plus petits. Ce décalage est expliqué par une diminution des pertes par collisions assistées par la lumière.

7.3. Conclusion et Perspectives

Dans ce dernier chapitre, nous avons analysé l'évolution du nombre d'atomes piégés en fonction de trois paramètres du piège : la puissance des faisceaux, le désaccord et le gradient de champ magnétique.

Parmi les résultats de cette analyse, on a observé que le nombre d'atomes piégés est limité par les pertes par collisions assistées par la lumière. C'est-à-dire que le taux de chargement peut continuer d'augmenter sans augmentation du nombre d'atomes piégés.

Nous avons cherché à limiter ces pertes. En premier lieu, on a diminué la puissance P_{PMO} distribuée aux faisceaux du piège, mais le taux de chargement en souffre également. En second lieu, on a augmenté le désaccord δ_L, ce qui augmente également, dans une certaine limite, le taux de chargement. Cette limite dépend du gradient et de la puissance des faisceaux. On observe que le meilleur taux de chargement, en jouant soit sur le désaccord, soit sur le gradient, est obtenu pour un rapport relativement constant entre ces deux quantités. Par contre, ce rapport augmente avec la puissance des faisceaux. C'est pourquoi nous avons réalisé des expériences avec une puissance supérieure, sans le banc de division et sans fibre. La vitesse de capture augmente avec le désaccord ainsi que la taille du nuage. On joue donc sur les deux tableaux avec la diminution de la densité et la diminution des échanges de photons.

Le dernier paramètre est le gradient du champ magnétique qui permet aussi de jouer sur la densité atomique. Néanmoins sa diminution impacte directement le taux de chargement à la baisse.

Le choix de l'atome d'ytterbium vient en partie de ses deux transitions de piégeage ${}^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^1\mathrm{P}_1$ (bleue) et ${}^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^3\mathrm{P}_1$ (verte). La transition ${}^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^1\mathrm{P}_1$ est bien plus large, c'est pourquoi elle est utilisée pour obtenir un taux de chargement maximal. En contrepartie, le taux de pertes liées aux nombreux échanges de photons est important. La transition ${}^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^3\mathrm{P}_1$ de largeur naturelle plus étroite est celle qui doit piéger un maximum d'atomes. Les échanges de photons y sont beaucoup plus faibles ce qui doit permettre d'augmenter la densité du nuage et descendre sa température à quelques microkelvins. Pour bénéficier des avantages des deux

transitions, il faudrait réaliser un piège avec les deux couleurs.

Première situation, le piégeage vert est consécutif au piégeage bleu. Dans ce cas, le nombre d'atomes est limité par celui du piège bleu et par l'efficacité de transfert. Cette configuration correspond à nos premiers essais, comme rapporté par Álvaro Mitchell [4]. Nous avons piégé, sur le vert, un total de 2×10^8 atomes à une température de 60 µK et une épaisseur optique initiale $b_0 = 47$. C'est aussi avec cette technique que nous avons obtenu le premier signal de cône de rétro-diffusion cohérente de la lumière bleue.

Cependant, l'obtention de meilleurs résultats est conditionnée par l'augmentation du nombre d'atomes piégés sur le vert. C'est pourquoi, deuxième situation, nous voulons organiser un piégeage simultané sur les deux transitions.

Les caractéristiques des deux transitions étant différentes, les paramètres du piège le sont aussi. En particulier, le gradient de champ magnétique utilisé dans un piège vert est petit devant celui utilisé dans un piège bleu. Par conséquent, nous avons vérifié le bon fonctionnement d'un piège bleu pour un gradient de champ magnétique bien plus faible qu'à présent. Au minimum, nous sommes descendu à $\nabla B = 1{,}3$ G cm^{-1} et le nuage faisait la taille des faisceaux. La puissance dirigée sur le piège était d'environ 500 mW. Ce résultat est une validation de notre montage car il est difficile de réaliser un tel piège pour une transition $0 \rightarrow 1$ comparé aux atomes bénéficiant du refroidissement Sisyphe [53, 64]. Les expériences à bas gradient nous ont aussi permis d'estimer le taux de pertes par pompage optique.

La solution qui retient notre attention est la configuration noyau-enveloppe (Core-Shell MOT [62]) avec un piège vert au centre (le noyau) entouré d'un piège bleu (l'enveloppe) sans recouvrement du vert par le bleu au centre du piège. Avec cette configuration, représentée figure 7.5, on s'attend à ce que le taux de capture reste égal à celui du piège bleu tandis que les pertes diminuent au centre. De plus, on prévoit de décaler le piège vert du centre de la cellule. Cela permet de recouvrir le piège bleu et le jet atomique tout en ôtant du jet les atomes refroidis.

Avec le décalage du piège, on estime aussi qu'il sera plus facile de couper les faisceaux bleus. La coupure du faisceau bleu se fera sur une partie où l'intensité est moins élevée qu'au centre. On pourrait aussi essayer de se placer au-delà du désaccord limite pour le piégeage bleu tout en ayant un piégeage sur le vert. Dans ce cas les faisceaux bleus pourraient ne pas être coupés au centre. Enfin, la question de l'usage de l'axe vertical, orthogonal au jet atomique, pour le piège bleu se pose en présence du piège vert.

La poursuite de ces différentes idées devrait permettre d'augmenter le nombre d'atomes piégés.

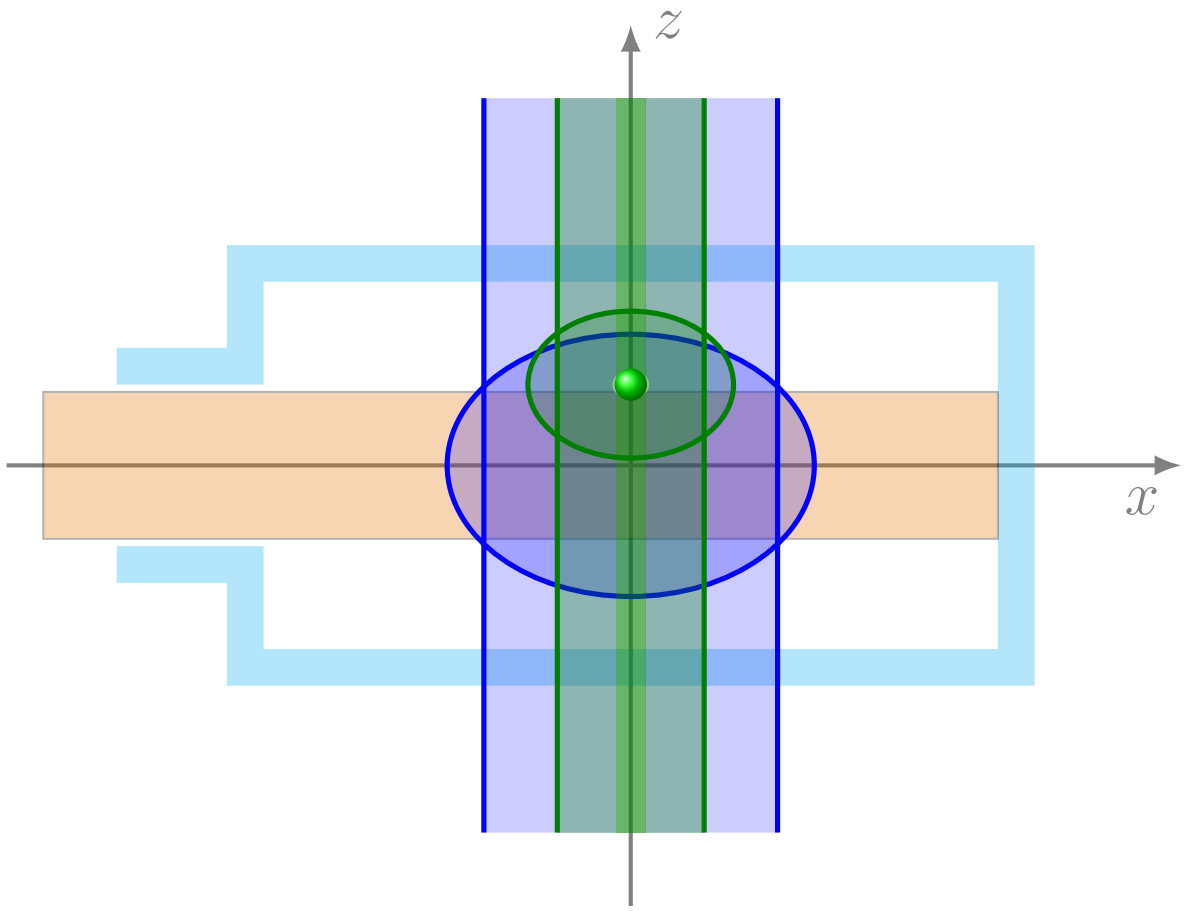


FIGURE 7.5 – **Représentation de la configuration noyau-enveloppe avec le piège vert décalé.** Il s'agit d'une vue en coupe dans le plan vertical médian de la cellule. Le centre du piège vert (sphère verte) n'est pas recouvert par le bleu et est décalé pour sortir du jet atomique (orange).

Conclusion Générale

Dans cette thèse, nous présentons la construction d'une nouvelle expérience d'atomes froids avec l'ytterbium. Cette thèse a commencé en octobre 2019 en même temps que le projet ERC ANDLICA, doté d'une subvention européenne. Début 2020, M. Álvaro Mitchell a rejoint le projet comme doctorant. La construction s'est faite dans une nouvelle salle, à partir de deux tables optiques nues et en anticipant un déménagement en mai 2023. L'ytterbium est une nouvelle espèce atomique pour l'équipe du groupe « atomes froids » de l'Institut de Physique de Nice (INPHYNI). L'expérience est aujourd'hui en fonctionnement et produit un nuage d'atomes froids d'ytterbium dans un piège magnéto-optique. Cette thèse détaille la mise en place de ce piège et de ses spécificités techniques, qui ont donné lieu à une publication [63].

Le point principal de cette thèse est la description de notre piège magnéto-optique sur la transition dipolaire électrique $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ et son optimisation afin d'obtenir le nombre d'atomes piégés le plus grand possible avec l'isotope ^{174}Yb de l'ytterbium. Nous présentons la capture de 1×10^9 atomes au taux de chargement maximum de $3{,}2 \times 10^9$ atomes/s.

Ce taux de chargement est un record à notre connaissance. Le refroidissement par effet Doppler mis en place s'inspire des travaux précédents sur l'atome d'ytterbium, piégé depuis vingt ans, et sur le piégeage d'atomes de structures similaires, les alcalino-terreux comme le strontium. En revanche ses caractéristiques sont relativement différentes des alcalins, comme le rubidium, déjà piégé et maîtrisé par le groupe.

La conception de l'expérience s'est appuyée sur un laser (MSquared) pouvant produire une puissance de 2,5 W en continu à 399 nm, des photons bleus en résonance avec la transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$. Grâce à cette puissance, supérieure à celle disponible dans les autres expériences, on veut réaliser un piège plus grand et plus efficace pour l'atome d'ytterbium. Une attention particulière a été portée à la source des atomes. Il s'agit d'une cellule d'effusion dont la sortie est un réseau de capillaires. Nous avons montré que les capillaires filtrent les atomes comme attendu. On observe le passage du régime transparent au régime opaque limitant le filtrage des capillaires. Grâce au large jet atomique et à un four proche de la chambre d'expérience, le flux d'atomes arrivant dans la zone du piège est supérieur à 1×10^{13} atomes/s.

Les atomes du jet les plus lents sont piégés par nos lasers. Afin d'augmenter la vitesse de capture, on ajoute un ralentisseur optique de sens contraire au jet. Ce ralentisseur montre une grande efficacité, avec un gain sur le débit d'atomes capturés supérieur à un facteur 10. Grâce à lui, nous avons obtenu un taux de chargement de $3{,}2 \times 10^9$ atomes/s. Cependant, le ralentisseur n'a pas, à notre opinion, donné son plein potentiel car le jet crée un dépôt opaque d'ytterbium sur la cellule. D'une part, le nettoyage de la fenêtre est en cours. Sans ce dépôt,

le faisceau ralentisseur sera remis exactement dans l'axe du jet et la vitesse de capture devrait encore augmenter. On pourra aussi, grâce à notre puissance laser, ajouter d'autres fréquences optiques, ce qui devrait permettre d'augmenter le gain d'un ordre de grandeur supplémentaire.

D'autre part, le piégeage transverse avec la redirection des atomes avant la chambre d'expérience, pourrait lui aussi améliorer le chargement et diminuer la vitesse de dépôt de l'ytterbium sur la fenêtre.

Le piège magnéto-optique :

Pour la division des faisceaux du piège, on utilise un banc très stable réalisé par Muquans. La stabilité est due à la fibre d'entrée et au collage des optiques, mais ce banc est aussi ce qui limite la puissance des faisceaux.

La mesure des pertes d'atomes dans notre nuage a montré que les pertes par collisions avec le gaz résiduel sont dominantes à basse densité atomique. La pression côté cellule doit être mieux isolée de l'augmentation de la pression côté four. On propose, pour ne pas diminuer le diamètre du jet, ni allonger notre enceinte à vide, de fabriquer un vide différentiel avec un réseau de tubes.

Au maximum nous avons piégé en régime continu un milliard d'atomes ($N \simeq 10^9$). Lorsque nous avons atteint ce résultat, les collisions assistées par la lumière entre deux atomes piégés étaient devenues une importante source de pertes. Limiter le nombre de photons échangés dans le piège a donc été une priorité. C'est pourquoi dans la thèse, nous avons réduit la puissance des faisceaux du piège et augmenté le rôle du faisceau ralentisseur. Nous avons également diminué la densité atomique en réduisant l'amplitude du piège magnétique. Mais la réduction de ces deux paramètres décroît l'efficacité de capture du piège. Le meilleur compromis trouvé, en faisant varier ces paramètres, a été de piéger un milliard d'atomes.

Perspectives

On sépare les perspectives entre celles propres au piégeage des atomes de celles plus générales des étapes vers l'observation de la localisation d'Anderson.

Perspectives de piégeage :

Le piégeage des atomes sur la transition $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ (piège bleu) n'est qu'une étape de construction du projet. La transition $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ (piège vert), qui a un taux d'échange de photons 150 fois inférieur, permet de continuer le refroidissement. En piégeant sur cette transition, les atomes ralentissent et une augmentation de la densité est attendue.

Pour le futur de l'expérience, nous envisageons le chargement d'un piège vert entouré, sans recouvrement, par un piège bleu. En théorie, le taux de capture resterait égal à celui du piège bleu tandis que les pertes diminueraient au centre du fait d'échanges de photons moins fréquents. De plus, on prévoit de décaler le piège vert du centre de la cellule. Cela permettrait de recouvrir le piège bleu et le jet atomique tout en ôtant du jet les atomes refroidis.

Si cette idée est une piste que nous voulions suivre dès le début de cette thèse, sa mise en place s'est heurtée aux difficultés rencontrées pour l'asservissement en fréquence du laser vert

et dont les détails sont dans la thèse d'Álvaro Mitchell.

Perspectives pour la localisation d'Anderson :

Durant cette thèse, nous avons réalisé un piège bleu suivi d'un piège vert en une courte séquence (moins de 200 ms). En cumulant les résultats pendant une heure, nous avons obtenu une première image de cône de rétro-diffusion cohérente d'un faisceau bleu sur un nuage vert. Cette preuve de localisation faible est un premier pas. L'augmentation du nombre d'atomes refroidis de plus d'un ordre de grandeur est une étape préliminaire à l'obtention d'un meilleur signal sur le bleu puis sur la transition verte $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$.

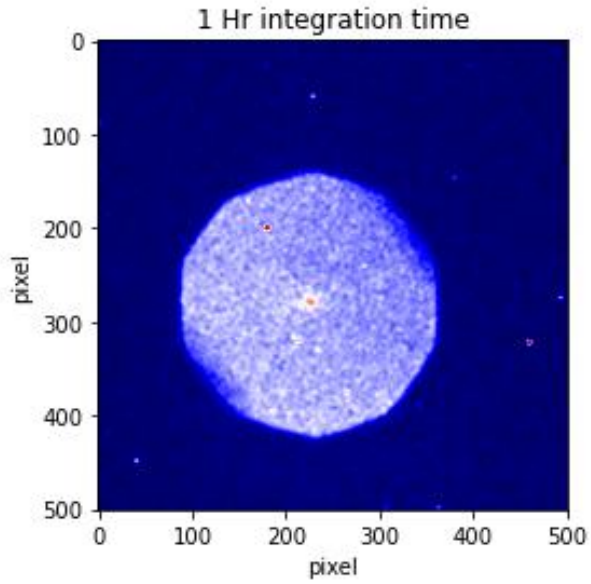


FIGURE 7.6 – Cône de rétro-diffusion cohérente.

Dans un premier temps, l'étude des cônes de rétro-diffusion cohérente peut nous renseigner sur le libre parcours moyen de la lumière dans le nuage d'atomes froids. Lorsque celui-ci s'approchera de la longueur d'onde, nous espérons entrer dans le régime de localisation forte. Si le libre parcours moyen décroît jusqu'à respecter le critère de Ioffe et Regel, les observations se feront avec l'ajout d'un fort champ magnétique [88]. La voie suivie actuellement est plus proche du modèle original d'Anderson. Il s'agit, avec un laser sur la transition $^3P_1 \rightarrow {}^3D_1$, d'induire par la lumière un décalage du niveau $^3P_1$. Ce décalage étant proportionnel à l'intensité lumineuse, une distribution hétérogène de celle-ci dans le nuage, mènerait au désordre tel que l'a imaginé P.W. Anderson. En jouant sur l'amplitude de ce désordre diagonal, on espère observer la transition recherchée d'un conducteur à un isolant.

Troisième partie

Annexes

Chapitre A
Contrôle de l'expérience

On présente dans cette première annexe le contrôle à distance de l'expérience. Il a fallu concevoir une interface de communication entre la carte électronique de contrôle et l'utilisateur. La création d'une interface utilisateur en langage de programmation python (PyQt) a demandé le développement de compétences transverses et néanmoins indispensables au bon fonctionnement de l'expérience.

Cette annexe se présente comme un manuel de l'utilisateur, complété de considérations techniques utiles pour de futures modifications. On détaille les capacités actuelles de l'interface, les avantages et les limites entrevus. On donne les améliorations envisagées de l'interface et si possible des pistes pour les mettre en place. Cette interface a été développée pendant la thèse en reprenant certains éléments utilisés dans les programmes, en langage Matlab, des autres expériences du groupe. Avant de donner plus de détails sur cette interface locale, on décide d'élargir le champ de vision à des interfaces plus établies.

Parmi les expériences d'atomes froids disséminées sur la planète, certaines interfaces de contrôle sont partagées entre les laboratoires. On peut citer comme premier exemple le logiciel « Cicero Word Generator » développé au centre d'atomes froids du MIT dans le laboratoire de Wolfgang Ketterle. Le second exemple que nous citons est intitulé « labscriptsuit » et est développé à l'université de Monash en Australie [93, 16, 92]. Il s'agit d'un programme plus récent que j'ai eu l'occasion d'utiliser pendant mon séjour à l'université fédéral de San Paolo à San Carlos au Brésil dans le groupe de Vanderlei Bagnato.

L'interface *Labscript(suit)* permet de contrôler la plupart des cartes de National Instrument, des instruments (comme des oscilloscopes) et des caméras que l'on rencontre dans un laboratoire d'optique atomique. L'interface comprend plusieurs fenêtres de gestion. Une première, appelée *blacs*, sert à la configuration des cartes électroniques et des appareils. Une deuxième, intitulée *runmanager*, gère la liste d'attente des séquences de l'expérience. Pour chaque séquence, l'ensemble des paramètres est automatiquement sauvegardé dans un fichier spécifique. L'écriture des séquences se fait dans un script python. Ceci permet de définir des classes et des fonctions qui peuvent être partagées entre séquences. La chronologie est gérée par une variable de temps incrémentée au cours du code. Un module d'horloge (Raspberry par exemple), partagé entre les appareils, sert à incrémenter pas-à-pas cette variable tout au long de la séquence. Le module d'horloge utilisé à San Carlos ayant une mémoire finie, la durée totale d'une séquence est limitée par le nombre de pas maximum mémorisés. Lors de mon séjour au Brésil nous avons dû, pour certaines séquences, raccourcir la séquence puis la lancer en boucle. L'écriture de la séquence dans un script offre beaucoup de liberté mais demande une certaine familiarité avec le langage python. La mise en place de la séquence n'est pas visuelle et la valeur des paramètres

peut être cachée derrière un appel à une fonction. Néanmoins, dans une autre fenêtre, appelée *runviewer*, il est possible de tracer l'évolution de chaque paramètre en fonction du temps. Enfin une fenêtre d'analyse, nommée *lyse*, permet de lancer des programmes d'analyse à chaque fin de séquence. Les résultats sont affichés en temps réel et sont sauvegardés dans le même fichier que les paramètres de la séquence.

Avec la description du programme *Labscript(suit)*, plusieurs axes de travail se dégagent comme la configuration des appareils, le partage du temps, l'écriture de séquences ou la sauvegarde des paramètres. Pour les appareils électroniques, on évite de changer les paramètres via un programme informatique car il est difficile de synchroniser les envois de commandes. On préfère utiliser une carte électronique avec des sorties analogiques rapides et synchronisées que l'on relie aux entrées des appareils.

Notre choix s'est porté sur la carte PCIe-6738 de National Instrument, en concurrence durant nos recherches avec le fabriquant AD-Win.

La carte électronique de contrôle PCIe-6738 de National Instrument est une carte de 32 sorties analogiques (AO pour *Analog Output*), réparties en 8 banques de 4 sorties, synchronisées sur un même signal d'horloge. Le signal d'horloge par défaut est un signal digital périodique (0 V - 5 V) d'une fréquence sous-multiple de l'horloge interne de la carte à 100 MHz. À chaque front montant (ou descendant) une valeur est affectée aux sorties analogiques. En utilisant ce signal par défaut, on génère un grand nombre de répétitions car les valeurs sont loin de changer à chaque pas de temps. Ces affectations inutiles remplissent la mémoire tampon de la carte et génère du bruit supplémentaire (AO update glitch). Pour éviter ces répétitions, on préfère utiliser un autre signal d'horloge qui déclenche les nouvelles affectations seulement lorsqu'un des paramètres change de valeur. Les répétitions ne sont pas supprimées mais limitées au nombre de changements indépendants d'une des paramètres.
La carte possède deux sorties digitales dynamiques, c'est-à-dire qui se synchronisent également sur un signal d'horloge, et huit sorties digitales statiques. Les sorties statiques reçoivent une seule instruction et simultanément. Elles peuvent servir (actuellement non) pour des opérations rares et sans temps de déclenchement précis, par exemple ouvrir la vanne pneumatique en début de journée. La première sortie digitale dynamique est utilisée comme nouvelle horloge pour les sorties analogiques. La fréquence d'horloge de cette sortie digitale est fixée (dans le code en python) à 100 kHz. À chaque changement, une impulsion, état haut pour la durée d'un pas élémentaire d'horloge (ici 10 µs), est envoyée. Le front montant de l'impulsion déclenche un changement des valeurs des sorties analogiques. Ceci impose pour les sortie analogiques, qu'une période est un multiple, entier plus grand que deux, du pas élémentaire de l'horloge de la sortie digitale.
La durée minimale d'une période est choisie en fonction des contraintes techniques. La première contrainte est la vitesse de changement de consigne des sortie analogique. Pour notre carte, cette vitesse est de 3 V/µs [50] mais pour la génération précédente NI-6723, utilisée dans les expériences sur Rubidium de l'équipe, la vitesse est de 0,7 V/µs [49].
En plus du temps nécessaire au changement de valeurs, il faut additionner le temps de stabilisation autour de la consigne. Un changement trop rapide du voltage peut causer une fluctuation excessive autour de cette valeur (*overshoot* et *glitch*). Le choix de National Instrument pour la

nouvelle génération de carte est une fluctuation faible (AO update glitch) de 3 mV d'amplitude mais relativement longue, 10 µs de temps de stabilisation. Avec la version précédente, la carte NI-6723 [49], les fluctuations sont amorties plus rapidement (durée de 2 µs) mais l'amplitude des *glitchs* (400 mV) est parfois un problème pour les autres expériences du groupe. D'après la documentation technique [50], il faut 15 µs pour passer de −10 V à +10 V à mieux que 1,2 mV (±4 LSB [1]).
Enfin, on est contraint par la vitesse de transfert depuis la mémoire intégrée de la carte. Avec la méthode FIFO locale(*First In First Out*, Premier Arrivé Premier Sorti), les opérations s'effectuent à la vitesse de 1 MS/s pour une sortie analogique par banque et 350 kS/s pour plusieurs sorties par banque.

Compte tenu des différentes contraintes, la durée minimale choisie est de 20 µs et pourrait au mieux descendre aux alentours de 2,5 µs.

Maintenant que nous connaissons les capacités de la carte électronique, nous en présentons sa programmation avec notre interface utilisateur. Pour le moment, la carte PCIe-6738 est le seul appareil de l'interface car il permet de contrôler tout les autres. L'interface de contrôle se découpe en trois grands panneaux :

- **(A.1) Panneau de configuration des sorties analogiques (PCIe-6738)** :
  Ce panneau permet de définir l'usage des sorties de la carte. On donne notamment un nom explicit et une unité à chaque sortie utilisée. L'ensemble des renseignements est compilé dans un tableau de 32 lignes, correspondant aux 32 sorties analogiques de la carte, numérotées de *ao0* à *ao31*. Pour chaque ligne, il y a six colonnes :
  1. *Name* / Texte libre : nomme la sortie avec un nom courant. Le nom par défaut est celui de la ligne *aoi*.
  2. *Unit* / Liste déroulante : indique l'unité propre à l'utilisation de la sortie, par exemple en Hertz pour un AOM au lieu des volts. Les unités sont à définir dans le panneau suivant. L'unité par défaut est le volt de -10 V à +10 V.
  3. *Constant* / Case à cocher : ajoute la sortie au mode constant du panneau de séquence.
  4. *Sequence* / Case à cocher : ajoute la sortie à la séquence temporelle.
  5. *Rank* / Texte fixe (voir bouton *put to rank*) : inscrit l'ordre d'apparition des sorties (ordre des lignes de la séquence temporelle et du mode constant).
  6. *Comments* / Texte libre : ajout d'un commentaire libre.

  Le bouton *Compile and Update* met à jour l'ensemble de l'interface avec les paramètres renseignés.
  Le bouton *put to rank* insère la sortie sélectionnée (menu déroulant à gauche) à la position indiquée (compteur de 0 à 31 à droite) dans l'ordre d'apparition. La colonne *rank* est mise à jour immédiatement.

1. *Least Significant Bit* ou bit de poids faible. Autrement dit 1 LSB vaut l'amplitude de la carte, 20 V, divisée par le nombre de bit, c'est à dire 2^{16}.

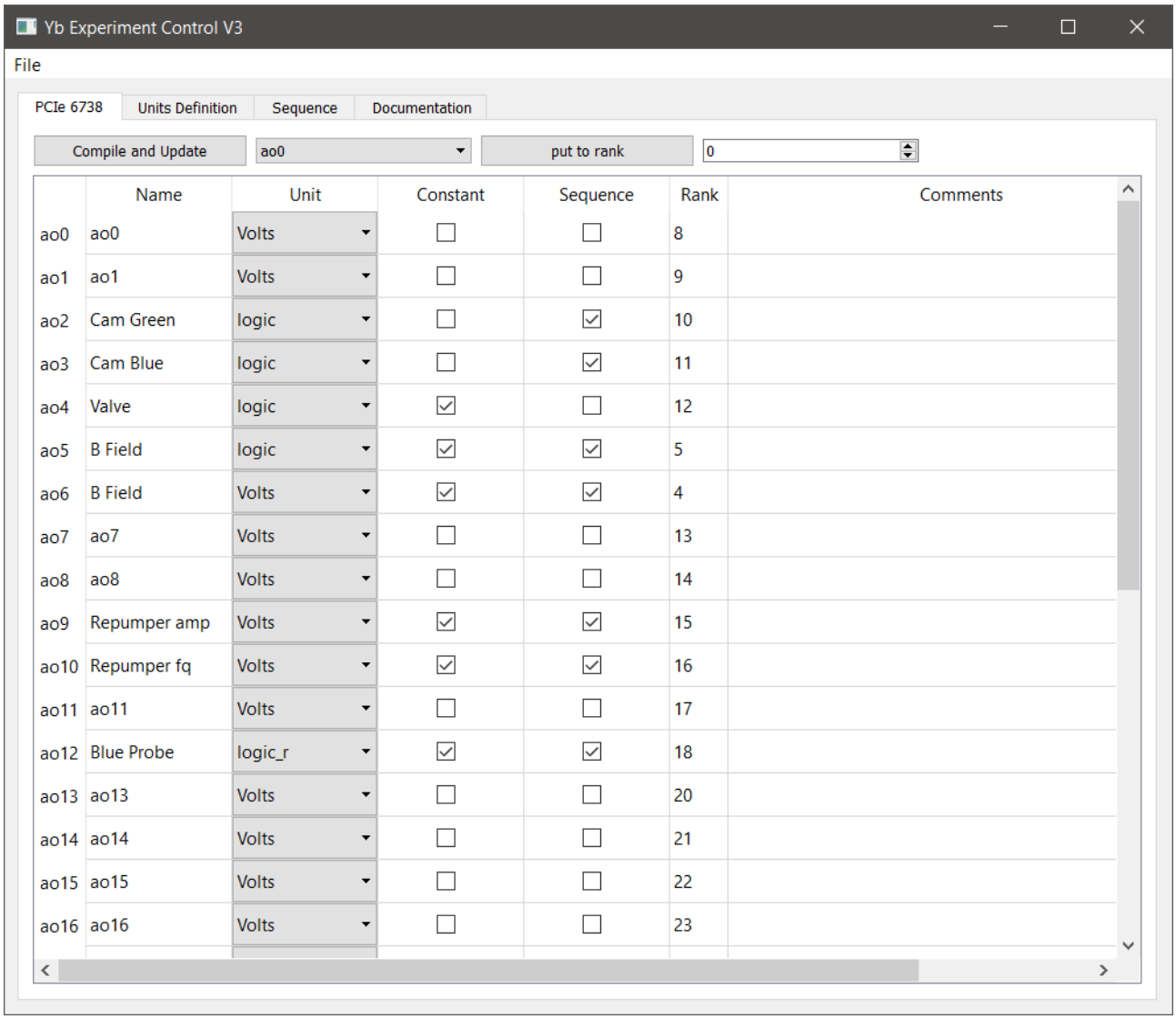


FIGURE A.1 – **Panneau de configuration des sorties analogiques (PCIe-6738).**

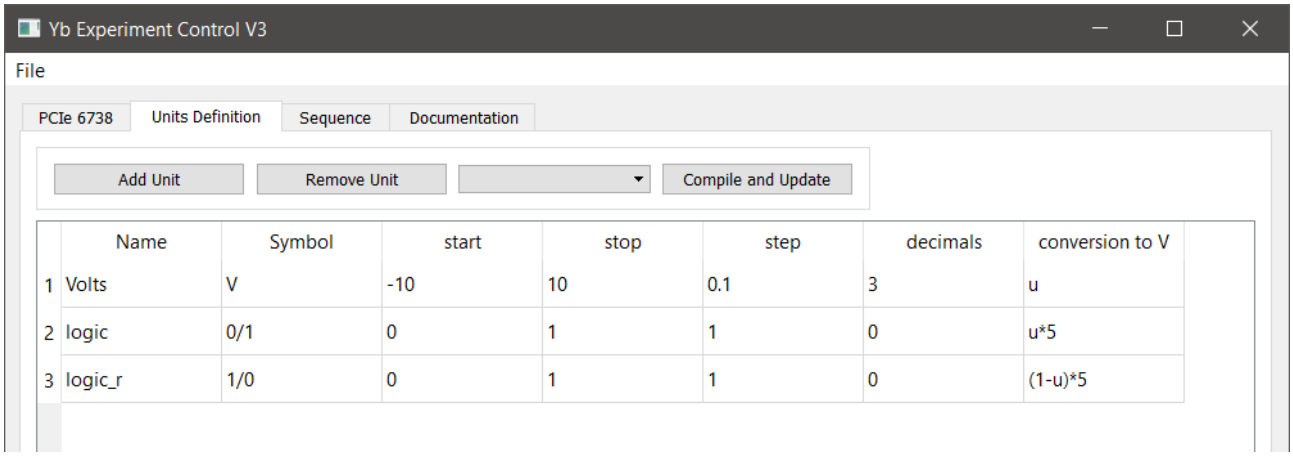


FIGURE A.2 – **Panneau de définitions des unités (Units Definition).**

- **(A.2) Panneau de définitions des unités (Units Definition)** :
  Dans ce panneau, l'utilisateur définit ses propres unités avec leur fonction de conversion pour la carte de contrôle. Les unités sont disposées par ligne dans un tableau de sept colonnes :
  1. *Name* / Texte libre : nomme l'unité. Ce champ ne doit pas être vide pour mettre à jour l'interface.
  2. *Symbol* / Texte libre : définit un symbole représentant l'unité.
  3. *start* / Texte libre : fixe la valeur minimale de l'unité.
  4. *stop* / Texte libre : fixe la valeur maximale de l'unité.
  5. *step* / Texte libre : fixe l'incrément de l'unité. Cet incrément correspond à celui de la molette de la souris ou aux flèches du clavier lorsque l'utilisateur change la valeur d'une sortie avec cette unité. L'incrément se fait depuis la valeur précédente et dans les limites définies.
  6. *decimals* / Texte libre : fixe le nombre de décimales disponibles.
     ∗ Les champs *start*, *stop*, *step* et *decimals* sont des champs de texte. L'utilisateur doit prendre garde à y écrire un nombre sans espace et utiliser le point comme séparateur décimal. Le champ *decimals* est en plus un entier positif.
  7. *conversion to V* / Texte libre : fonction mathématique de la variable u écrit dans le langage python de programmation. La variable u correspond à la valeur de l'unité inscrite par l'utilisateur et l'image de u par cette fonction est la valeur en volts envoyée à la carte électronique. Par suite, l'image de la fonction sur le domaine de définition de l'unité doit être incluse dans l'intervalle [-10 V, +10 V]. L'expression en python ne tolère aucune faute de frappe.

  On définit trois unités par défaut, fixes.

  a. le **Volt** : de symbole V, son support est celui de la carte électronique [-10 V, +10 V] et sa fonction de conversion est l'identité. L'incrément est de 100 mV. La précision est fixée à 1 mV (trois décimales) et correspond à la limite du bruit de la carte (l'écart type du bruit est de 1,0 mV sur une plage de fréquences allant du courant continu à 1 MHz).
  b. l'unité **logic** : de symbole « 0/1 », prend uniquement les deux valeurs entières 0 et 1. Cette unité convertit une sortie analogique en une sortie digitale du point de vue de l'utilisateur par la transformation $\{0, 1\} \to \{0\text{ V}, 5\text{ V}\}$ de tension sur la carte électronique.
  c. l'unité **logic_r** : de symbole « 1/0 » est l'inverse logique de l'unité précédente **logic**.

- **(A.3) Panneau de conception des séquences expérimentales (Sequence)** :
  Ce troisième panneau est le principal panneau de l'utilisateur. On y définit dans un premier tableau la séquence temporelle et le nombre de répétitions (0 signifiant l'infini). On peut ajouter des boucles, chacune portant sur une valeur donnée (valeur d'une sortie analogique ou temporelle) à une période de temps donnée. Dans un deuxième tableau, appelé mode constant, on peut changer les paramètres manuellement pour une sortie à la fois et lorsqu'aucune séquence n'est en cours. La valeur est mise à jour à chaque fin d'édition

(par un clic de la touche « entrer » ou un clic de la souris ailleurs). On commence par définir le tableau de la séquence temporelle.
Une séquence temporelle est une suite de période de temps pour lesquelles une valeur est assignée à chaque sortie analogique impliquée. L'édition de la séquence s'effectue dans un tableau. Les deux premières lignes du tableau sont pour nommer les périodes (texte libre, par défaut « dt ») et définir leur durée en milli-seconde. Les lignes suivantes permettent d'inscrire l'évolution des sorties à chaque période. L'en-tête de ligne rappelle le numéro de ligne, le nom officiel de la sortie, le nom donné et le symbole de l'unité appliquée. Pour les sorties en unité **logic** ou **logic_r**, on ajoute un code couleur, rouge pour 0 et vert pour 1, en couleur de fond de chaque cellule. Les cellules du tableau qui sont des roues codeuses (SpinBox) dont les paramètres sont ceux de l'unité utilisée pour les sorties analogiques et, pour les périodes de temps (deuxième ligne), au minimum le double de la période d'horloge et au maximum 10^9 ms. L'ordre des lignes suit celui demandé dans la première table.
Le mode constant est un mode de contrôle manuel de l'expérience. On change les valeurs des sorties une par une. La valeur indiquée n'est pas nécessairement la valeur actuelle sauf si la cellule a déjà été éditée une fois. Les en-tête de lignes sont les mêmes que précédemment. Il n'y aucune ligne de temps et plus qu'une seule colonne d'édition.

Les répétitions sont gérées par la valeur entière de la roue codeuse # **Loop**. Si la valeur est 0 alors la séquence temporelle est répétée indéfiniment du clic sur le bouton **Run** jusqu'à l'enfoncement simultané des touches *ctrl* + *p*. Cet arrêt intervient peu importe la fenêtre active sur l'ordinateur. Avec ce choix de touche on déclenche au pire une impression.
Le menu itération permet d'effectuer une séquence en boucle en changeant à chaque itération la valeur de la cellule visée. Pour chaque ligne du menu, il y a trois champs. La case à cocher définit l'usage ou non de la ligne. Le deuxième champ est un texte libre. On y indique entre parenthèse « (i,j) » les coordonnées de la cellule, ligne i et colonne j, dont les valeurs vont changer (durées des périodes incluses). Le changement des valeurs suit la liste indiquée dans le troisième champ (texte libre). Cette liste est à exprimer dans le langage python, avec toute la richesse que cela implique. Pour changer plusieurs paramètres simultanément, il faut fournir des listes de même longueur. Pour effectuer des boucles imbriquées, on pourra utiliser les commandes *repeat* et *tile* du langage python. L'interface ne supportant aucune erreur de frappe, il est préférable de vérifier les listes dans un éditeur python au préalable.
Enfin ajouter ou retirer une période (colonne) à la séquence temporelle s'effectue simplement à l'aide des boutons **Add Time** et **Delete Time** à la position indiquée par le compteur.
La possibilité de générer un signal rectangle (Counter) existe mais n'est pas utilisée.

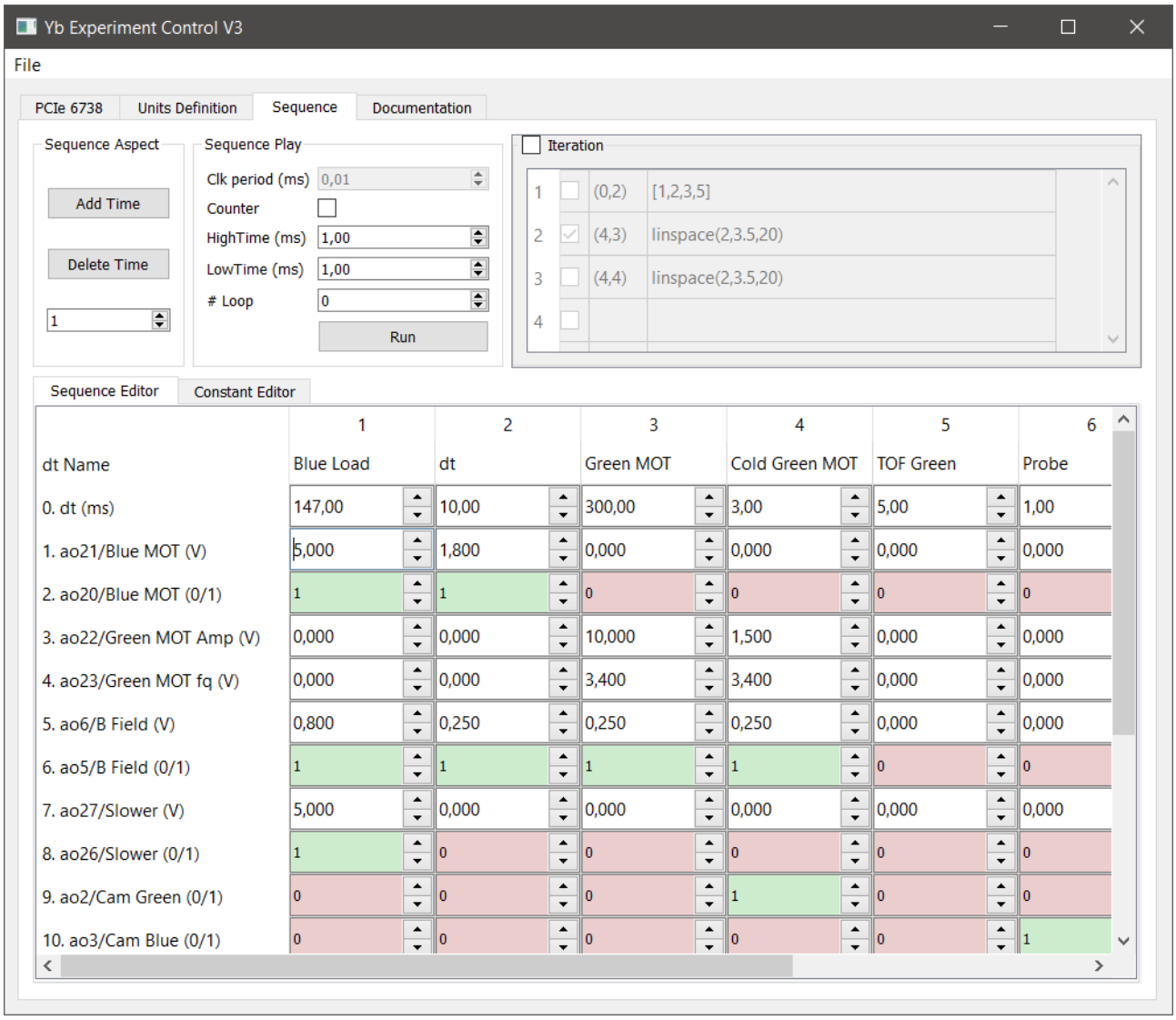


FIGURE A.3 – **Panneau de conception des séquences expérimentales (Sequence).**

Pour finir, on revient sur l'implémentation dans le langage python de l'interface de contrôle. La description se concentre sur le **Panneau de conception des séquences expérimentales** en mode constant et en mode séquence temporelle.

Les valeurs du tableau de séquence temporelle sont transmises à la carte électronique sous forme de matrice. Il y a une matrice à transmettre pour chaque type de sortie : analogique, digitale, compteur, ... Chaque ligne d'une matrice correspond à une sortie et chaque colonne à la valeur à attribuer à chaque signal d'horloge.
La matrice transmise à la sortie digitale dynamique, utilisée comme horloge pour la séquence, est un vecteur ligne noté V. Pour créer ce vecteur, on part de la liste des durées. La durée totale (en seconde) multipliée par la fréquence d'horloge (100 kHz, qui est aussi la vitesse de lecture du vecteur par la carte) est la longueur m du vecteur nul V. On commence à remplacer 0 par 1 à la position $i = 0$. On continue en incrémentant i de la prochaine durée multipliée par la fréquence d'horloge puis on affecte la valeur du signal d'horloge $V[i] = 1$. Pour une séquence d'une seconde avec cinq étapes, ce vecteur a une longueur de 100 000 et contient cinq 1.
La matrice S contenant les valeurs analogiques de la séquence est bien plus petite. Son nombre de lignes correspond aux nombre d'AO utilisées (au maximum 32) et le nombre de colonnes au nombre d'étapes de la séquence.
Lorsque la matrice est transmise à la carte, on choisit entre deux modes de lecture, *continu* (*CONTINUOUS*) et *fini* (*FINITE*). Le mode *continu* signifie que la matrice est lue en boucle jusqu'à arrêt par l'utilisateur. Dans le mode *fini*, la matrice est lue en boucle jusqu'au nombre de pas d'horloge fixé à l'avance par *samps_per_chan*. Un exemple concret, pour effectuer un nombre de boucles b, on envoie la matrice S en mode continu suivi du vecteur V, de longueur m, en mode fini avec un nombre *samps_per_chan* égal à $b \times m$.

Pour les itérations, on distingue deux types d'arguments, un sur la durée d'une période et l'autre sur une valeur analogique.
Pour effectuer une itération avec un argument sur la durée d'une période on entre une coordonnée du type $(0, j)$ et une liste L sous forme de code python (par exemple *sin(6∗linspace(0,pi,100))* pour une sinusoïde de 3 périodes). La liste des durées est répétée de la quantité correspondant à la longueur de L et à chaque répétition, la durée numéro j devient celle indiquée dans L. La création du vecteur V est identique.
Pour une itération avec un argument sur la valeur d'une sortie, on écrit une coordonnée $(i > 0, j)$ et une liste L, de longueur l. La matrice de la séquence S, va être répétée l fois et pour chaque répétition l'élément en coordonnée $S[i-1, j]$ est remplacé par celui de la liste L. Le vecteur temporel V est inchangé mais le nombre de pas devient *samps_per_chan* égal à $b \times m \times l$.
Pour de multiple itérations, l'utilisateur doit vérifier que les tailles des listes sont toutes identiques, peu importe le type de l'argument. Pour les itérations imbriquées, l'utilisateur peut utiliser les fonctions *tile* et *repeat* de python.

Avec cette méthode de transmission des matrices, les séquences d'une itération sont synchronisées. Dans les faits, on a rarement besoin que les séquences le soient. Pour gagner en souplesse, notamment pouvoir effectuer des changements de paramètres statiques entre deux séquences, on réfléchit à procéder à un envoi de matrice pour chaque séquence. Cette idée

permet aussi de sauvegarder plus facilement les paramètres d'une séquence et d'assurer la correspondance avec les autres appareils, par exemple la sauvegarde des images prises pendant la séquence.

L'ensemble des résultats publiés dans cette thèse ont été produits avec cette interface ou ses versions précédentes. Le perfectionnement de l'interface a participé à l'amélioration des prises de données et à libérer du temps pour se concentrer sur la science.

Chapitre B

Constante physique

Constante	Symbole	Valeur
Célérité de la lumière dans le vide	c	$299\ 792\ 458\ \mathrm{m\ s^{-1}}$
Constante de Planck	h	$6.626\,070\,15 \times 10^{-34}\ \mathrm{J\,s}$
Constante de Planck réduite	$\hbar$	$1.054\,571\,82 \times 10^{-34}\ \mathrm{J\,s}$
Charge élémentaire	e	$1.602\,176\,634 \times 10^{-19}\ \mathrm{C}$
Constante de Boltzmann	k_B	$1.380\,649 \times 10^{-23}\ \mathrm{J\,K^{-1}}$

TABLE B.1 – **Table des constantes physique usuelles.** Valeurs recommandées par CODATA 2018 et prises sur le site du NIST.

Grandeurs	Symbole	Valeur
Masse du proton	m_p	$1{,}672\ 621\ 923\ 69(51) \times 10^{-27}\ \mathrm{kg}$
Masse du neutron	m_n	$1{,}674\ 927\ 498\ 04(95) \times 10^{-27}\ \mathrm{kg}$
Masse de l'électron	m_{e^-}	$9{,}109\ 383\ 701\ 5(28) \times 10^{-31}\ \mathrm{kg}$
Unité de masse atomique	u	$1{,}660\ 539\ 066\ 60(50) \times 10^{-27}\ \mathrm{kg}$
Magnéton de Bohr	$\mu_\mathrm{B} = \dfrac{e\hbar}{2m_e}$	$9{,}274\ 010\ 078\ 3(28) \times 10^{-24}\ \mathrm{J\ T^{-1}}$
Rayon de Bohr	$a_0 = \dfrac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{m_e e^2}$	$5{,}291\ 772\ 109\ 03(80) \times 10^{-11}\ \mathrm{m}$
Facteur de Landé de l'électron	g_{e^-}	$-2{,}002\ 319\ 304\ 362\ 56(35)$

TABLE B.2 – **Table des grandeurs physiques usuelles.** Valeurs recommandées par CODATA 2018 et prises sur le site du NIST.

Chapitre C

Articles

Le premier article, intitulé **Loading of a large Yb MOT on the $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ transition**, est une reproduction de celui publié dans Review of Scientific Instruments, vol. 94, page 123203 en 2023, avec la permission de AIP Publishing.

Le deuxième article, intitulé **Laser frequency stabilization by modulation transfer spectroscopy and balanced detection of molecular iodine for laser cooling of 174Yb**, est une reproduction de celui publié dans Optics Express, vol. 32, page 6204 en 2024, avec la permission de Optica Publishing Group.

Review of Scientific Instruments ARTICLE pubs.aip.org/aip/rsi

Loading of a large Yb MOT on the $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ transition

Cite as: Rev. Sci. Instrum. **94**, 123203 (2023); doi: 10.1063/5.0169772
Submitted: 28 July 2023 • Accepted: 30 November 2023 •
Published Online: 20 December 2023

View Online Export Citation CrossMark

Hector Letellier, Álvaro Mitchell Galvão de Melo, Anaïs Dorne, and Robin Kaiser[a)]

AFFILIATIONS

Université Côte d'Azur, CNRS, INPHYNI, UMR7010, 17 Rue Julien Lauprêtre, 06200 Nice, France

[a)]Author to whom correspondence should be addressed: robin.kaiser@univ-cotedazur.fr

ABSTRACT

We present an experimental setup to laser cool and trap a large number of ytterbium atoms. Our design uses an oven with an array of microtubes for efficient collimation of the atomic beam, and we implement a magneto-optical trap of ^{174}Yb on the $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ transition at 399 nm. Despite the absence of a Zeeman slower, we obtain a loading of 4×10^9 at./s. We trap up to $N = 10^9$ at., where light-assisted collisions become the dominant loss mechanism. We precisely characterize our atomic beam, the loading rate of the magneto-optical trap, and several loss mechanisms relevant for trapping a large number of atoms.

Published under an exclusive license by AIP Publishing. https://doi.org/10.1063/5.0169772

19 April 2024 15:43:55

I. INTRODUCTION

Laser cooling and trapping of atoms has been a very active field of research since the 1980s,[1–3] with a large variety of elements trapped and cooled and a wide range of physical phenomena studied. Initially, the choice of elements used to study laser cooling and trapping has been a compromise between elements having closed two-level schemes and the availability of convenient laser sources. This explains the initial dominance of sodium using dye lasers at 589 nm and, with the development of semiconductor lasers for large-scale commercial applications, rubidium and cesium atoms in the early 1990s (with some exceptions, such as metastable helium when specific laser expertise was available in the laboratories[4]). After the realization of Bose–Einstein condensation[5,6] and the rapid development of readily available laser sources over a large range of frequencies,[7] many more species have been laser-cooled and trapped, allowing the research community to target novel phenomena to be studied when choosing appropriate elements. Alkaline earth atoms share a particular property distinct from most other elements by having bosonic isotopes with a non-degenerate (spin-zero) ground state. In this case, Sisyphus cooling mechanisms do not apply as they do, e.g., in alkali atoms. Other elements share this property of a non-degenerate (spin zero) ground state where only Doppler cooling and trapping are at work. This paper presents our new experimental scheme on laser cooling and trapping of ytterbium atoms[8–19] with several bosonic isotopes in a zero spin ground state. The choice of ytterbium atoms (in comparison, e.g., with Mg,[20,21] Ca,[22,23] or Sr[24–28] atoms) is a convenient set of parameters to study Anderson localization of light in three dimensions.[29–32] This goal requires, in particular, the trapping and cooling of a very large sample of atoms and a large optical depth, with only a moderate requirement of the lifetime of trapped atoms, as a few ms is sufficient to study multiple scatterings of light. In the present paper, we present our experiment setup, aiming for a compact system that allows us to trap a large number of atoms. Section II presents the vacuum setup, the ytterbium oven, the laser at 399 nm, and transverse laser spectroscopy on the $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ line. In Sec. III, we recall the model for loading atoms in the single particle regime as well as when including light-assisted collisional losses. Our experimental results are presented in Sec. IV, and a conclusion is in Sec. V.

II. EXPERIMENTAL SETUP

A. Vacuum setup, oven and nozzle

The design chosen for our experiment is shown in Fig. 1. One important point to notice is the absence of a Zeeman slower. This choice is motivated by the more compact system, in addition to the absence of any stray magnetic field to be managed at the position of the magneto-optical trap (MOT). We use an oven to heat up a sample of metallic ytterbium (Yb) with a natural abundance. The oven is based on a commercial effusive source (OEM S40 DZ35 K, Riber), used for the evaporation of various metals up to well above 1000 °C.

Published under an exclusive license by AIP Publishing

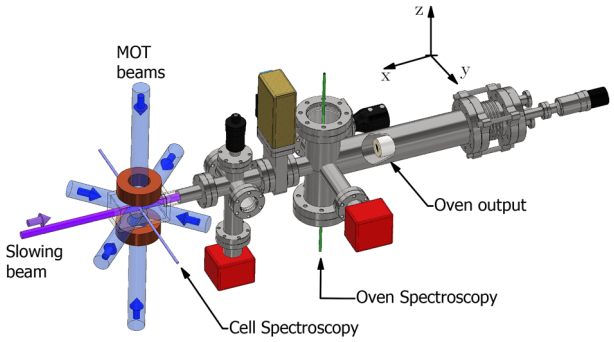


FIG. 1. Scheme of the experimental system with, from right to left, the oven flange and bellow for tipping correction and a local sectional view for the oven output. A first UHV cross, with two CF63 window ports, is used for oven spectroscopy with the green laser. A pneumatic valve separates the oven chamber from a second UHV cross, with two CF35 window ports and the glass science cell. There are two ion-getter pumps (in red) and the coils for the magnetic part of the trap (with the strongest field gradient along the vertical z-axis) around the cell. On the first UHV cross, one port is used for pre-pumping with a manual UHV valve (not visible under this viewing angle). The second UHV cross also contains a mechanical blocker (on top), discussed at the end of the paper.

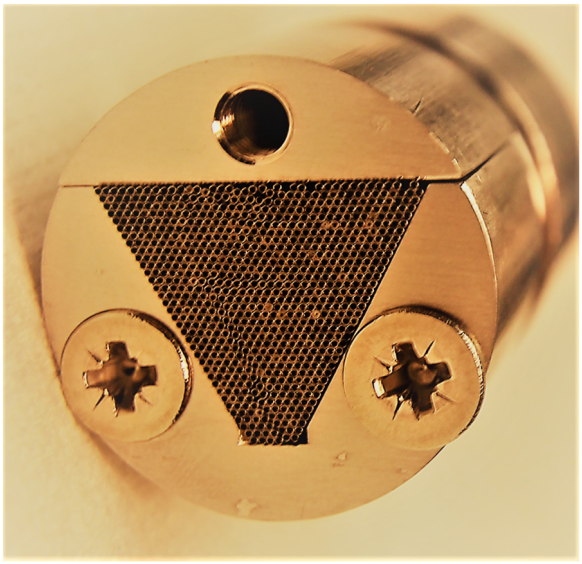


FIG. 2. Image of the output facet of the nozzle of our atomic oven: an array of well-aligned micro-tubes of length l_c = 13 mm, d_i = 250 μm inner, and d_o = 340 μm outer diameter, respectively, are used to provide a collimated beam of atoms. The nozzle's outer diameter is 19 mm.

For our experiments, we run the oven at much lower temperatures, in the range of 300–500 °C.

This oven comes along with water cooling inside the vacuum chamber, allowing to strongly reduce the outer temperature of the vacuum chamber with correspondingly reduced thermal nuisance on the optical table. This oven contains two heating filaments, allowing to heat separately a crucible body and output nozzle. A shutter, mechanically accessible from the outside, is also included in front of the oven. A small tipping of the oven with the central axis of the setup is corrected using a bellow connecting the oven to the vacuum chamber.

In order to obtain a well-collimated atomic beam, we use an array of microtubes (see Fig. 2). Such a micro-tube arrangement increases the lifetime of the oven for a given on-axis flux of atoms. We have used stainless steel (AISI-304) micro-tubes of length l_c = 13 mm, d_i = 250 μm inner, and d_o = 340 μm outer diameter, respectively. The corresponding geometrical aperture is thus θ_c = 19 mrad. Each microtube thus produces a well-collimated beam. However, it is also necessary to ensure that all microtubes are well aligned, as their random orientation would produce an effective broadening of the atomic flux. A regular ordered stacking of tubes produces a hexagonal pattern. Such a pattern is a good signature of the alignment between the microtubes. In order to allow this hexagonal pattern to be compatible with the boundary conditions of the support structure, we choose an equilateral triangular structure.[33] For mechanical reasons, the bottom apex has been flattened without breaking the hexagonal pattern. This nozzle has been inserted in a custom-made ceramic crucible, allowing for better heat management than a stainless steel crucible used at the time for atomic beam spectroscopy (Sec. II B 2). This periodic structure shown in Fig. 2 is an excellent indicator of the alignment of our microtubes. We have also verified that beyond the mere good transmission of an incoherent light source through our array, which could also be achieved by channeling light through a misaligned arrangement of micro-tubes, we were able to identify a structured picture by looking through our array. We note that the use of such a micro-tube array does not increase the on-axis flux of atoms at a given oven temperature. However, it strongly reduces the off-axis atomic flux (at least in the molecular regime discussed below) and thus increases the lifetime of the oven with a given load of ytterbium by an estimated factor of 40 in our case, and it also reduces the required pumping speed of the vacuum pump in the oven chamber.

We have used an ultra-high vacuum (UHV) cross to connect a first ion-getter pump (75 L/s-N2, NEXTorr Z200, SAES) opposite to a manual UHV valve (Mini UHV Gate Valve CF40, VAT) and two window ports allowing for transverse spectroscopy of the atomic beam at the output of the oven (and, if necessary in the future, transverse cooling and collimation of the atomic beam). The output face of the nozzle is placed 8 cm before the transverse section of the UHV cross, thus preventing any coating of the windows by ytterbium from the oven.

The oven part of the vacuum chamber is separated from the science cell by a pneumatic valve (Mini UHV Gate Valve CF40, VAT), preserving the vacuum of the science cell during the initial heating of the oven and when a refill of metallic ytterbium is needed. We also added two differential pumping tubes (length = 40 mm, diameter = 12 mm) before and after the pneumatic valve. Between the pneumatic valve and the science cell, we have added a second UHV cross, required to connect a second ion getter pump, identical to the first one, allowing for pressure below 1×10^{-9} mbar in the science cell with a 1×10^{-8} mbar at the output of the oven during its operation. The cross also features two window ports for further spectroscopy and one mechanical shutter (whose goal will be discussed in this paper). The science cell, where we trap atoms and

19 April 2024 15:43:55

Published under an exclusive license by AIP Publishing

perform all experiments with cold atoms, is of an internal rectangular shape (50 × 50 × 100 mm) with a broadband (399–700 nm) coating on each interface of the Borofloat windows (Japan Cell). The use of a glass science chamber also allows for convenient and flexible optical access and strongly reduces any Eddy currents when switching off the magnetic field gradient (using two coils in anti-Helmholtz configuration, positioned above and below the science cell, see Fig. 1) required for MOTs before performing experiments in free fall.

The distance between the nozzle output and the center of the science cell where atoms are trapped is 52 cm, with the cell entrance limiting the angular aperture to 50 mrad. This is a larger-than-usual experiment using Zeeman slowers and contributes to the compact and robust operation of our experiment. We note that our design suffers from a coating of ytterbium atoms on the window of the science cell facing the oven. This prevents the efficient use of an on-axis slowing beam without resorting to optical cleaning methods of the inner surface of the cell, and we thus use a small angle for our slowing beam. We note that in contrast to similar situations using strontium atoms, ytterbium is a poor metal, preventing its use as a mirror (e.g., an angle at 45° placed inside the science cell).

B. Laser system and spectroscopy of the atomic beam

1. Laser system

Laser cooling and trapping of ytterbium atoms are possible due to closed transitions, both at 399 and 556 nm (see Fig. 3). As the transition at 399 nm is dipole allowed with a natural linewidth of $\Gamma_b/2\pi = 29$ MHz, the capture range using this atomic transition is much larger than the one at 556 nm with a linewidth of $\Gamma_g/2\pi = 182$ kHz. We, therefore, choose to implement a MOT at 399 nm, even though we will use the 556 nm line for further cooling in the future. As for our research project, trapping a large number of atoms is an important feature. We use a high-power frequency-doubled Ti:sapphire laser. Indeed, as we will discuss below, the number of trapped atoms increases rapidly with the size of the trapping laser, provided one can secure a large saturation intensity in such large laser beams. In many experiments with ytterbium, the available power on the $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ transition at 399 nm with a saturation intensity of $I_{sat} = 60$ mW/cm^2 was a strong limitation, requiring the use of smaller beam diameters. In our experiment, we use a Ti:sapphire laser (M2 SolsTiS) pumped by an 18 W frequency-doubled Nd:YAG laser (Verdi18, Coherent), providing 6 W at 798 nm. We frequency double this laser in a resonantly enhanced frequency-doubling cavity (M2 ECD-X). We can thus generate up to 2.5 W of laser light at 399 nm. We lock the frequency of the laser (at 798 nm) using a feedback loop to a wavemeter (High Finesse WS8-2) with a 2 MHz precision, sufficient for the transition at 399 nm (with a linewidth of $\Gamma_b/2\pi = 29$ MHz). In order to realize a stable setup with minimal spatial heterogeneity, we inject the output of the laser into an optical fiber (crystallographic UV prototype fiber, NKT, LMA-PM-10-UV with wet silica as a raw material) at the entrance of a compact free-space commercial optical bench (Muquans) with glued optical components and acousto-optic modulators (AOM) (MQ110-A3-UV, AA Optics). This bench delivers the six output ports for the MOT (controlled by the same AOM and an additional mechanical shutter, and also with individual power control using $\lambda/2$ plates) and one additional probe beam with its own AOM and shutter. We also use a slowing beam counter-propagating to the atomic beam. This slowing beam (with a less critical beam and polarization specifications) is directly separated after the frequency doubling cavity. This beam is passed through an AOM (Gooch & Housego I-M110-3C10BB-3-GH27) with a diffraction efficiency of 92%. This slowing beam has a power of 300 mW and is red-detuned from the MOT laser beams by 220 MHz. Note that this frequency difference is fixed, as both the slowing beam and the MOT beams are derived from a single laser whose frequency is set by the frequency of the Ti:sapphire laser.

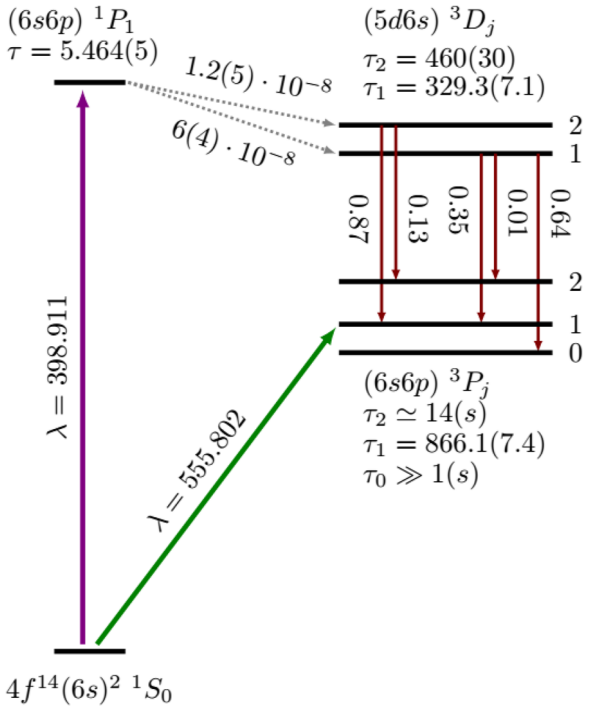


FIG. 3. Energy level diagram showing the relevant transitions and branching ratios for our experiment. All lifetimes are given in nanoseconds, except if otherwise specified.

The optics of the six independent MOT laser beams at the science cell is based on an optical cage system (Thorlabs) holding the polarization control elements ($\lambda/2$ and $\lambda/4$ waveplates) and a final beam expander (a f = 7.5 mm aspheric lens followed by a two-inch, f = 150 mm, plano-convex lens with a final beam waist of $w_0 = 22$ mm). When using the commercial optical bench for the beam splitter, we use a total power of $P_0 = 100$ mW in the six beams at the MOT position. This corresponds to a center beam intensity of $I = 2P_0/6\pi w_0^2 \simeq 0.037 I_{sat}$. Using higher input power in the fiber to the division bench allows for larger saturation, but in order to avoid damaging the fiber, we have so far restricted the injection to a maximum of 300 mW. Some experimental results presented in this paper have made use of larger beam power using an independent home-made free-space setup. We stress that the proper intensity balance, as well as a homogeneous laser beam, are the keys to stable MOT operation at large atom numbers, in particular at low magnetic field

19 April 2024 15:43:55

Published under an exclusive license by AIP Publishing

gradients (down to 1.3 G/cm), arguing in favor of the use of the commercial beam divider with the spatial filtering provided by the optical fiber.

2. Atomic beam flux and spectroscopy

Efficient loading of a large number of cold ytterbium atoms from an atomic beam requires a quantitative knowledge of the atomic flux arriving in the science cell. We thus first estimate the atomic flux exiting the oven as a function of its temperature T. Assuming a molecular flow regime, i.e., the atom mean free path $\bar{\ell}$ is much larger than the diameter of the micro-tubes, the conductivity of the aperture is given by the product of its area and the mean atomic velocity,

$$C_{mol} = A\bar{c}/4 = 3.5 \times 10^{-3}\,\mathrm{l/s}, \tag{1}$$

where $A = \pi d_i^2/4 \simeq 5 \times 10^{-8}$ m^2 is the open area of one micro-tube, $\bar{c}$ is the mean thermal velocity ($\bar{c} = \sqrt{8k_B T/\pi M}$), and M is the mass of the ^{174}Yb atoms. The conductivity of our micro-tube array is the product of the above-mentioned aperture conductivity and the transmission factor. For long micro-tubes ($d_i \ll l_c$), the transmission or Clausing factor[34] is $t_{Cl} = 4d_i/3l_c = 2.6\%$. By neglecting the space between the micro-tubes, which contributes to 10% of the additional surface but has a narrower transverse size, the total transmitted flux is only increased by 2%. Finally, to estimate the output flux of the nozzle, one still needs to compute the atomic density inside the oven ($n = p/k_B T$), where p (in Pa) is the total saturated vapor pressure of ytterbium as a function of the temperature T (in K),[35]

$$\log(p) = 14.117 - 8111/T - 1.0849\ \log(T). \tag{2}$$

The total flux of ytterbium atoms leaving one micro-tube is thus given by

$$\varphi_{c1} = n\ C_{mol}\ t_{Cl}, \tag{3}$$

which at $T = 400\,^\circ$C is of the order of $\varphi_{c1} \simeq 1 \times 10^{12}$ at./s. The total flux of atoms leaving the oven, with ~700 micro-tubes, is thus of the order of $\varphi_c \simeq 7 \times 10^{14}$ at./s. Note that one needs to take into account the isotopic abundance to estimate the flux of a specific isotope (corresponding to 32% for ^{174}Yb).

In order to assess in which regime our atomic oven is operating, we use the ratio between the mean free path and the spatial dimensions of the microtube, which is the so-called Knudsen number $K_n = \bar{\ell}/d_i$. For $K_n \gg 1$, the atomic flow is in the molecular regime, with rare inter-particle collisions and atoms primarily interact with the walls of the micro-tubes. When increasing the temperature of the oven in order to increase the atomic flux, the mean free path decreases, and the flow stops being in the molecular regime and enters a laminar and finally a turbulent flow regime. The mean free path $\bar{\ell}$ depends on the temperature T of the gas, its pressure p, and an inter-particle interaction characterized by the Van der Waals diameter d_{VdW} ($d_{\mathrm{VdW}} = 560$ pm for ytterbium),

$$\bar{\ell} = \frac{k_B T}{\sqrt{2}\pi d_{\mathrm{VdW}}^2}\frac{1}{p}. \tag{4}$$

At $T = 400\,^\circ$C, the partial pressure of ytterbium is $p = 10^{-3}$ mbar, leading to $\bar{\ell} = 67$ mm and $K_n = 268 \gg 1$. When increasing the temperature, the mean free path will be reduced, and when it becomes of the order of the length of the micro-tubes, the flow of atoms undergoes a transition from the previous "transparent" regime ($\bar{\ell} \gg l_c$) into a so-called "opaque" regime ($\bar{\ell} \lesssim l_c$), with a less favorable increase in the atomic flux.[36]

In order to experimentally characterize our atomic beam, in particular its angular divergence, we probe it along the transverse direction z, close to the oven output (11 cm after) and before our differential pumping tube (see "Oven Spectroscopy," Fig. 1). In order to avoid a convolution of 29 MHz at the line at $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ line, we use for this particular measurement a narrow linewidth laser (Toptica DLC TA-SHG pro, with a linewidth below 100 kHz) on the $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ line at $\lambda_g = 556$ nm with a natural linewidth of 182 kHz. We have calibrated the relative frequency scan of the laser by molecular iodine spectroscopy.[37] In Fig. 4(a), one clearly sees the increased absorption as we increase the temperature of the oven. For convenience, we convert frequencies (lower horizontal scale) to orthogonal velocities (upper horizontal scale) by $\delta(\mathrm{MHz}) = v_\perp/\lambda_g$. In Fig. 4(b), we plot the normalized absorption spectrum and convert the frequency (resp. velocity scale) into an angular scale (using a convolution between the longitudinal velocity distribution and the transverse velocity distribution). We limit the plot to 22°, corresponding to the geometrical limits of our vacuum system. As shown in the inset, for temperatures below 425 °C, the half width at half maximum (HWHM) of the angular distribution is of the order of $\theta_{1/2} = 25$ mrad, close to d_i/l_c, even though twice as large as expected[36] from $\theta_{1/2} = 1.68 d_i/2l_c = 16$ mrad. As we increase the temperature of the nozzle T_{noz}, we clearly see an angular broadening appearing above $T_{op} = 425\,^\circ$C, corresponding to $\bar{\ell}(T_{\mathrm{op}}) \simeq 2l_c$, illustrating the transition from the "transparent" to the "opaque" molecular flow of our micro-tube array when the Knudsen number is of the order of unity. In the upper scale of the inset of Fig. 4(b), we also plot the ratio of the estimated mean free path ℓ [Eq. (4)] and the length of the micro-tubes. We stress that most of the total flux of atoms is in the wings of this distribution since ~98% of the atoms leave with an angle larger than 35 mrad, even in the low temperature regime. This leads to less than 2% entering the cell with ballistic motion, relevant for residual collision losses with the trapped atoms, whereas one needs to take into account the isotopic abundance of ~32% for ^{174}Yb to estimate the relevant flux for the loading of the MOT of ^{174}Yb.

With the flux of the oven well characterized, we now turn to the efficient use of this atomic beam for loading and trapping a large number of atoms in a MOT. As a last characterization before running our MOT, we turned to a spectroscopic study of the atomic beam in the cell chamber (see "Cell Spectroscopy," Fig. 1), where our differential pumping tubes inserted before the science cell only allow atoms with angles smaller than 35 mrad to enter. To characterize our atomic beam in the science cell, we have performed transverse spectroscopy over a large frequency range at 399 nm [see Fig. 5(a)]. Scanning the laser over more than 2 GHz allows us to observe the absorption lines of the various isotopes of ytterbium, with both bosonic and fermionic isotopes. We can identify eight lines, which we have fitted with a Voigt profile to take into account the convolution of the residual transverse Gaussian velocity distribution at the cell chamber and the natural linewidth of 29 MHz of

19 April 2024 15:43:55

Published under an exclusive license by AIP Publishing

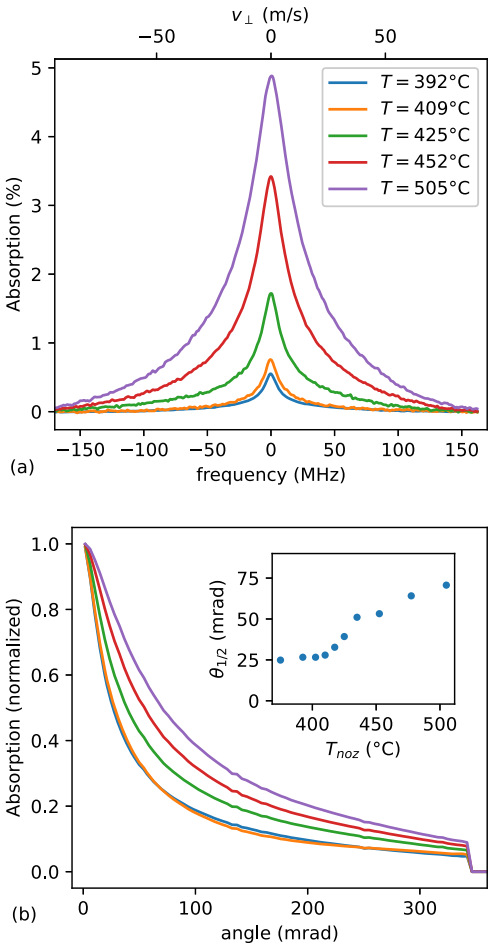


FIG. 4. Oven spectroscopy (see Fig. 1), orthogonal to the atomic beam, 11 cm after the nozzle (oven output). (a) Absorption spectroscopy on the ^{174}Yb $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ line for different nozzle temperatures (blue: $T = 390\,°C$, orange: $T = 410\,°C$, green: $T = 425\,°C$, red: $T = 450\,°C$, purple: $T = 505\,°C$). (b) Atomic beam angular distribution for the same temperatures. The inset shows the half-angle half-maximum of the distribution as a function of the nozzle temperature.

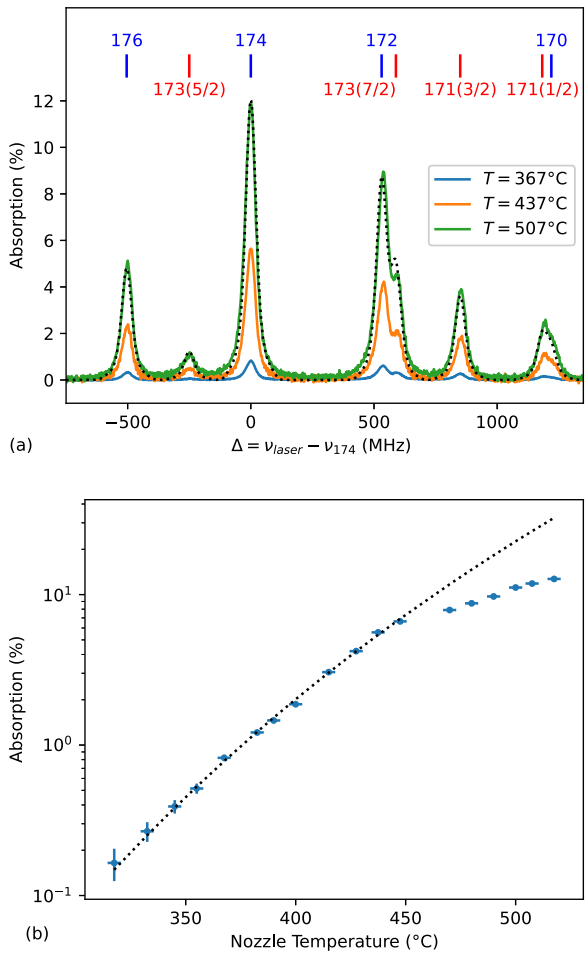


FIG. 5. Cell spectroscopy at the science chamber center, orthogonal to the atomic beam (see Fig. 1). (a) Absorption on the $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ line at different nozzle temperatures (blue: $T = 367\,°C$, orange: $T = 437\,°C$, green: $T = 507\,°C$). The eight lines correspond to fermionic (red) and bosonic (blue) isotopes, with their atomic numbers indicated in red and blue, respectively. The black dashed curve is fit by a Voigt profile using a fixed Lorentz width of 29 MHz and a free Gaussian width parameter. We have rescaled the resulting curve in order to match the maximum absorption of the natural abundance of ^{174}Yb at $T = 507\,°C$, with correspondingly smaller amplitudes for the other isotopes. (b) Maximum absorption for ^{174}Yb $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ as a function of the nozzle temperature. The black dotted line is the fit with temperature (see text) from the second to the tenth lower point.

the $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ transition. The free fit parameter of the Gaussian component yields a rms value of $k v_\perp \simeq 2\pi \times 15$ MHz, corresponding to a transverse velocity of $v_\perp = 6$ m/s, consistent with the geometrical selection given by our differential pumping section.[14]

Finally, in Fig. 5(b), we show the peak absorption of the ^{174}Yb resonance as a function of the nozzle temperature. For weak absorption, the absorption is proportional to the atomic density n. For temperatures up to $T = 450\,°C$, the observed increase is close to the simplified law, $\log(Absorption) = -A_1/T[\mathrm{K}] + B_1$ (black dotted line) with the fitted parameter $A_1 = 5461(91)$. This temperature is slightly above the temperature $T_{op} = 425\,°C$ when crossing from the "transparent" to the "opaque" regime. It can be seen that above $T = 450\,°C$, the atomic flux increases slightly. However, as this corresponds only to a marginal increase, we operate our MOT mostly at $T = 450\,°C$. The uncertainties for temperatures are estimated from the protocol while cooling or heating the oven and do not include systematic effects such as the location or calibration of the temperature probes.

III. MODEL OF MAGNETO-OPTICAL TRAPPING

A. Single atom regime

Let us first recall the simple model for atom loading in a MOT when only single-atom physics is involved. In this case, the number of atoms trapped (N) is described by

$$\frac{dN}{dt} = L - \alpha N, \tag{5}$$

19 April 2024 15:43:55

Published under an exclusive license by AIP Publishing

where L is the loading rate of the atoms in the MOT, which can be extracted from the initial slope of the number of trapped atoms, and α corresponds to the loss rates of atoms in the MOT. Integration of Eq. (5) yields

$$N(t) = \frac{L}{\alpha} + \left[N_0 - \frac{L}{\alpha}\right]e^{-\alpha t}, \tag{6}$$

with N_0 the number of atoms at $t = 0$ (depending on whether one studies initial loading or decay). The number of atoms that can be trapped is limited by the loss rate α, which, within this model, also corresponds to the lifetime of the MOT, e.g., after switching off the loading. To study quantitatively the limits of our experiment, we distinguish three phenomena responsible for single atom losses,

$$\alpha = \alpha_{2,0} + \alpha_{bg} + \alpha_{atb}. \tag{7}$$

First, decay from $^1P_1$ to the meta-stable levels $^3P_0$ and $^3P_2$ can occur, which optically pumps atoms into long-lived states. Atoms in $^3P_0$ are no longer trapped by our lasers and escape the MOT region. Atoms pumped into $^3P_2$ can be magnetically trapped, allowing a kind of reservoir of cold atoms to be filled. In the experiments described in this paper, we have not implemented any repumping lasers, and atoms in $^3P_2$ are thus also an effective loss term for the data presented here. We note that such losses via optical pumping are, in principle, very similar for ytterbium and strontium atoms. However, the branching ratio for optical pumping into the triplet manifold is several orders of magnitude lower for ytterbium[38] than for strontium,[39] making the use of repumping lasers to increase the number of atoms less important for most ytterbium experiments. We combine two optical pumping mechanisms into one loss term, $\alpha_{2,0}$. This loss term will be proportional to the fraction f of atoms excited into the $^1P_1$ state, thus depending on the laser intensity and detuning. For $I/I_{sat} \sim 0.1$ and $\Delta = -\Gamma$, we obtain an optical decay rate of $A_{2,0}$ into the two long-lived tripled states of[40] $A_{2,0} \simeq 6.5\ s^{-1}$, which, when taking into account an excited state fraction of $f = 0.02$, yields a loss rate due to optical pumping of $\alpha_{2,0} \simeq 0.13$. We note that there is a third decay channel from $^1P_1$ to $^3P_1$ to occur. With a lifetime of 866 ns, this state can decay sufficiently fast to the ground state $^1S_0$ before the atom can escape the MOT region. We thus do not include this decay channel in our estimation of losses by optical pumping.

A second and dominant loss mechanism in our experiment is collisions with hot atoms, either from the background pressure in the vacuum cell or from atoms in the atomic beam. We distinguish the collisional loss rate with residual atoms α_{bg} (background pressure) from the one corresponding to collisions with atoms in the atomic beam α_{atb}. Collisions between cold trapped atoms (close to $v = 0$) and hot atoms (with $v \sim 300$ m/s) provide the initially cold atoms with a velocity that can be well above the capture velocity ($v_c \sim 40$ m/s) of the MOT. Even though this loss mechanism also slightly depends on the laser parameters and magnetic field gradients,[41] we neglect this dependence and approximate these losses in terms only dependent on the density of the hot atoms.

B. Light-assisted collisions

The single-atom regime discussed earlier needs to be revisited when interactions between atoms start to play a role. One can distinguish three different types of interactions. The first mechanism has been identified in the early years of cold atom research and depends on the attenuation of the incident laser beams and multiple scatterings of light inside the cloud of cold atoms. This mechanism is based on the "long" range $(1/r)$ driven dipole–dipole interactions and scales with the optical depth of the atomic cloud. A consequence of this interaction is an upper limit to the spatial density of the atomic cloud rather than the number of trapped atoms.[42] The second type of interaction is based on the "short" range $(1/r^6)$ Van der Waals interactions between atoms and depends on the spatial separation between atoms and, therefore, on the spatial density of the atomic cloud. Indeed, these interactions can be described as effective collisions with a corresponding scattering length, which are important in the evaporative cooling of atoms and are used to obtain quantum degenerate gases from cold atoms. These effects typically become relevant for atomic densities above 1×10^{12} at./cm^3, a regime we do not enter in this paper. We thus neglect these interactions. An intermediate regime of driven dipole–dipole interaction depends on their $(1/r^3)$ near-field terms. This term becomes important at lower atomic densities than the Van der Waals interactions and has been identified as the mechanism for light-assisted collisions, leading to the radiative escape of cold atoms from a MOT. We will take into account this type of collective effect, as it limits the number of atoms we are able to trap in our experiment. A phenomenological approach to include this effect in the dynamical equation of the number of trapped atoms is the introduction of a loss term β[43] added to Eq. (5),

$$\frac{dN}{dt} = L - \alpha N - \beta \int n^2(r) d^3r. \tag{8}$$

As one can see from this equation, the number of trapped atoms will no longer be a single exponential, neither during the loading of the MOT (starting from N = 0) nor during the decay of the MOT (when switching off the loading term L). Assuming a spherical Gaussian density distribution of the cloud (with a peak density n_0 and rms radius a: $n(r) = n_0 e^{-r^2/2a^2}$), the integration of this equation for the steady-state number of atoms N_{st} yields

$$L - \alpha N_{st} - \frac{\beta}{(2a\sqrt{\pi})^3} N_{st}^2 = 0. \tag{9}$$

It can be seen from this equation that once limited by light-assisted collisions, the steady-state number of trapped atoms stops to increase linearly with the loading rate L and only scales as $\sqrt{L}$. In contrast to the Van der Waals interactions, these light-assisted collision terms depend on the occupation of the excited state of the atoms and, therefore, on the intensity and detuning of the laser beams.

IV. EXPERIMENTAL RESULTS

We now turn to the description of our experimental results, illustrating the different regimes discussed earlier. We will study in particular the loading rate L, the number of trapped atoms in steady-state N_{st}, and the losses α for various control parameters, such as the slowing beam, laser intensity and detuning, magnetic field gradient, and oven temperature.

The capture velocity of a MOT depends on the optical forces required to cool and trap the atoms. For atoms without any Zeeman degeneracy in the ground state, the simple Doppler cooling and

19 April 2024 15:43:55

Published under an exclusive license by AIP Publishing

trapping model is relevant. The capture velocity of a MOT depends on several parameters, including laser intensity and detuning, magnetic field gradient, and laser beam size. In many experiments, detuning and magnetic field gradients are easily changed and thus optimized to trap the maximum number of atoms. Laser power is often a more restricted resource, with some experiments resorting to three retro-reflected MOT beams. We stress that this is indeed a possibility to increase the number of trapped atoms, but only when multiple scattering effects are not important ingredients, i.e., when the number of trapped atoms is not approaching the 10^9 regime. An even more important parameter is the size of the laser beams. This is typically very difficult to change, and optical access to the MOT region is often an additional constraint. However, it has been shown that increasing the size of the laser beams allows for an impressive increase in the number of trapped atoms,[44] provided the available laser power is sufficient to keep the peak laser intensity constant. In our present experiment, we have thus used a beam size with a waist of $w_0 = 22$ mm, limited mainly by the size of our glass vacuum cell.

In order to extract quantitative information about our MOT and the various mechanisms at play, we resort to the study of the loading and decay curves of the atoms in the MOT. A typical sequence is shown in Fig. 6 for three values of the oven temperature. At $t = -20$ s, we switch on the MOT laser beams (the magnetic field gradient is kept constant during the whole sequence). One can observe an increase in the detected fluorescence, calibrated and plotted as atom numbers for the fixed set of MOT laser parameters. At $t = -10$ s, we switch on the additional slowing beam, resulting in an important increase in the number of trapped atoms. The slope after $t = -10$ s can be used to extract the loading rate of the MOT in the presence of the slowing beam. At $t = 0$ s, we switch off the slowing beam, leading to a decay of the atom number toward the value with only the MOT lasers present. The decay curves can present different shapes than the loading curves (as highlighted in the curve shown in the inset Fig. 6), which indicate losses by light-assisted collisions. In the single atom loss regime (at late decay times), the decay time depends on the pressure in the science cell, which changes with the temperature of the oven.

A. Role of laser detuning and magnetic field gradient

As a first standard optimization procedure, we measured the loading rate and the number of trapped atoms as a function of both laser detuning and magnetic field gradient (see Fig. 7) at constant laser power, with $P_{\text{slow}} = 200$ mW for the slowing beam and a total of $P_{\text{MOT}} = 62$ mW for the six MOT beams, corresponding to a total saturation parameter at $\Delta = -2\Gamma$ of $s_\Delta = 0.0074$ and at an oven temperature of $T \simeq 400\,^\circ$C. We note that we change the detuning of our MOT laser by changing the frequency of the Ti:sapphire laser (before frequency doubling). We thus also change by the same frequency shift the frequency of our slowing beam. In Fig. 7, one observes that the optimal detuning depends on the magnetic field gradient along a line given by

$$\frac{\Delta}{\nabla B} \simeq 0.9\ \text{MHz/(G/cm)}, \tag{10}$$

which is of the same order of magnitude as the predicted scaling given in lectures at the Collège de France,[45]

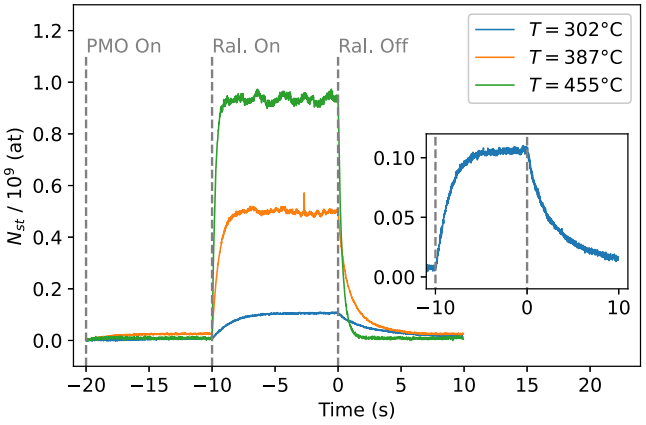


FIG. 6. Atom number during a typical MOT sequence for different nozzle temperatures (blue: $T = 455\,^\circ$C, orange: $T = 387\,^\circ$C, green: $T = 312\,^\circ$C), measured by MOT fluorescence. Here, only the temperature is changed, with all other parameters fixed: $\Delta_{\text{MOT}} = -2\Gamma$, $\nabla B = 32$ G/cm, and slowing beam power $P_{\text{slow}} = 300$ mW. For these experiments, the total saturation parameter of the atoms in the MOT is $s_\Delta = 0.012$, with 19 mW in each horizontal beam and 12 mW in both vertical beams, corresponding to $P_{\text{tot}} = 100$ mW. The inset figure is a zoom on the blue curve, highlighting the longer decay time compared to the loading time.

$$\frac{\Delta}{\nabla B} = \frac{\mu}{\hbar}\frac{D}{2} \simeq 3.1\ \text{MHz/(G/cm)}, \tag{11}$$

where $\mu = \mu_B g_J m_J$ is the magnetic moment of one ^{174}Yb atom, with μ_B the Bohr magneton, $g_J \simeq 1$ the Landé g-factor, and $m_J = 1$, obtaining $\mu/\hbar = 1.4$ MHz/G and taking for the size of the laser beam $D = 2w_0$, with our waist of $w_0 = 22$ mm. We note that the magnetic field gradient used to plot Fig. 7 corresponds to the gradient along the magnetic field coils, which are placed vertically in our experiment, and one should rather consider the magnetic field gradient along the atomic beam, which would then correspond to an increased slope of 2.0 MHz/(G/cm), closer to the predicted slope from the simplified model. The derivation of the above expression assumes, however, sufficient laser power to efficiently slow down the atoms during their initial crossing of the laser beams. The magnetic field gradient of the MOT plays the role of a small Zeeman slower and thus allows us to increase the velocity capture range of the MOT compared to the velocity capture range of a Doppler cooling scheme in the absence of spatial confinement.[45]

B. Losses by light-assisted collisions

We now turn to the study of light-assisted collisions, which turned out to be the main limitation for the maximum number of trapped atoms in our experiment. For this study, we changed the power of the incident laser beams for the MOT. Even though we have more than 2 W of light available at 399 nm, in the final version of our optical setup for the blue light, we use a commercial optical bench with an optical input fiber. In order to prevent any damage to this fiber, we tried to limit the optical power in many of our experimental studies. In Fig. 8, we show the loading rate and the steady-state number of trapped atoms as we increase the laser power of the MOT beams from $P_{\text{MOT}} = 25$–100 mW. For this series of experiments, we used $P_{\text{slow}} = 300$ mW, an oven temperature of

19 April 2024 15:43:55

Published under an exclusive license by AIP Publishing

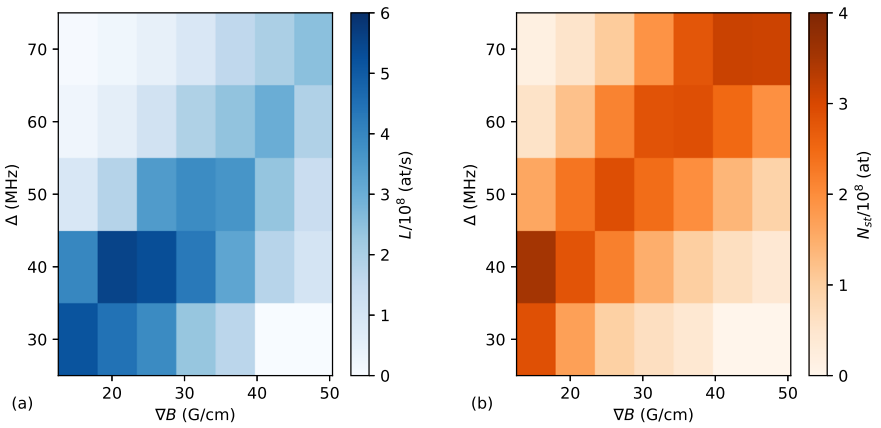


FIG. 7. (a) Loading coefficient L(atoms/s) as a function of the MOT beam detuning and magnetic field gradient ∇B in the presence of a slowing beam. (b) Corresponding stationary number of trapped atoms, N_{st}. Here, the laser power is fixed to P_{MOT} = 62 mW and P_{slow} = 200 mW.

$T \simeq 400\,^{\circ}$C, a laser detuning of $\Delta = -2\Gamma$, and a magnetic field gradient $\nabla B = 32$ G/cm. We plot the loading rate and atom number as a function of the saturation parameter computed at $\Delta = -2\Gamma$. First, we study the loading rate and atom number in the absence of any slowing beam (triangles). The loading rate is extracted from the initial slope of the number of trapped atoms vs time when turning on the laser power, whereas the steady-state number of atoms is the mean value after reaching a plateau in the number of trapped atoms. The number of trapped atoms is obtained from a fluorescence signal, taking into account the atomic excitation (depending on laser intensity and detuning), the optical detection geometry, and the detector efficiency. One can see that both the loading rate and the trapped atom number increase with increasing laser power. The ratio between the loading rate and the steady-state atom number is constant, consistent with the single atom regime discussed earlier. This situation changes when we add a slowing beam, allowing us to significantly increase both the loading rate and the number of trapped atoms. Whereas the loading rate continues to increase with increased laser power, we observe a saturation of the steady-state atom number. We associate this limited atom number with the occurrence of light-assisted collisions, dominant at large atom numbers and laser intensity. As a qualitative signature of the role of light-assisted collisions, we compared the lifetime of the MOT at different laser intensities. Therefore, we first load a MOT in a regime where we suspect light-assisted collisions to be present. We then partially switch off the loading of the MOT by switching off the slowing laser. The relaxation to the new steady-state is still governed by Eq. (8), with an initial decay rate larger than the long time decay rate (blue curve in Fig. 9). In order to highlight the role of light-assisted collisions, we reduce the MOT laser intensity by a factor of eight when switching off the slowing beam. This explains the fast drop of the fluorescence signal at t = 0 s (orange curve in Fig. 9). As we reduce the light-assisted collisions by reducing the laser intensity, we expect the lifetime of the MOT to increase. In order to highlight this effect, we compare the number of atoms with a delay of 0.5 s after switching off the slowing beam. In order to compare the atom number under the same probing conditions, we change for a short time the power of the MOT beams to the full power P_{max}. This allows for a direct comparison of the fluorescence and corresponding atom number for different decay regimes: high and low intensity. As one can observe in Fig. 9, the number of trapped atoms decayed less when the MOT beams were reduced by a factor of eight compared to the decay at constant MOT laser power. This is a direct qualitative proof of the presence of light-assisted collisions in this experiment.

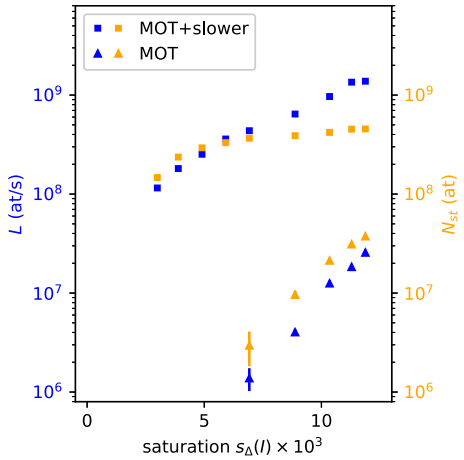


FIG. 8. Loading rate L (blue triangles and squares) and stationary atom number N_{st} (orange triangles and squares), as a function of the MOT power P_{MOT} expressed as a saturation parameter $s_\Delta(I)$, with (squares) and without (triangles) a slowing beam. The other parameters are fixed: P_{slow} = 300 mW, $\Delta = -2\Gamma$, $\nabla B = 32$ G/cm, and nozzle temperature $T = 395\,^{\circ}$C. The uncertainties correspond to the variance of the fits of the loading curve.

C. Losses by optical pumping

After having identified the regime of light-assisted collisions, we now turn to the study of losses induced by optical pumping[38,46] as described by $\alpha_{2,0}$ in Eq. (6). This regime can be studied by tuning our MOT parameters to obtain very low spatial densities. In

19 April 2024 15:43:55

Published under an exclusive license by AIP Publishing

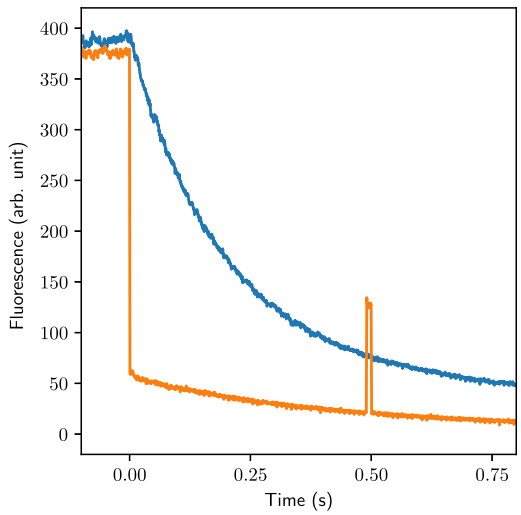


FIG. 9. Fluorescence signal from the MOT. The initial state is the same with full MOT power (P_{max}) and slowing beam on. At time $t = 0$ s, the slowing beam is turned off, and simultaneously, the MOT laser power is kept at P_{max} (blue curve) or decreased to $P_{max}/7.6$ (orange curve). Losses from optical pumping are negligible. At $t = 0.5$ s, we probe the remaining number of atoms using the same intensity. The increased fluorescence at $t = 0.5$ s for $P_{max}/7.6$ (orange curve) compared to the value corresponding to P_{max} (blue curve) is the signature of a larger atom number at 0.5 s and, therefore, a longer MOT lifetime at reduced laser intensity. The MOT parameters are $\Delta = -2\Gamma$, $P_{max} = 170$ mW, leading to $I = 0.8I_{sat}$ and $s_\Delta = 0.042$ with $\nabla B = 18$ G/cm.

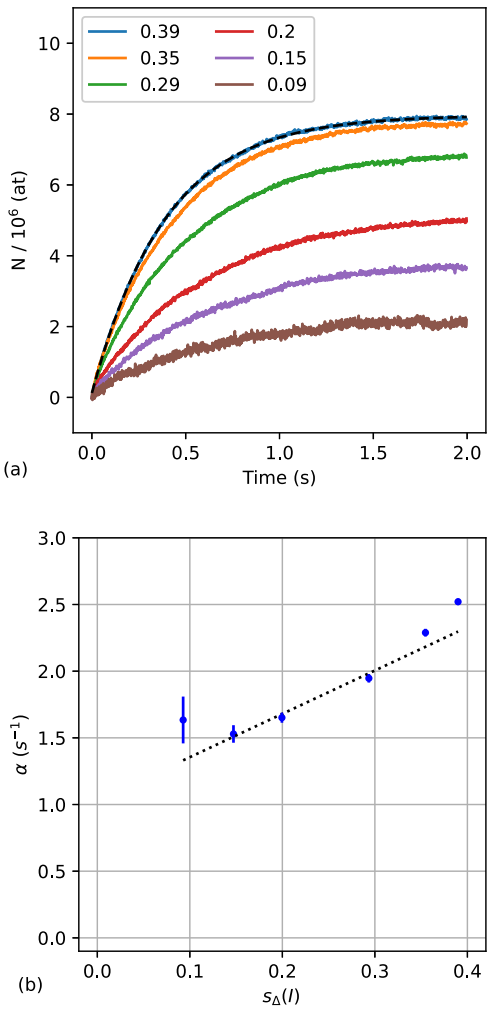


FIG. 10. (a) MOT loading curve for different MOT laser powers expressed as saturation parameter. The maximum $P_{max} = 587$ mW power corresponds to $I_{tot} = 2.8I_{sat}$ and a saturation parameter $s_\Delta(I) = 0.39$. The magnetic field gradient is fixed at a very low value, $\nabla B = 3.1$ G/cm, and detuning is optimized with the atom number at P_{max} to $\Delta = -1.4\Gamma$. Fitting these curves with an exponential (black dashed) allows us to extract the loading and loss rates. (b) Extracted loss rate as a function of $s_\Delta(I)$ (blue crosses). The dotted line corresponds to the *ab initio* computed slope $\alpha_{2,0} = 6.5s_\Delta(I)/2$ s^{-1}, shifted by 1 s^{-1} for rest-gas collisions.

particular, this can be achieved by reducing the magnetic field gradient, resulting in a weaker confinement force. At this point, it is important to stress that MOTs based on pure Doppler forces are much more sensitive to intensity imbalances of counter-propagating beams and local imperfections than in the presence of Sisyphus cooling (see Fig. 10 of Ref. 47). A reduced magnetic field gradient thus imposes a more stringent control of beam qualities and intensity balance.[17] We have been able to operate a MOT down to a magnetic field gradient of $\nabla B = 1.3$ G/cm, where the MOT size reaches the order of the laser beam size. For the study of losses by optical pumping, we have used a magnetic field gradient of $\nabla B = 3.1$ G/cm, a laser detuning of $\Delta = -1.4\Gamma$, and total power in the MOT beams of $P_{MOT} \sim 600$ mW (which has been realized without the fibered commercial optical bench, allowing for higher laser power to be used). Furthermore, to work with a very small number of trapped atoms, we also do not use a slowing beam for this study. As shown in Fig. 10(a), we observe an exponential loading of the MOT with less than 10^7 at. trapped at the largest power used in this study. From this loading curve, we can apply an exponential fit [as shown in the black dashed line in Fig. 10(a)] and extract the loading rate and the loss rate using Eq. (6). In Fig. 10(b), we plot this loss rate as a function of the saturation intensity s_Δ computed at the corresponding detuning. We observe an increase in this loss rate, which we now attribute to the optical pumping, as we are safely in a regime without light-assisted collisions. The dotted line in Fig. 10(b) corresponds to the *ab initio* computed dependence of $\alpha_{2,0} = 6.5s_\Delta(I)/2$ s^{-1}, shifted by an offset value of 1 s^{-1} attributed to collisions with hot atoms. The good agreement between this computed slope and our experimental results supports our interpretation of this curve as being explained by optical pumping.

D. Losses by collisions with hot atoms

After the studies of the losses due to light-assisted collisions and optical pumping, we now turn to the last loss term in Eq. (6), namely collisions of trapped atoms with hot atoms from either the background pressure in our science cell or from atoms in the atomic beam. One convenient method to study these losses is to increase the oven temperature, leading to an increase in the atomic beam flux and

19 April 2024 15:43:55

Published under an exclusive license by AIP Publishing

also, despite the differential pumping scheme, in the residual background pressure in our science cell. We use the same methodology as shown in Fig. 6 to extract the loading and loss rates of our MOT. For this study, we keep all other parameters of the MOT fixed at P_{MOT} = 100 mW (with 19 mW in each of the four horizontal beams and 12 mW in each vertical beam), a beam waist w_0 = 22 mm, a detuning of $\Delta = 60$ MHz $= -2\Gamma$ corresponding to $s_\Delta = 0.012$, a magnetic field gradient of ∇B_z = 32 G/cm, and a slowing beam power of P_{slow} = 300 mW.

In Fig. 11, we show the corresponding loading rate L and steady-state atom number N_{st} as we increase the nozzle temperature from $T = 285\,^{\circ}$C to $T = 480\,^{\circ}$C. In the presence of the slowing beam, the results are similar to the results shown in Fig. 8, where we varied the MOT power: the loading rate L continues to increase up to the largest nozzle temperatures studied, whereas the steady-state atom number N_{st} saturates at about $N_{st} \simeq 10^9$ at., which we attribute to the occurrence of light-assisted collisions. In this regime, where light-assisted collisions play an important role, we can nevertheless access the loss rate due to collisions with hot atoms by investigating the late time decay after switching off the slowing beam. Indeed, after an initial decay with important light-assisted collisions, once the number of atoms drops below ~10^8, we recover a single exponential decay from which we extract a loss term α. In Fig. 12, we show this loss term as a function of the nozzle temperature. Assuming this loss term to be proportional to the scaling law given by $\log(\alpha) = -A_2/T[\mathrm{K}] + B_2$, we get $A_2 = 5371(77)$ (dotted line in Fig. 12). The relevant value of A_2 is close to the one we extract from the atomic beam spectroscopy (see Fig. 5). This good agreement supports our interpretation that these late time losses are determined by collisions with hot atoms. As shown in the dashed line in Fig. 5, we can further improve our fitting by adding a contribution associated with optical pumping of $\alpha_{0,2} = 0.037\ \mathrm{s}^{-1}$. As in Fig. 11, uncertainties correspond to differences between two independent measurements. We note that as we only measure the decay up to 10 s, the uncertainties of values below 0.1 s^{-1} are larger.

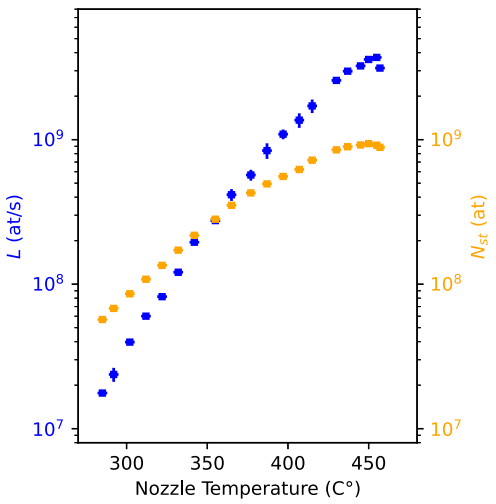


FIG. 11. Loading rate L (blue) and stationary atom number N_{st} (orange) vs temperature with the slowing beam. Uncertainties correspond to differences between two independent measurements.

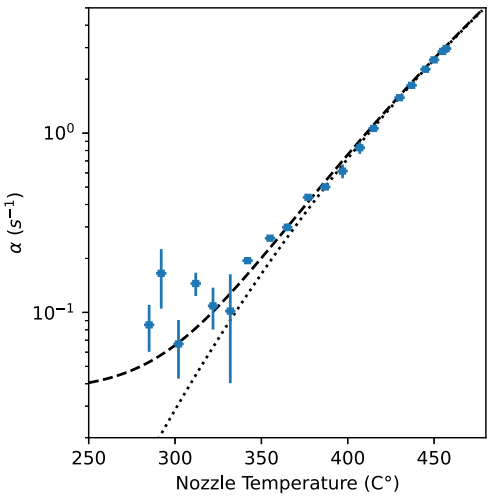


FIG. 12. Single atom loss rate as a function of the nozzle temperature (inverted blue triangles). The dotted line is a fit at high temperatures (the nine last points) from the scaling law $\log(\alpha) = -A_2/T[\mathrm{K}] + B_2$, yielding $A_2 = 5371(77)$. We add $\alpha_{0,2} = 0.037\ \mathrm{s}^{-1}$ of optical pumping losses to the fit for a better description at low temperatures (dashed line).

As a final note, one can distinguish two contributions of losses by hot atoms, one due to collisions with background gas in the science cell (which increases when operating the atomic beam) and those between cold atoms and atoms in the atomic beam. In order to discriminate between these two contributions, we have added a mechanical shutter in the atomic beam, aiming at only cutting out atoms directly passing through the MOT. This shutter also reduces the loading rate, but we initially hoped that the reduction in direct collisions with the atomic beam would be more important (in principle, up to 100%) than the partial reduction of the loading rate. We observed a reduction of the loading rate proportional to the decrease of trapped atoms, hinting at a situation where we are limited by collisions with background gas and light-assisted collisions.

E. MOT size and self-oscillating clouds

When studying large clouds of cold atoms, long-range driven dipole–dipole interactions also become important. Even though they do not lead directly to a loss of atom number, one consequence is the increase in the size of the MOT due to the repulsive forces of multiple scattering[42] dominating over the compressive forces due to attenuation.[48] As shown in the literature,[42,44] such repulsive forces lead to a maximum spatial density inside the MOT and, thus, an increase in the size of the cloud as more atoms are loaded in the MOT. In Fig. 13, we show fluorescence images and profiles of some MOTs. At low oven temperatures [Figs. 13(a) and 13(b)], where the atom number is not yet sufficient to produce noticeable repulsive forces, Gaussian fits of the profiles are accurate, whereas at higher oven temperatures [Figs. 13(c) and 13(d)], one clearly observes a flatter center of the MOT. In Fig. 14, we show how the size of the MOT increases with the atom number. We extract the size from the full width half maximum of the fluorescence signal as shown in Fig. 13 and estimate the uncertainties (indicated by the shadowed area) by taking values

19 April 2024 15:43:55

Published under an exclusive license by AIP Publishing

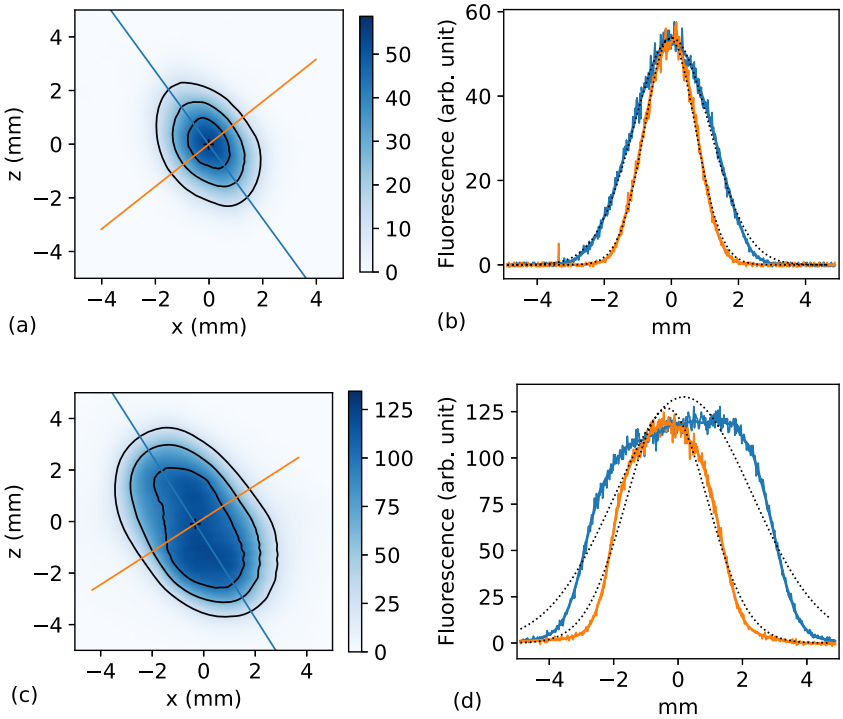


FIG. 13. Images of MOT at a temperature of (a) $T = 320\,^{\circ}\mathrm{C}$ and (c) $T = 450\,^{\circ}\mathrm{C}$, with contour lines at 20%, 50%, and 80% of the maximum values. Profiles across the long axis (in blue) and short axis (in orange) are shown in (b) for $T = 320\,^{\circ}\mathrm{C}$ and in (d) for $T = 450\,^{\circ}\mathrm{C}$. The dotted lines in (b) and (d) correspond to Gaussian fits of these profiles.

at 45% and 55% of the maximum fluorescence signal. The overall trend is clearly consistent with the expected scaling of $\sqrt[3]{N_{st}}$.

Finally, as studied by Labeyrie *et al.*,[49] for an even larger atom number and when tuning the laser closer to the atomic resonance, self-oscillating clouds can be observed. We have also been able to observe the transition to such self-oscillating clouds, as shown in Fig. 15. One can observe an increase in the fluctuations in the fluorescence signal above a threshold of trapped atoms, similar to what has been reported in other works.[49–53] We note that here we have used ytterbium atoms that are better described by Doppler forces than the previous experiments using rubidium atoms, and a more quantitative comparison with numerical models[54] should be possible.

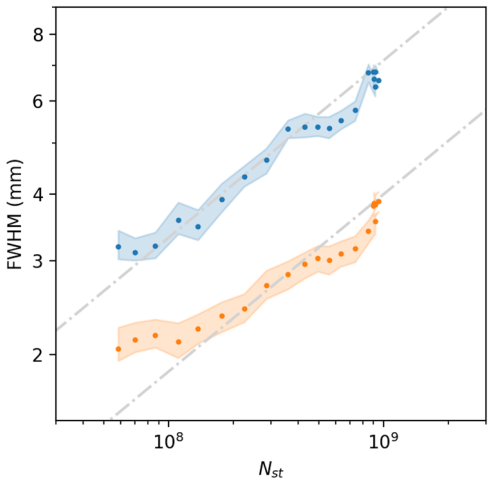


FIG. 14. Full Width Half Maximum of MOT as a function of the atom number N_{st} for the long (blue circles) and short (orange triangles) axes of the MOT for the same data as in Fig. 13. The shadowed area corresponds to the estimated uncertainties (see text). The gray dotted–dashed lines indicate the $\sqrt[3]{N_{st}}$ scaling.

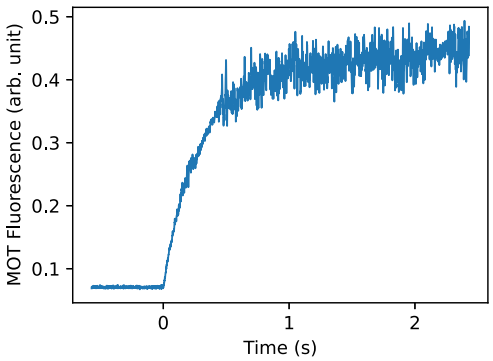


FIG. 15. Self-oscillation MOT fluorescence, close to resonance $\Delta = -\Gamma/2$, $P_{\mathrm{MOT}} = 62$ mW, $P_{\mathrm{slower}} = 200$ mW, $\nabla B = 25$ G/cm, and nozzle temperature $T = 410\,^{\circ}\mathrm{C}$.

19 April 2024 15:43:55

Published under an exclusive license by AIP Publishing

V. CONCLUSION

In conclusion, in this paper, we have reported a large MOT in a blue Yb MOT where light-assisted collisions are the main loss mechanism. This has been achieved using a compact design without any Zeeman slower, obtaining a loading rate of 4×10^9 at./s. Our design also allowed us to achieve a precise balance of counter-propagating MOT beams, enabling us to realize a blue MOT at very low magnetic field gradients. Finally, the large number of trapped atoms allowed for the first observation of self-oscillating MOT with atoms on a $0 \rightarrow 1$ transition. We have performed a systematic study of the loading rate and various contributions to atomic losses. This quantitative understanding of the limits of our setup allows us to further enhance the trapped atom number in future upgrades of the experiment. One solution to reduce the dominant loss term of light-assisted collisions is to implement a central dark area of the MOT, similar to dark spot techniques implemented for alkali atoms.[55] If the atoms in the center of the MOT are exposed to lower intensities while keeping the intensity large in the outer regions of the MOT, one can reduce light-assisted collisions in the MOT and keep an important loading rate with a large capture velocity. This technique also allows us to reduce atomic repulsion, leading to a larger spatial density of the atomic cloud. A novel shielding scheme has also been reported recently[56] and can be implemented in our experiment. Another approach to reduce the light assisted collisions is to implement an MOT on the intercombination line $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ at 556 nm, where light-assisted collisions on this weaker line are well reduced. If needed, a new ion getter pump and/or better differential pumping will reduce collisions with hot background atoms. We will also consider increasing the loading rate by both transverse cooling of the atomic beam and by using multiple frequencies in the slowing beam. Such an increased loading rate is of particular interest in studies of light–matter interactions, where the relevant timescales are typically well below 1 ms, making the MOT preparation time the dominant limitation to the duty cycle.

ACKNOWLEDGMENTS

We acknowledge G. Labeyrie, M. Hugbart, and W. Guerin for fruitful discussions in the design and during the implementation of this experiment. We also acknowledge A. Apoorva, A. Glicenstein, and R. Saint-Jalm for their critical reading of the manuscript. This work was performed in the framework of the European project ANDLICA, ERC Advanced Grant No. 832219, and in the framework of the project OPTIMAL, granted by the European Union by means of the Fond Européen de Développement Régional (FEDER).

AUTHOR DECLARATIONS

Conflict of Interest

The authors have no conflicts to disclose.

Author Contributions

Hector Letellier: Conceptualization (equal); Data curation (lead); Formal analysis (lead); Investigation (lead); Methodology (lead); Writing – original draft (equal); Writing – review & editing (equal). **Álvaro Mitchell Galvão de Melo**: Investigation (equal); Writing – review & editing (equal). **Anaïs Dorne**: Data curation (supporting); Investigation (supporting). **Robin Kaiser**: Conceptualization (equal); Funding acquisition (lead); Investigation (equal); Methodology (equal); Project administration (lead); Supervision (lead); Validation (lead); Writing – original draft (equal); Writing – review & editing (lead).

DATA AVAILABILITY

The data that support the findings of this study are available from the corresponding author upon reasonable request.

REFERENCES

[1] C. N. Cohen-Tannoudji, "Nobel lecture: Manipulating atoms with photons," Rev. Mod. Phys. **70**, 707–719 (1998).
[2] S. Chu, "Nobel lecture: The manipulation of neutral particles," Rev. Mod. Phys. **70**, 685–706 (1998).
[3] W. D. Phillips, "Nobel lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms," Rev. Mod. Phys. **70**, 721–741 (1998).
[4] N. Vansteenkiste, C. Gerz, R. Kaiser, L. Hollberg, C. Salomon, and A. Aspect, J. Phys. II France **1**, 1407–1428 (1991).
[5] E. A. Cornell and C. E. Wieman, "Nobel lecture: Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments," Rev. Mod. Phys. **74**, 875–893 (2002).
[6] W. Ketterle, "Nobel lecture: When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser," Rev. Mod. Phys. **74**, 1131–1151 (2002).
[7] C. E. Wieman and L. Hollberg, "Using diode lasers for atomic physics," Rev. Sci. Instrum. **62**, 1–20 (1991).
[8] J. Nomura, T. Momma, Y. Kojima, Y. Hisai, T. Kobayashi, D. Akamatsu, and F.-L. Hong, "Direct loading of Yb atoms into a 3D magneto-optical trap from a dispenser atomic source," AIP Adv. **13**, 025361 (2023).
[9] S. L. Kemp, K. L. Butler, R. Freytag, S. A. Hopkins, E. A. Hinds, M. R. Tarbutt, and S. L. Cornish, "Production and characterization of a dual species magneto-optical trap of cesium and ytterbium," Rev. Sci. Instrum. **87**, 023105 (2016).
[10] B. Plotkin-Swing, A. Wirth, D. Gochnauer, T. Rahman, K. E. McAlpine, and S. Gupta, "Crossed-beam slowing to enhance narrow-line ytterbium magneto-optic traps," Rev. Sci. Instrum. **91**, 093201 (2020).
[11] U. D. Rapol, A. Krishna, A. Wasan, and V. Natarajan, "Laser cooling and trapping of yb from a thermal source," Eur. Phys. J. D **29**, 409–414 (2004).
[12] A. Guttridge, S. A. Hopkins, S. L. Kemp, D. Boddy, R. Freytag, M. P. A. Jones, M. R. Tarbutt, E. A. Hinds, and S. L. Cornish, "Direct loading of a large Yb MOT on the transition," J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys. **49**, 145006 (2016).
[13] S. Dörscher, A. Thobe, B. Hundt, A. Kochanke, R. Le Targat, P. Windpassinger, C. Becker, and K. Sengstock, "Creation of quantum-degenerate gases of ytterbium in a compact 2D-/3D-magneto-optical trap setup," Rev. Sci. Instrum. **84**, 043109 (2013).
[14] E. Wodey, R. J. Rengelink, C. Meiners, E. M. Rasel, and D. Schlippert, "A robust, high-flux source of laser-cooled ytterbium atoms," J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys. **54**, 035301 (2021).
[15] J. Lee, J. H. Lee, J. Noh, and J. Mun, "Core-shell magneto-optical trap for alkaline-earth-metal-like atoms," Phys. Rev. A **91**, 053405 (2015).
[16] T. Kuwamoto, K. Honda, Y. Takahashi, and T. Yabuzaki, "Magneto-optical trapping of yb atoms using an intercombination transition," Phys. Rev. A **60**, R745–R748 (1999).
[17] A. Kawasaki, B. Braverman, Q. Yu, and V. Vuletic, "Two-color magneto-optical trap with small magnetic field for ytterbium," J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys. **48**, 155302 (2015).
[18] T. Loftus, J. R. Bochinski, and T. W. Mossberg, "Simultaneous multi-isotope trapping of ytterbium," Phys. Rev. A **63**, 053401 (2001).
[19] Z. Peng-Yi, X. Zhuan-Xian, L. Jie, H. Ling-Xiang, and L. Bao-Long, "Magneto-optical trapping of ytterbium atoms with a 398.9 nm laser," Chin. Phys. Lett. **25**, 3631 (2008).

19 April 2024 15:43:55

Published under an exclusive license by AIP Publishing

[20]K. Sengstock, U. Sterr, J. H. Müller, V. Rieger, D. Bettermann, and W. Ertmer, "Optical Ramsey spectroscopy on laser-trapped and thermal Mg atoms," Appl. Phys. B: Lasers Opt. **59**, 99–115 (1994).
[21] F. Y. Loo, A. Brusch, S. Sauge, M. Allegrini, E. Arimondo, N. Andersen, and J. W. Thomsen, "Investigations of a two-level atom in a magneto-optical trap using magnesium," J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt. **6**, 81 (2003).
[22]T. Binnewies, G. Wilpers, U. Sterr, F. Riehle, J. Helmcke, T. E. Mehlstäubler, E. M. Rasel, and W. Ertmer, "Doppler cooling and trapping on forbidden transitions," Phys. Rev. Lett. **87**, 123002 (2001).
[23]E. A. Curtis, C. W. Oates, and L. Hollberg, "Quenched narrow-line laser cooling of ^{40}Ca to near the photon recoil limit," Phys. Rev. A **64**, 031403 (2001).
[24]H. Katori, T. Ido, Y. Isoya, and M. Kuwata-Gonokami, "Magneto-optical trapping and cooling of strontium atoms down to the photon recoil temperature," Phys. Rev. Lett. **82**, 1116–1119 (1999).
[25]K. Vogel, T. Dinneen, A. Gallagher, and J. Hall, "Near-recoil-limited temperatures obtained by laser trapping on the narrow/sup 1/S/sub 0/-/sup 3/p/sub 1/intercombination transition of neutral strontium," in *Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency and Time Forum and the IEEE International Frequency Control Symposium (Cat. No.99CH36313)* (IEEE, 1999), Vol. 2, pp. 692–695.
[26]Y. Bidel, B. Klappauf, J. C. Bernard, D. Delande, G. Labeyrie, C. Miniatura, D. Wilkowski, and R. Kaiser, "Coherent light transport in a cold strontium cloud," Phys. Rev. Lett. **88**, 203902 (2002).
[27]T. Chanelière, J.-L. Meunier, R. Kaiser, C. Miniatura, and D. Wilkowski, "Extra-heating mechanism in Doppler cooling experiments," J. Opt. Soc. Am. B **22**, 1819–1828 (2005).
[28]T. Yang, K. Pandey, M. S. Pramod, F. Leroux, C. C. Kwong, E. Hajiyev, Z. Y. Chia, B. Fang, and D. Wilkowski, "A high flux source of cold strontium atoms," Eur. Phys. J. D **69**, 226 (2015).
[29]S. E. Skipetrov and I. M. Sokolov, "Absence of anderson localization of light in a random ensemble of point scatterers," Phys. Rev. Lett. **112**, 023905 (2014).
[30]L. Bellando, A. Gero, E. Akkermans, and R. Kaiser, "Cooperative effects and disorder: A scaling analysis of the spectrum of the effective atomic Hamiltonian," Phys. Rev. A **90**, 063822 (2014).
[31] S. E. Skipetrov and I. M. Sokolov, "Magnetic-field-driven localization of light in a cold-atom gas," Phys. Rev. Lett. **114**, 053902 (2015).
[32]G. L. Celardo, M. Angeli, and R. Kaiser, "Localization of light in subradiant dicke states: A mobility edge in the imaginary axis," arXiv:1702.04506 [cond-mat.mes-hall] (2018).
[33]R. Senaratne, S. V. Rajagopal, Z. A. Geiger, K. M. Fujiwara, V. Lebedev, and D. M. Weld, "Effusive atomic oven nozzle design using an aligned microcapillary array," Rev. Sci. Instrum. **86**, 023105 (2015).
[34]P. Clausing, "Über die Strömung sehr verdünnter Gase durch Röhren von beliebiger länge," Ann. Phys. **404**, 961–989 (1932).
[35]C. B. Alcock, V. P. Itkin, and M. K. Horrigan, "Vapour pressure equations for the metallic elements: 298–2500 K," Can. Metall. Q. **23**, 309–313 (1984).
[36]J. A. Giordmaine and T. C. Wang, "Molecular beam formation by long parallel tubes," J. Appl. Phys. **31**, 463–471 (2004).
[37]Y. Tanabe, Y. Sakamoto, T. Kohno, D. Akamatsu, and F.-L. Hong, "Frequency references based on molecular iodine for the study of Yb atoms using the $^1S_0 - {}^3P_1$ intercombination transition at 556 nm," Opt. Express **30**, 46487–46500 (2022).
[38]J. W. Cho, H.-g. Lee, S. Lee, J. Ahn, W.-K. Lee, D.-H. Yu, S. K. Lee, and C. Y. Park, "Optical repumping of triplet *P*-states enhances magneto-optical trapping of ytterbium atoms," Phys. Rev. A **85**, 035401 (2012).
[39]P. H. Moriya, M. O. Araújo, F. Todão, M. Hemmerling, H. Keßler, R. F. Shiozaki, R. C. Teixeira, and P. W. Courteille, "Comparison between 403 nm and 497 nm repumping schemes for strontium magneto-optical traps," J. Phys. Commun. **2**, 125008 (2018).
[40]S. G. Porsev, Y. G. Rakhlina, and M. G. Kozlov, "Electric-dipole amplitudes, lifetimes, and polarizabilities of the low-lying levels of atomic ytterbium," Phys. Rev. A **60**, 2781–2785 (1999).
[41] A. Caires, G. Telles, M. Mancini, L. Marcassa, V. Bagnato, D. Wilkowski, and R. Kaiser, "Intensity dependence for trap loss rate in a magneto-optical trap of strontium," Braz. J. Phys. **34**, 1504 (2004).
[42]T. Walker, D. Sesko, and C. Wieman, "Collective behavior of optically trapped neutral atoms," Phys. Rev. Lett. **64**, 408–411 (1990).
[43]J. Weiner, V. S. Bagnato, S. Zilio, and P. S. Julienne, "Experiments and theory in cold and ultracold collisions," Rev. Mod. Phys. **71**, 1–85 (1999).
[44]A. Camara, R. Kaiser, and G. Labeyrie, "Scaling behavior of a very large magneto-optical trap," Phys. Rev. A **90**, 063404 (2014).
[45]J. Dalibard, Lecture at Collège de France, 2015.
[46]T. Loftus, J. R. Bochinski, R. Shivitz, and T. W. Mossberg, "Power-dependent loss from an ytterbium magneto-optic trap," Phys. Rev. A **61**, 051401 (2000).
[47]P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, and C. I. Westbrook, "Optical molasses," J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2084–2107 (1989).
[48]J. Dalibard, "Laser cooling of an optically thick gas: The simplest radiation pressure trap?," Opt. Commun. **68**, 203–208 (1988).
[49]G. Labeyrie, F. Michaud, and R. Kaiser, "Self-sustained oscillations in a large magneto-optical trap," Phys. Rev. Lett. **96**, 023003 (2006).
[50]M. Gaudesius, R. Kaiser, G. Labeyrie, Y.-C. Zhang, and T. Pohl, "Instability threshold in a large balanced magneto-optical trap," Phys. Rev. A **101**, 053626 (2020).
[51] M. Gaudesius, Y.-C. Zhang, T. Pohl, R. Kaiser, and G. Labeyrie, "Phase diagram of spatiotemporal instabilities in a large magneto-optical trap," Phys. Rev. A **103**, L041101 (2021).
[52]M. Gaudesius, Y.-C. Zhang, T. Pohl, G. Labeyrie, and R. Kaiser, "Nonequilibrium steady state in a large magneto-optical trap," Atoms **10**, 153 (2022).
[53]J. D. Rodrigues, R. Giampaoli, J. A. Rodrigues, A. V. Ferreira, H. Terças, and J. T. Mendonça, "Quasi-static and dynamic photon bubbles in cold atom clouds," Atoms **10**, 45 (2022).
[54]M. Gaudesius, Y.-C. Zhang, T. Pohl, R. Kaiser, and G. Labeyrie, "Three-dimensional simulations of spatiotemporal instabilities in a magneto-optical trap," Phys. Rev. A **105**, 013112 (2022).
[55]W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin, and D. E. Pritchard, "High densities of cold atoms in a *dark* spontaneous-force optical trap," Phys. Rev. Lett. **70**, 2253–2256 (1993).
[56]J. Höschele, S. Buob, A. Rubio-Abadal, V. Makhalov, and L. Tarruell, "Atom-number enhancement by shielding atoms from losses in strontium magneto-optical traps," Phys. Rev. Appl. **19**, 064011 (2023).

19 April 2024 15:43:55

Published under an exclusive license by AIP Publishing

Research Article | Vol. 32, No. 4 / 12 Feb 2024 / Optics Express 6204
Optics EXPRESS

Laser frequency stabilization by modulation transfer spectroscopy and balanced detection of molecular iodine for laser cooling of ^{174}Yb

ÁLVARO M. G. DE MELO, HECTOR LETELLIER, APOORVA APOORVA, ANTOINE GLICENSTEIN, AND ROBIN KAISER*

Université Côte d'Azur, CNRS, INPHYNI, 17 Rue Julien Lauprête, 06200 Nice, France
**robin.kaiser@univ-cotedazur.fr*

Abstract: We report laser frequency stabilization by the combination of modulation transfer spectroscopy and balanced detection of a relatively weak hyperfine transition of the R(158)25-0 line of molecular iodine ($^{127}I_2$), which is used as a new frequency reference for laser trapping and cooling of ^{174}Yb on the $^1S_0 - {}^3P_1$ transition. The atomic cloud is characterized by time-of-flight measurements, and an on-resonance optical depth of up to 47 is obtained. We show laser noise reduction and characterize the short-term laser frequency instability by the Allan deviation of the laser fractional frequency. The minimum measured value is 3.9×10^{-13} at 0.17 s of averaging time.

© 2024 Optica Publishing Group under the terms of the Optica Open Access Publishing Agreement

1. Introduction

Atoms with two valence electrons, i.e. alkaline-earth like metals, have attracted the attention of the laser cooling community since the end of the last century [1–5] and their applications have ranged from precision measurements [6] to quantum computing [7]. Among them, strontium and ytterbium have been the species often chosen due to their internal structure allowing the use of a dipole-allowed transition at 461 nm and 399 nm, respectively, to slow down atoms from the atomic source in combination with a narrow closed transition ($^1S_0 - {}^3P_1$) of linewidths $2\pi \cdot 7$ kHz and $2\pi \cdot 182$ kHz. These narrow transitions can be used to achieve high optical depths at low temperatures.

Compared to broad line magneto-optical traps (MOT) such as Rubidium with a $2\pi \cdot 6$ MHz linewidth and easy-to-use spectroscopic absorption cells, one challenge in realizing an ytterbium MOT operating on the $^1S_0 - {}^3P_1$ intercombination line is to stabilize the laser frequency, due to its linewidth ($\Gamma_g = 2\pi \cdot 182$ kHz) and the difficulty of realizing an appropriate Yb spectroscopic cell [8] to perform usual saturated absorption spectroscopy on the $^1S_0 - {}^3P_1$ transition. As Γ_g is below commercial wavemeter's precision [9], different techniques were used by several groups to circumvent such difficulties. Frequency modulated (FM) spectroscopy of the atomic beam has been used in [10], resulting in a short-term frequency stability of less than 1 MHz. Other groups have stabilized the laser to a cavity line that is locked to another stable Ref. [11–13]. Such methods have shown to be efficient, however dependent on the atomic flux or cavity stability.

Similarly to what is done for alkalis using a gas cell to perform spectroscopy, molecular iodine ($^{127}I_2$), has also been used to stabilize the laser used to load an Yb MOT on the $^1S_0 - {}^3P_1$ transition [14]. The frequency reference was a convenient $^{127}I_2$ hyperfine transition in the P(49)24-1 rotational line. The required frequency shift to reach the 1.3 GHz shifted ^{174}Yb $^1S_0 - {}^3P_1$ transition has been realized using three acousto-optic modulators (AOMs), two of them in double-pass configuration. In this work we show that a simple configuration can be implemented by choosing a different $^{127}I_2$ transition and combining the robustness of modulation transfer spectroscopy (MTS) with respect to temperature and laser power fluctuations to the common-noise rejection achieved by balanced detection. The details on the experimental scheme,

#512281 https://doi.org/10.1364/OE.512281
Journal © 2024 Received 14 Nov 2023; revised 10 Jan 2024; accepted 19 Jan 2024; published 6 Feb 2024

Optics EXPRESS

spectroscopy of molecular iodine and laser frequency stabilization feedback loop are given in section 2. In section 3, we present the implementation of an Yb MOT with 2 $\times 10^8$ atoms operating on the $^1S_0 - {}^3P_1$ intercombination transition that was obtained with the laser stabilized by the proposed method. We also give details on the laser noise reduction and characterize the short-term instability of the laser frequency by means of the Allan deviation of the laser's fractional frequency.

2. Laser frequency stabilization scheme and iodine spectroscopy

Among the various laser locking (i.e. frequency stabilization) techniques available, we have chosen the so-called modulation transfer spectroscopy (MTS), where the pump beam is modulated in a saturated absorption spectroscopy configuration. In this technique the modulation of the pump field is transferred to the probe by a four-wave mixing (FWM) process as explained in [15]. MTS is generally chosen due to its robustness to temperature drifts and laser intensity fluctuations [16]. Moreover, the increase of frequency stability by MTS in a balanced detection, i.e. when the saturated absorption profile is subtracted by a linear absorption signal as depicted in Fig. 1, was reported in [17]. Therefore, we employ MTS in a balanced configuration to stabilize the laser frequency to a relatively weak $^{127}I_2$ line that is convenient for laser cooling of ^{174}Yb atoms on the $^1S_0 - {}^3P_1$ line.

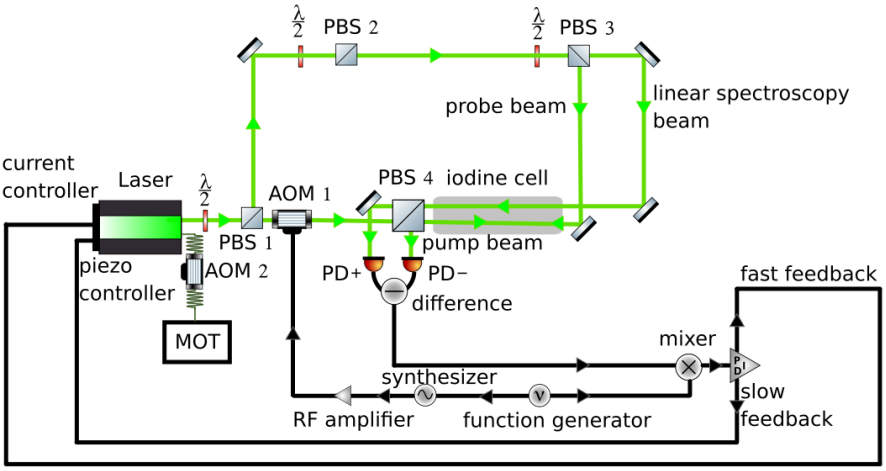


Fig. 1. Simplified experimental scheme for the frequency stabilisation of the laser used to load a MOT on the ^{174}Yb $^1S_0 - {}^3P_1$ line. The laser beam is split into two inside the laser system, both outputs (a fibered and a free space) are shown. The free space output is divided into two different beams by PBS 1. One beam passes through AOM 1 where it is diffracted and modulated to be used as the pump on the MTS, while the other optical beam is further split into two by PBS 3. The reflection of PBS 3 is the probe for the MTS and the transmission is the beam used to perform linear spectroscopy of $^{127}I_2$. The difference between the MTS probe and the linear absorption is sent to a RF mixer to be demodulated to generate the error signal that is sent as a feedback to the laser controllers. The fibered output is diffracted by AOM 2 before being split into six by a fiber splitter before being sent to the glass cell to perform the MOT.

Optics EXPRESS

2.1. Experimental scheme

The laser system (Toptica TA-SHG pro) consists of a diode laser that generates around 50 mW at 1112 nm before being amplified by a tapered amplifier to up to 1.8 W and finally a second-harmonic generation (SHG) cavity that delivers up to 1.3 W at around 556 nm. After the SHG cavity, the beam is divided into two by inserting a half-wave plate and a polarizing beam splitter (PBS) inside the laser box (not depicted). In Fig. 1, it can be seen that one beam is sent to a free space output and the other one to a fiber output. The fiber output is connected to a fibered AOM (AOM 2, Brimrose TEM-150-9-60-556-2FP-HP), that is used to shift the laser frequency near resonance to the ^{174}Yb $^1S_0 - {}^3P_1$ transition as well as to provide time control of the amplitude of the MOT beams. After AOM 2, the beam is further split by a 2×6 fiber splitter to generate the six MOT beams. The free space output depicted is used for laser frequency stabilization via MTS on $^{127}I_2$ using AOM 1 to perform the necessary frequency modulation for MTS. Therefore, the laser beams used for the MOT do not suffer from any residual frequency modulation, in contrast to the case when the laser diode current is modulated.

The transmission of PBS 1 is diffracted and modulated by AOM 1, and the -1 diffracted order is used as the pump beam for saturated absorption spectroscopy. The pump beam at the position of the cell has a power of 300 mW and a full width at $1/e^2$ of 0.75 mm. AOM 1 is driven by a direct digital synthesizer (2023A Aeroflex). The synthesizer's carrier frequency (80 MHz) is modulated by a 200 kHz sinusoidal signal generated by a function generator (B&K Precision 4052) with a modulation index of 10. It is important to note that the -1 diffracted order of AOM 1 includes separated beams of frequency shifts defined by the driver's carrier frequency ($\Delta_1 = -80$ MHz) and the sidebands (−79.8 MHz and −80.2 MHz, for the first sidebands) generated by frequency modulation of this carrier signal [18]. As the AOM is positioned close enough to the spectroscopic cell the carrier and the first sidebands are almost superposed along their propagation through the 10-cm spectroscopic cell. The transmission of PBS 2 is further split into two beams by another half-wave plate and PBS 3. The transmission is used to perform linear spectroscopy of $^{127}I_2$ and is measured by the input PD+ of a free space balanced photodetector (Thorlabs PDB210A/M). The reflection of PBS 3 is aligned counterpropagating to the pump beam and plays the role of the probe beam in saturated absorption spectroscopy, which is measured by the second input (PD-) of the photodetector. The spectroscopic cell is slightly tilted to avoid undesired pump beam reflections reaching PD- and is kept at room temperature without any cooling or heating system. Each probe beam has a power of 1 mW and a full width at $1/e^2$ of 0.75 mm at the spectroscopic cell.

The second output of the function generator is sent to the local oscillator (LO) input of the RF mixer to perform the demodulation of the subtraction of the signal measured by PD+ and PD-. Finally, it is amplified and demodulated to generate an error signal that is sent to a PID controller (FALC 110), which has a high bandwidth (~ 10 MHz) output and a slow integrator output with a bandwidth of 10 kHz. The slow integrator output is used to suppress long-term drifts and is fed back to the voltage applied to a piezo actuator holding the grating (FALC's slow integrator output). The fast feedback closes the loop controlling the laser diode's current (FALC's high bandwidth output).

2.2. Iodine spectroscopy

The saturated absorption signal measured by PD- (in blue) and the MTS error signal (in red) are shown in Fig. 2 for a laser frequency scan rate of 147 MHz s^{-1}. The strong lines between −1500 MHz and −400 MHz in Fig. 2(a) correspond to the 21 hyperfine components of the P(49)24-1 rotational line, one of them already used as a frequency reference for laser cooling of ytterbium atoms as reported in [14]. Precision spectroscopy of the P(49)24-1 $^{127}I_2$ line was recently performed and reported in [19], where the absolute frequencies of the hyperfine transitions were measured using an optical frequency comb with an uncertainty of 7 kHz and with frequency

Optics EXPRESS

shifts due to laser power ($-2.6\,\mathrm{kHz\,mW^{-1}}$) and iodine pressure ($-1.8\,\mathrm{kHz\,Pa^{-1}}$). In Fig. 2, we have used these results in order to calibrate our frequencies assuming a linear scanning of the frequency of our laser and chose the center of our frequency axis at the a_{10} R(158)25-0 hyperfine line (set at 0 MHz on Fig. 2). We choose to stabilize the frequency of our laser on the a_{10} hyperfine transition of the R(158)25-0 line, defining thus a frequency reference for our laser used for laser cooling of ^{174}Yb atoms as presented in the next section. The choice of this line is motivated by the fact that it is a mere 191 MHz away from the ^{174}Yb $^1S_0 - {}^3P_1$ frequency. The frequency-difference of the pump beam in the MTS by AOM 1 (Δ_1) with respect to the probe beam shifts the frequency of the saturation peak by $\Delta_1/2 = -40$ MHz [20]. We use the +1 diffraction order for AOM 2 with a frequency-shift of $\Delta_2 = 151$ MHz. Combining the frequency shifts due to AOM 1 and AOM 2 we thus shift the laser frequency near the ^{174}Yb resonance, with a total frequency-shift with respect to the a_{10} hyperfine transition of the R(158)25-0 line of $\Delta = \Delta_2 - \Delta_1/2 = 191$ MHz.

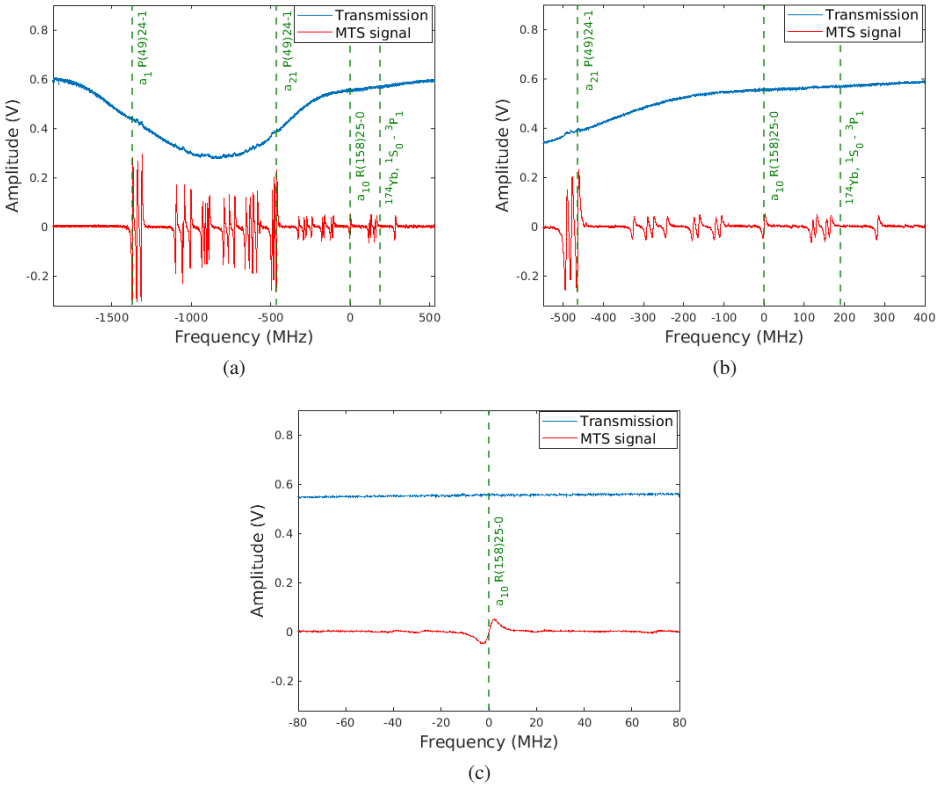


Fig. 2. **(a)** Saturated absorption spectroscopy of P(49)24-1 and R(158)25-0 $^{127}I_2$ lines (in blue) and error signals generated by MTS (in red) for a laser scan rate of 147 MHz s^{-1}. The origin of the frequency axis is the center of the a_{10} R(158)25-0 transition. The strong lines between −1500 MHz and −400 MHz are the 21 hyperfine transitions of the P(49)24-1 line. The weak lines shown from −400 MHz to 300 MHz are 14 of the hyperfine transitions of the R(158)25-0 line. The green vertical dashed lines indicates the a_1 and a_{21} lines of P(49)24-1, the a_{10} line of R(158)25-0 and the ^{174}Yb $^1S_0 - {}^3P_1$ intercombination transition **(b)** Zoom of (a) from −550 MHz to 1800 MHz. **(c)** Zoom of (a) from −80 MHz to 80 MHz.

Fig. 2(b) is a zoom of Fig. 2(a) from −550 MHz to 400 MHz that allows to compare the amplitude of the a_{10} hyperfine component of the R(158)25-0 line with respect to the hyperfine

Optics EXPRESS

components of the P(49)24-1 line. Fig. 2(c), a zoom of Fig. 2(a) from −80 MHz to 80 MHz, is centered at the a_{10} hyperfine component of the R(158)25-0 line. The small amplitude of this line with respect to the P(49)24-1 hyperfine lines is probably the main reason why it was not yet exploited as a frequency reference for experiments using the $^1S_0 - {}^3P_1$ transition of ^{174}Yb atoms, despite being closer to ^{174}Yb transition. In Fig. 3, we show a scan around the saturated absorption peak, highlighting the small amplitude of the absorption signal (in blue). The relative amplitude of the line, i.e. the amplitude of the peak with respect to the background divided by the background amplitude, is smaller than 1%, meaning that it is below the laser's power stability over seconds. In MTS the background level is very robust to signal's fluctuation [21], MTS is also very suitable to perform wideband locking as reported in [22]. MTS has been widely used with acousto-optic modulators performing the pump beam frequency modulation by modulating the carrier frequency of the AOM driver [18,23]. In red, we show the MTS error signal (without averaging) after being amplified by the FALC, which is the signal sent as a feedback to the laser's current and piezo controllers as well as the signal used to measure the laser frequency instability (considering the gain applied by the FALC) that will be shown in the next section.

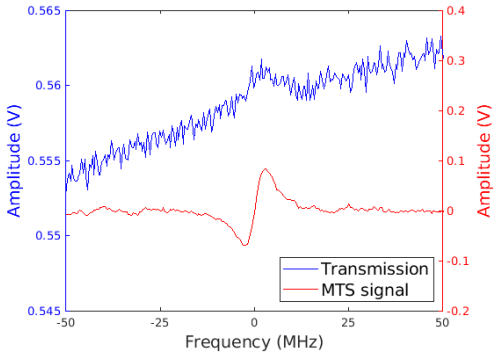


Fig. 3. The saturated absorption spectroscopy of the a_{10} hyperfine component of the R(158)25-0 line, measured by PD-, is shown in blue for a laser frequency scan rate of 6.65 GHz s^{-1}. The data shown in blue is an average of 100 samples and stresses the small relative amplitude of the line. The MTS error signal (in red) measured at the output of the FALC for the same laser frequency scan rate but without averaging.

Absolute frequency measurements of the ^{176}Yb $^1S_0 - {}^3P_1$ line were reported in [24,25], with isotope shifts also reported allowing to connect to the frequency of the ^{174}Yb $^1S_0 - {}^3P_1$ line. Even though the goal of the present paper is not to perform an absolute frequency measurement of the ^{174}Yb $^1S_0 - {}^3P_1$ line, we note that the 40 MHz discrepancy between the two reported values in [24,25] can be addressed by our work with sufficient precision. Indeed, relying on the absolute frequency ν_{a21} of the a_{21} hyperfine transition of P(49)24-1 ^{127}I$_2$ line reported in [19] (ν_{a21} = 539 385 938 687 kHz) and exploiting the measured absolute frequencies of the a_1 and a_{21} hyperfine transitions of P(49)24-1 ^{127}I$_2$ line to calibrate our scanning rate, we get for the frequency ν_{a10} of the a_{10} R(158)25-0 hyperfine line an absolute frequency of ν_{a10} = 539 386 406 (6) MHz, with an estimated precision of 6 MHz in our frequency scan. Adding our AOM induced frequency shift of 191MHz, taking into account the laser detuning of −1.1 MHz (calibrated by spectroscopy of the transition $m_J = 0 \rightarrow m_{J'} = 0$ of the ^{174}Yb $^1S_0 - {}^3P_1$ line), we obtain for the frequency of the $^1S_0 - {}^3P_1$ line of ^{174}Yb a value of ν_{174} = 539 386 597 (6) MHz. This is consistent within the precision of our estimation with the value of 539 386 600 191 (92) kHz reported in [25] but in discrepancy with the value of 539 386 560 (10) MHz reported in [24].

Optics EXPRESS

3. Results

3.1. Magneto-optical trap

In this section we present the realization of a MOT of ^{174}Yb operating on the narrow $^1S_0 - {}^3P_1$ transition, illustrating the convenient frequency stabilization of our laser to the a_{10} hyperfine component of the R(158)25-0 line. Neutral ytterbium atoms are generally laser cooled by making use of two transitions, the one at 399 nm is dipole-allowed and has a broad linewidth ($\Gamma_b = 2\pi\cdot$ 29 MHz) which makes it suitable for slowing down and capturing a large range of velocity classes and it is, therefore, the transition used for Zeeman slowers. The narrow transition can then be used in a second cooling step due to its narrower linewidth ($\Gamma_g = 2\pi\cdot$ 182 kHz) that allows to obtain colder atomic clouds with a Doppler temperature of 4 μK for the bosonic isotopes (i.e. in the absence of sub-doppler cooling). The absence of any Zeeman degeneracy in ground state of the bosonic isotopes of Yb makes them suitable to perform experiments aiming at verifying the existence of 3D localization of light as proposed in [26]. In our experiment, as explained in [27], we use an oven with an array of micro-tubes to produce a collimated beam of Yb. We trap the atoms on a MOT operating on the broad $^1S_0 - {}^1P_1$ transition, which allows, due to its larger natural linewidth (Γ_b), to capture atoms in a larger range of velocity classes from the atomic beam. To further increase the number of atoms captured by the MOT we make use of a slowing beam, i.e. a laser beam counterpropagating to the atomic beam, but without a Zeeman slower. With this system, we obtain up to 1×10^9 atoms in a MOT operating on the $^1S_0 - {}^1P_1$ transition at 399 nm (blue MOT). This blue MOT is loaded using 72 mW of total laser power split in three pairs of counterpropagating beams of waist 22 mm and detuned by $-2\Gamma_b$, a slowing beam of power 200 mW and detuned by $-9.6\ \Gamma_b$ and an axial magnetic field gradient of 20 G cm^{-1} for 1 s.

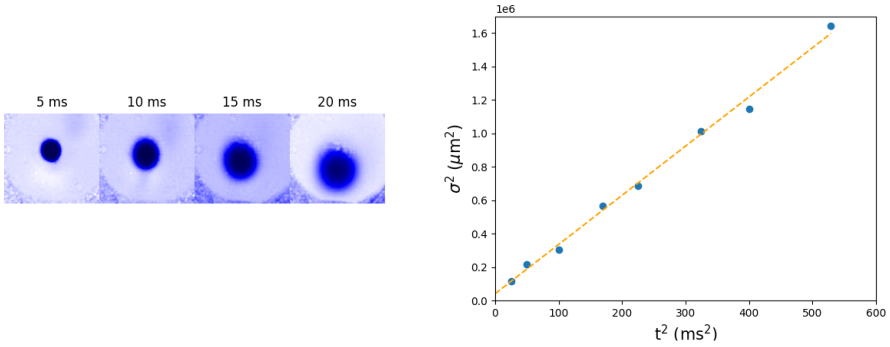
To transfer the atoms from this blue MOT to our MOT on the narrow intercombination line, we reduce the axial magnetic field gradient to 4 G cm^{-1} and turn off the blue MOT and slowing beams. The 555.8 nm laser beam has a waist of 9 mm, 5 mW of total power split in the three pairs of counterpropagating beams, and is detuned by $-6\ \Gamma_g$ from atomic resonance. We turn this lasers on for 40 ms to transfer the atoms to the MOT operating in the $^1S_0 - {}^3P_1$ transition (green MOT). We characterize this green MOT by a time of flight technique and absorption imaging on the $^1S_0 - {}^1P_1$ transition. We therefore turn off all laser beams and the magnetic field gradient during a time of flight (TOF) at which the atomic cloud experiences a free expansion and fall. After this time of flight, absorption images are obtained by a weak probe beam resonant with the $^1S_0 - {}^1P_1$ transition. Images for TOF of 5, 10, 15, and 20 ms are shown in Fig. 4(a), illustrating the free fall of the cloud in the grativational field and its expansion due to its residual temperature. A quantitative analysis is done by plotting the square of the rms width of the MOT (σ) as a function of the square of the TOF (see Fig. 4(b) (blue circles)). The fit (dashed orange curve) of the data by the equation [28,29]

$$\sigma^2(t) = \frac{k_B T}{m} t^2 + \sigma_0^2, \tag{1}$$

where m is the atomic mass and k_B is the Boltzman constant, allows us to extract the temperature of the cloud ($T \sim 60$ μK) and its intial size at $t = 0$ ($\sigma_0 \sim 262$ μm along the horizontal axis). We also retrieve the number of atoms from these absorption images with $N \sim 2\times10^8$. The on-resonance optical depth (b_0) of the MOT, defined as $b_0 = \frac{3N}{(k\sigma)^2}$ where k is the wavenumber of the light resonant to the $^1S_0 - {}^3P_1$ transition, is thus 47. Which confirms that the obtained atomic cloud can be used to perform experiments on collective effects in cold atomic samples [30,31]. The temperature is about twice the expected from Doppler cooling theory, which we attribute to multiple scattering in the atomic cloud or transverse spatial intensity fluctuations of the MOT beams as reported in [32,33]. Further improvements of our MOT will exploit schemes allowing to increase the number of captured atoms in the blue MOT by shielding them using a

Optics EXPRESS

resonant beam on the $^1S_0 - {}^3P_1$ transition [34] and by simultaneously operating the MOT on both transitions in a core-shell geometry [35].



(a) (b)

Fig. 4. (a) Absorption images of the atomic cloud for times of flight of 5, 10, 15 and 20 ms. (b) Square of the rms width of the MOT along an horizontal axis as a function of the square of time of flight (blue dots) and a fit of the data (in orange). The number of atoms is 2×10^8, the MOT width at t=0 ms is 262 µm, the on-resonance optical depth is $b_0 = 47$ and the temperature calculated from the curve fit is 60 µK (with a R^2 coefficient of the fit of 0.99). Error bars are not included as they are too small to be visible at this scale.

3.2. *Noise reduction and laser frequency instability*

After this illustration of the convenient locking transition, we now turn to a more detailed description of the reduction of noise and frequency instability of the laser by our MTS frequency stabilization scheme. The effectiveness of a laser frequency stabilization system can be analyzed in the frequency domain. The noise of the error signal can be measured and converted to frequency noise power spectral density by using the error signal as a frequency discriminator. The error signal, before being amplified, has a typical peak-to-valley amplitude of 10 mV and its width (from the peak to the valley) is 5 MHz. Hence, the slope of 0.5 MHz mV^{-1} is used to convert fluctuations of the error signal (in units of mV) to frequency. We note that collisional (pressure) broadening present at room temperature can be reduced in iodine spectroscopy [36] by cooling the cold finger of the spectroscopy cell, leading to a narrower frequency discriminator, but this comes along with a reduced amplitude of the signal requiring thus a longer spectroscopic cell.

In Fig. 5 we show the noise power spectral density of the laser measured by the error signal noise in blue for the case where the laser is free-running, i.e. no feedback was being sent neither to the piezo nor to the current controllers, and in red for the stabilized laser, when both slow and fast feedback loops are closed. We observe a noise reduction up to 30 kHz. The white noise part of the free-running spectrum (starting at around 300 Hz) corresponds to the intensity noise level of the laser after the frequency SHG cavity, as reported in [37], therefore we attribute this plateau to residual amplitude noise (after PD+ - PD-). We note that the noise power spectral density shown in Fig. 5 not only captures the frequency noise of the laser, but residual amplitude noise also contributes to this signal. Nevertheless, the noise reduction shown in Fig. 5 (for frequencies below 1 kHz) is an indication of the effectiveness of the feedback loop.

In order to go beyond the analysis of the noise power spectral density, we extract information from the feedback loop by analyzing the Allan deviation of the laser fractional frequency. Although the Allan deviation is still limited by amplitude noise for integration times below 3 ms,

Optics EXPRESS

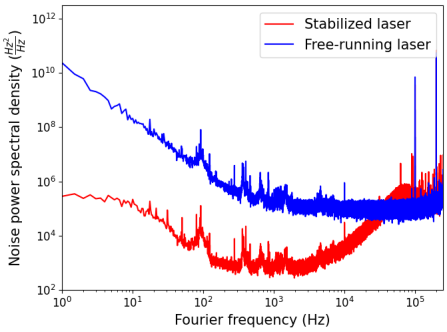


Fig. 5. Laser noise power spectral density measured from the residual error signal for the free-running (blue) and stabilized (red) laser. The figure shows a noise reduction until 30 kHz, with a white noise level above 300 Hz dominated by laser intensity noise. The data shown is an average of 20 data samples.

the higher values characterize the frequency instability of the laser for averaging times up to 1 s which is a relevant timescale for the operation of our experiments involving cold atoms.

The Allan deviation of an oscillator's fractional frequency is a measure of its frequency instability [38]. We can extract the fractional frequency of the laser from the error signal as the latter is proportional to the frequency fluctuations of the laser, which allows it to be used to characterize the laser's short-term instability [39–41], as shown in Fig. 6 by the overlapping Allan deviation [42] of the laser's fractional frequency for averaging times ranging from 2.5 µs to 0.6 s. The blue points correspond to a free-running laser and the red points to the locked laser with both slow and fast feedback loops closed. For very low averaging times, below 20 µs, the laser frequency instability is the same for both cases. However, above 20 µs the Allan deviation of the stabilized laser decreases until 0.17 s, while it increases for the free-running case after 1.3 ms. We note that the data used to extract the Allan deviation shown in Fig. 6 have been obtained with slightly different parameters of the fast feedback loop than those for the data shown in Fig. 5, in particular with an additional slow integrator element of the FALC on the fast circuit branch switched on for the Allan deviation. The minimum Allan deviation measured is 3.9×10^{-13} at 0.17 s. For instance, we can extract from this plot that the frequency instability at 1 ms of averaging time is 3 kHz, indicating that the laser frequency stabilization scheme introduced

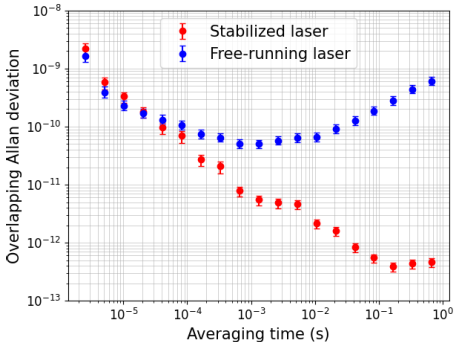


Fig. 6. Allan deviations of the fractional frequency of the laser calculated by the residual error signal for a free-running (blue) and stabilized (red) laser. The feedback loop starts to be effective at an averaging time of 20 µs with an Allan deviation of the stabilized laser of 3.9×10^{-13} at 0.17 s.

Optics EXPRESS

in section 2 can be used for laser cooling of ^{174}Yb atoms in the $^1S_0 - {}^3P_1$ intercombination line, as shown in the present work.

In order to verify the effectiveness of the present frequency stabilization scheme for smaller laser intensities, we have performed MTS varying the pump beam power. We measured the error signal for pump beam powers from 20 to 300 mW. The error signal for three different pump beam powers are shown in Fig. 7(a). The dependence of the peak-to-valley amplitude and width of the error signal with respect to the pump power are shown in Fig. 7(b). The amplitude of the error signal increases by a factor of three from 20 mW to 300 mW, while the width of the signal increases from 3.6 MHz to 4.9 MHz. This leads to a decrease of the error signal slope by decreasing the pump power, in V MHz^{-1}, by a factor of only 44%, which in addition to the noise and frequency instability analysis presented above, is an indication that the present frequency stabilization scheme can also be performed at lower laser powers.

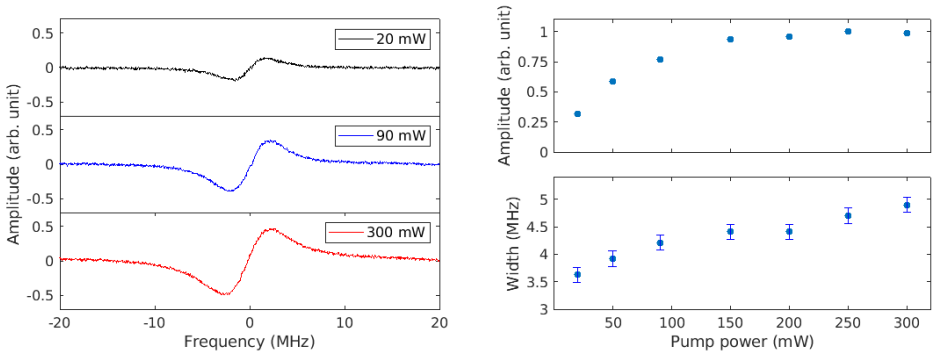


Fig. 7. (a) MTS signal for a pump beam power of 20, 90 and 300 mW. (b) Peak-to-valley amplitude and width of the error signal with respect to the pump power. The error bars of the amplitude are not shown because they are too small to be visible at this scale, and the error bars of the widths represent the uncertainty due to the resolution of the measurement.

4. Conclusion

In conclusion, we have performed modulation transfer spectroscopy of the P(49)24-1 and R(158)25-0 lines of molecular iodine. The hyperfine components of the R(158)25-0 line are more convenient as a frequency reference for laser cooling of ^{174}Yb, the most naturally abundant ytterbium isotope, because of its smaller frequency separation in comparison to the hyperfine components of the P(49)24-1 line. We have shown that a laser frequency stabilization technique based on the combination of modulation transfer spectroscopy and balanced detection allows us to stabilize the laser frequency on one of the hyperfine transitions of the R(158)25-0 line, despite its small relative amplitude. The experimental configuration presented can be applied either to enhance the laser frequency stability, as shown in [17], or to achieve laser frequency stabilization in transitions that are relatively weak, as shown in the present work. Precision spectroscopy of the R(158)25-0 line, and other lines of similar intensity, are not reported in the literature [43] and the present results show a direct application of weak iodine transitions, which should motivate future works on spectroscopy of weak $^{127}I_2$ lines. The study of different weak iodine lines would lead to the use of the present laser frequency stabilization scheme for different applications. Moreover, the results presented in this paper can be generalized for trapping of other isotopes, such as ^{176}Yb using the a_{14} the hyperfine component of the P(49)24-1 line, shown in Fig. 2(a) (at around −728 MHz). The hyperfine component of highest frequency of the R(158)25-0 line

Optics EXPRESS

shown in Fig. 2(b) (at around 300 MHz) can be used as a frequency reference for the $^1S_0 - {}^3P_1$ line of ^{172}Yb, given that the necessary frequency shift of about 910MHz is smaller than if one of the hyperfine components of the P(49)24-1 line is used. We also anticipate that weak $^{127}I_2$ lines can be used as frequency reference for the $^1S_0 - {}^3P_0$ line of ^{171}Yb and narrow-line cooling of dysprosium atoms [43–45].

We have loaded a MOT, operating in the $^1S_0 - {}^3P_1$ line of ^{174}Yb, with 2×10^8 atoms and we have measured a temperature of 60 μK by time-of-flight measurements. The on-resonance optical depth of 47 indicates that the obtained atomic cloud can be used to perform experiments on collective effects with narrow atomic transitions, and the results of these experiments will be a benchmark of this system to the study of localization of light by cold atoms in three dimensions [26,46]. The overlapping Allan deviation of the laser fractional frequency was measured for the free-running and the stabilized laser and it emphasizes that the stabilized laser is suitable to perform laser cooling of ^{174}Yb in the narrow intercombination line ($^1S_0 - {}^3P_1$). Future development of the work presented in this paper will include a deeper study of the impact of laser frequency stabilization onto residual amplitude noise due to the SHG cavity in the laser and possible additional feedforward loops to reduce such amplitude noise.

Funding. European Regional Development Fund (OPTIMAL); European Research Council (832219).

Acknowledgments. We thank Claus Zimmermann and Raphaël Saint-Jalm for fruitful discussions and critical reading of the manuscript.

Disclosures. The authors declare no conflicts of interest.

Data availability. Data underlying the results presented in this paper are not publicly available at this time but may be obtained from the authors upon reasonable request.

References

1. T. Kurosu and F. Shimizu, "Laser cooling and trapping of calcium and strontium," Jpn. J. Appl. Phys. **29**(11A), L2127–L2129 (1990).
2. K. Sengstock, K. Sterr, J. H. Müller, *et al.*, "Optical Ramsey spectroscopy on laser-trapped and thermal Mg atoms," Appl. Phys. B **59**(2), 99–115 (1994).
3. J. R. Guest, N. D. Scielzo, I. Ahmad, *et al.*, "Laser Trapping of ^{225}Ra and ^{226}Ra with Repumping by Room-Temperature Blackbody Radiation," Phys. Rev. Lett. **98**(9), 093001 (2007).
4. S. De, U. Dammalapati, K. Jungmann, *et al.*, "Magneto-optical trapping of barium," Phys. Rev. A **79**(4), 041402 (2009).
5. K. Honda, Y. Takahashi, T. Kuwamoto, *et al.*, "Magneto-optical trapping of Yb atoms and a limit on the branching ratio of the $^1P_1$ state," Phys. Rev. A **59**(2), R934–R937 (1999).
6. N. Poli, F.-Y. Wang, M. G. Tarallo, *et al.*, "Precision Measurement of Gravity with Cold Atoms in an Optical Lattice and Comparison with a Classical Gravimeter," Phys. Rev. Lett. **106**(3), 038501 (2011).
7. A. J. Daley, M. M. Boyd, J. Ye, *et al.*, "Quantum Computing with Alkaline-Earth-Metal Atoms," Phys. Rev. Lett. **101**(17), 170504 (2008).
8. A. Jayakumara, B. Plotkin-Swing, A. O. Jamison, *et al.*, "Dual-axis vapor cell for simultaneous laser frequency stabilization on disparate optical transitions," Rev. Sci. Instrum. **86**(7), 073115 (2015).
9. L. Couturier, I. Nosske, F. Hu, *et al.*, "Laser frequency stabilization using a commercial wavelength meter," Rev. Sci. Instrum. **89**(4), 043103 (2018).
10. A. Guttridge, S. A. Hopkins, S. L. Kemp, *et al.*, "Direct loading of a large Yb MOT on the $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ transition," J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **49**(14), 145006 (2016).
11. S. Uetake, A. Yamaguchi, S. Kato, *et al.*, "High power narrow linewidth laser at 556 nm for magneto-optical trapping of ytterbium," Appl. Phys. B **92**(1), 33–35 (2008).
12. R. Maruyama, R. H. Wynar, M. V. Romalis, *et al.*, "Investigation of sub-Doppler cooling in an ytterbium magneto-optical trap," Phys. Rev. A **68**(1), 011403 (2003).
13. Z. Xiong, Y. Long, H. Xiao, *et al.*, "Frequency locking of a 399-nm laser referenced to fluorescence spectrum of an ytterbium atomic beam," Chin. Opt. Lett. **9**(4), 041406 (2011).
14. A. Dareau, "Manipulation cohérente d'un condensat de Bose-Einstein d'ytterbium sur la transition "d'horloge" : de la spectroscopie au magnétisme artificiel," PhD Thesis. École Normale Superieure (2015).
15. R. K. Raj, D. Bloch, J. J. Snyder, *et al.*, "High-frequency optically heterodyned saturation spectroscopy via resonant degenerate four-wave mixing," Phys. Rev. Lett. **44**(19), 1251–1254 (1980).
16. G. Camy, Ch. J. Bordé, and M. Ducloy, "Heterodyne saturation spectroscopy through frequency modulation of the saturating beam," Opt. Commun. **41**(5), 325–330 (1982).

Optics EXPRESS

17. T. Hori, A. Araya, S. Moriwaki, *et al.*, "Formulation of frequency stability limited by laser intrinsic noise in feedback systems," Appl. Opt. **48**(2), 429 (2009).
18. M. Aldous, J. Woods, A. Dragomir, *et al.*, "Carrier frequency modulation of an acousto-optic modulator for laser stabilization," Opt. Express **25**(11), 12830 (2017).
19. Y. Tanabe, Y. Sakamoto, T. Kohno, *et al.*, "Frequency references based on molecular iodine for the study of Yb atoms using the 1S0 – 3P1 intercombination transition at 556 nm," Opt. Express **30**(26), 46487 (2022).
20. J. J. Snyder, R. K. Raj, D. Bloch, *et al.*, "High-sensitivity nonlinear spectroscopy using a frequency-offset pump," Opt. Lett. **5**(4), 163–165 (1980).
21. H. Noh, S. E. Park, L. Z. Li, *et al.*, "Modulation transfer spectroscopy for 87Rb atoms: theory and experiment," Opt. Express **19**(23), 23444 (2011).
22. V. Negnevitsky and L. D. Turner, "Wideband laser locking to an atomic reference with modulation transfer spectroscopy," Opt. Express **21**(3), 3103 (2013).
23. Z. Zhang, X. Wang, and Q. Lin, "A novel way for wavelength locking with acousto-optic frequency modulation," Opt. Express **17**(12), 10372–10377 (2009).
24. K. Pandey, A. K. Singh, P. V. Kiran Kumar, *et al.*, "Isotope shifts and hyperfine structure in the 555.8-nm $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ line of Yb," Phys. Rev. A **80**(2), 022518 (2009).
25. P. E. Atkinson, J. S. Schelfhout, and J. J. McFerran, "Hyperfine constants and line separations for the $^1S_0 - ^3P_1$ intercombination line in neutral ytterbium with sub-Doppler resolution," Phys. Rev. A **100**(4), 042505 (2019).
26. S. E. Skipetrov and I. M. Sokolov, "Magnetic-Field-Driven Localization of Light in a Cold-Atom Gas," Phys. Rev. Lett. **114**(5), 053902 (2015).
27. H. Letellier, Á. M. G. de Melo, A. Dorne, *et al.*, "Loading of a large Yb MOT on the $^1S_0 - ^3P_1$ transition," Rev. Sci. Instrum. **94**(12), 123203 (2023).
28. K. R. Overstreet, P. Zabawa, J. Tallant, *et al.*, "Multiple scattering and the density distribution of a Cs MOT," Opt. Express **13**(24), 9672 (2005).
29. T. M. Brzozowski, M. Maczynska, M. Zawada, *et al.*, "Time-of-flight measurement of the temperature of cold atoms for short trap-probe beam distances," J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt. **4**(1), 62–66 (2002).
30. G. Labeyrie, F. de Tomasi, J.-C. Bernard, *et al.*, "Coherent Backscattering of Light by Cold Atoms," Phys. Rev. Lett. **83**(25), 5266–5269 (1999).
31. M. O. Araújo, I. Krešić, R. Kaiser, *et al.*, "Superradiance in a Large and Dilute Cloud of Cold Atoms in the Linear-Optics Regime," Phys. Rev. Lett. **117**(7), 073002 (2016).
32. M. Drewsen, P. H. Laurent, A. Nadir, *et al.*, "Investigation of sub-Doppler cooling effects in a cesium magneto-optical trap," Appl. Phys. B **59**(3), 283–298 (1994).
33. T. Chanelière, J. Meunier, R. Kaiser, *et al.*, "Extra-heating mechanism in Doppler cooling experiments," J. Opt. Soc. Am. B **22**(9), 1819–1828 (2005).
34. J. Höschele, S. Buob, A. Rubio-Abadal, *et al.*, "Atom-Number Enhancement by Shielding Atoms From Losses in Strontium Magneto-Optical Traps," Phys. Rev. Appl. **19**(6), 064011 (2023).
35. J. Lee, J. H. Lee, J. Noh, *et al.*, "Core-shell magneto-optical trap for alkaline-earth-metal-like atoms," Phys. Rev. A **91**(5), 053405 (2015).
36. H. Fang, S. C. Wang, and J. Shy, "Pressure and power broadening of the a10 component of R(56) 32-0 transition of molecular iodine at 532nm," Opt. Commun. **257**(1), 76–83 (2006).
37. U. Eismann, M. Enderlein, K. Simeonidis, *et al.*, "Active and passive stabilization of a high-power UV frequency-doubled diode laser," *Conference on Lasers and Electro-Optics*, OSA Technical Digest (online) (Optica Publishing Group, 2016), paper JTu5A.65.
38. D. W. Allan, "Statistics of atomic frequency standards," Proc. IEEE **54**(2), 221–230 (1966).
39. P. Chang, S. Zhang, H. Shang, *et al.*, "Stabilizing diode laser to 1 Hz-level Allan deviation with atomic spectroscopy for Rb four-level active optical frequency standard," Appl. Phys. B **125**(11), 196 (2019).
40. Y. T. Zhao, J. M. Zhao, T. Huang, *et al.*, "Frequency stabilization of an external-cavity diode laser with a thin Cs vapour cell," J. Phys. D: Appl. Phys. **37**(9), 1316–1318 (2004).
41. J. Miao, T. Shi, J. Zhang, *et al.*, "Compact 459-nm Cs Cell Optical Frequency Standard with $2.1 \times 10^{-13}/\sqrt{\tau}$ Short-Term Stability," Phys. Rev. Appl. **18**(2), 024034 (2022).
42. D. A. Howe, D. U. Allan, and J. A. Barnes, "Properties of Signal Sources and Measurement Methods," in *Proceedings of the 35th Annual Frequency Control Symposium* (IEEE, 1981), pp. 669–716.
43. S. Gerstenkorn, P. Luc, J. Verges, *et al.*, *Atlas Du Spectre d'absorption de La Molécule d'iode*, Atlas Du Spectre d'absorption de La Molécule d'iode No. vol. 1 (Laboratoire Aimé Cotton, 1978).
44. H. Kim, M.-S. Heo, C. Y. Park, *et al.*, "Absolute frequency measurement of the 171Yb optical lattice clock at KRISS using TAI for over a year," Metrologia **58**(5), 055007 (2021).
45. W. F. Meggers, C. H. Corliss, and B. F. Scribner, *Tables of Spectral Line Intensities, Part I–Arranged by Elements*, Monograph 145, National Bureau of Standards (U.S. Department of Commerce, 1975), pp. 128–133.
46. G. L. Celardo, M. Angeli, F. Mattiotti, *et al.*, "Localization of light in subradiant Dicke states: a mobility edge in the imaginary axis," arXiv, arXiv:1702.04506 (2017).

134.59.94.93 (b) 2024-05-02 12:49:15)

Bibliographie

[1] *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. 2023-2024.

[2] Bondi A. Van der waals volumes and radii. *Journal of Physical Chemistry*, 68(3) :441–451, 1964.

[3] E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, and T. V. Ramakrishnan. Scaling theory of localization : Absence of quantum diffusion in two dimensions. *Phys. Rev. Lett.*, 42 :673–676, Mar 1979.

[4] Álvaro M. G. de Melo, Hector Letellier, Apoorva Apoorva, Antoine Glicenstein, and Robin Kaiser. Laser frequency stabilization by modulation transfer spectroscopy and balanced detection of molecular iodine for laser cooling of 174yb. *Opt. Express*, 32(4) :6204–6214, Feb 2024.

[5] P. W. Anderson. Absence of diffusion in certain random lattices. *Phys. Rev.*, 109 :1492–1505, Mar 1958.

[6] P. W. Anderson. The question of classical localization : A theory of white paint ? *Phil. Mag. B*, 52 :505, 1985.

[7] T. Arpornthip, C. A. Sackett, and K. J. Hughes. Vacuum-pressure measurement using a magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 85 :033420, Mar 2012.

[8] Alain Aspect, Philippe Bouyer, Vincent Josse, and Laurent Sanchez-Palencia. Localisation d'Anderson d'atomes ultrafroids. *Images de la Physique*, 13(70), 2009.

[9] Alain Aspect and Massimo Inguscio. Anderson localization of ultracold atoms. *Physics Today*, 62(8) :30–35, 08 2009.

[10] Peggy E. Atkinson, Jesse S. Schelfhout, and John J. McFerran. Hyperfine constants and line separations for the $^1s_0 - ^3 p_1$ intercombination line in neutral ytterbium with sub-doppler resolution. *Phys. Rev. A*, 100 :042505, Oct 2019.

[11] Daniel S. Barker, Bishnu P. Acharya, James A. Fedchak, Nikolai N. Klimov, Eric B. Norrgard, Julia Scherschligt, Eite Tiesinga, and Stephen P. Eckel. Precise quantum measurement of vacuum with cold atoms. *Review of Scientific Instruments*, 93(12) :121101, 12 2022.

[12] K. Beloy, J. A. Sherman, N. D. Lemke, N. Hinkley, C. W. Oates, and A. D. Ludlow. Determination of the $5d6s\ ^3D_1$ state lifetime and blackbody-radiation clock shift in yb. *Phys. Rev. A*, 86 :051404, Nov 2012.

[13] Y. Bidel, B. Klappauf, J. C. Bernard, D. Delande, G. Labeyrie, C. Miniatura, D. Wilkowski, and R. Kaiser. Coherent light transport in a cold strontium cloud. *Phys. Rev. Lett.*, 88 :203902, May 2002.

[14] Yannick Bidel. *Piégeage et refroidissement laser du strontium, Etude de l'effet des interférences en diffusion multiple*. Theses, Université Nice Sophia Antipolis, December 2002.

[15] Tom Bienaimé, Giovanni Barontini, Laure Mercier de Lépinay, Louis Bellando, Julien Chabé, and Robin Kaiser. Fast compression of a cold atomic cloud using a blue-detuned crossed dipole trap. *Phys. Rev. A*, 86 :053412, Nov 2012.

[16] CHRISTOPHER JAMES BILLINGTON. *State-dependent forces in cold quantum gases*. PhD thesis, 4 2019.

[17] James L Booth, Pinrui Shen, Roman V Krems, and Kirk W Madison. Universality of quantum diffractive collisions and the quantum pressure standard. *New Journal of Physics*, 21(10) :102001, oct 2019.

[18] Mateusz Borkowski, Alexei A. Buchachenko, Roman Ciury, Paul S. Julienne, Hirotaka Yamada, Yuu Kikuchi, Kakeru Takahashi, Yosuke Takasu, and Yoshiro Takahashi. Beyond-born-oppenheimer effects in sub-khz-precision photoassociation spectroscopy of ytterbium atoms. *Phys. Rev. A*, 96 :063405, Dec 2017.

[19] Tobias Bothwell, Dhruv Kedar, Eric Oelker, John M Robinson, Sarah L Bromley, Weston L Tew, Jun Ye, and Colin J Kennedy. Jila sri optical lattice clock with uncertainty of 2.0×10^{-18}. *Metrologia*, 56(6) :065004, oct 2019.

[20] Julien Chabé, Gabriel Lemarié, Benoît Grémaud, Dominique Delande, Pascal Szriftgiser, and Jean Claude Garreau. Experimental observation of the anderson metal-insulator transition with atomic matter waves. *Phys. Rev. Lett.*, 101 :255702, Dec 2008.

[21] Jun Woo Cho, Han-gyeol Lee, Sangkyung Lee, Jaewook Ahn, Won-Kyu Lee, Dai-Hyuk Yu, Sun Kyung Lee, and Chang Yong Park. Optical repumping of triplet-p states enhances magneto-optical trapping of ytterbium atoms. *Phys. Rev. A*, 85 :035401, Mar 2012.

[22] Steven Chu. Nobel lecture : The manipulation of neutral particles. *Rev. Mod. Phys.*, 70 :685–706, Jul 1998.

[23] P. Clausing. Über die strömung sehr verdünnter gase durch röhren von beliebiger länge. *Annalen der Physik*, 404(8) :961–989, 1932.

[24] E. Clementi, D. L. Raimondi, and W. P. Reinhardt. Atomic Screening Constants from SCF Functions. II. Atoms with 37 to 86 Electrons. *The Journal of Chemical Physics*, 47(4) :1300–1307, 05 2004.

[25] Claude N. Cohen-Tannoudji. Nobel lecture : Manipulating atoms with photons. *Rev. Mod. Phys.*, 70 :707–719, Jul 1998.

[26] E. A. Cornell and C. E. Wieman. Nobel lecture : Bose-einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments. *Rev. Mod. Phys.*, 74 :875–893, Aug 2002.

[27] J. Dalibard. *Lecture at Collège de France*, 2015.

[28] J. Dalibard. Les interactions entre atomes dans les gaz quantiques : De l'universalité de van der waals aux résonances de fano–feshbach. *Lecture at Collège de France*, 2021.

[29] Dipankar Das, Sachin Barthwal, Ayan Banerjee, and Vasant Natarajan. Absolute frequency measurements in yb with 0.08 ppb uncertainty : Isotope shifts and hyperfine structure in the $399-\text{nm}\ {}^1s_0 \rightarrow {}^1p_1$ line. *Phys. Rev. A*, 72 :032506, Sep 2005.

[30] Dominique Delande, Jean-Claude Garreau, Laurent Sanchez-Palencia, and Bart van Tiggelen. La localisation forte d'Anderson. *Images de la Physique*, 13(70), 2009.

[31] Davide Dreon. *Designing and building an ultracold Dysprosium experiment : a new framework for light-spin interaction.* Theses, Université Paris sciences et lettres, July 2017.

[32] Sören Dörscher, Alexander Thobe, Bastian Hundt, André Kochanke, Rodolphe Le Targat, Patrick Windpassinger, Christoph Becker, and Klaus Sengstock. Creation of quantum-degenerate gases of ytterbium in a compact 2D-/3D-magneto-optical trap setup. *Review of Scientific Instruments*, 84(4), 04 2013. 043109.

[33] Stephen Eckel, Daniel S Barker, James A Fedchak, Nikolai N Klimov, Eric Norrgard, Julia Scherschligt, Constantinos Makrides, and Eite Tiesinga. Challenges to miniaturizing cold atom technology for deployable vacuum metrology. *Metrologia*, 55(5) :S182, sep 2018.

[34] J. Emsley. *The elements.* Oxford Univ. Press, New York, NY, 1995.

[35] Albert Frisch. *Dipolar Quantum Gases of Erbium.* PhD thesis, Oct 2014.

[36] G L Gattobigio, T Pohl, G Labeyrie, and R Kaiser. Scaling laws for large magneto-optical traps. *Physica Scripta*, 81(2) :025301, feb 2010.

[37] J. A. Giordmaine and T. C. Wang. Molecular Beam Formation by Long Parallel Tubes. *Journal of Applied Physics*, 31(3) :463–471, 06 2004.

[38] A Guttridge, S A Hopkins, S L Kemp, D Boddy, R Freytag, M P A Jones, M R Tarbutt, E A Hinds, and S L Cornish. Direct loading of a large yb mot on the transition 1s0-3p1. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 49(14) :145006, jun 2016.

[39] J. L. Hall, M. Zhu, and P. Buch. Prospects for using laser-prepared atomic fountains for optical frequency standards applications. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11) :2194–2205, Nov 1989.

[40] John L. Hall. Nobel lecture : Defining and measuring optical frequencies. *Rev. Mod. Phys.*, 78 :1279–1295, Nov 2006.

[41] T.W. Hansch and B. Couillaud. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity. *Optics Communications*, 35(3) :441–444, 1980.

[42] Lene Vestergaard Hau, J. A. Golovchenko, and Michael M. Burns. A new atomic beam source : The "candlestick". *Review of Scientific Instruments*, 65(12) :3746–3750, 12 1994.

[43] K. Honda, Y. Takahashi, T. Kuwamoto, M. Fujimoto, K. Toyoda, K. Ishikawa, and T. Yabuzaki. Magneto-optical trapping of yb atoms and a limit on the branching ratio of the $^1P_1$ state. *Phys. Rev. A*, 59 :R934–R937, Feb 1999.

[44] S. A. Hopkins, K. Butler, A. Guttridge, S. Kemp, R. Freytag, E. A. Hinds, M. R. Tarbutt, and S. L. Cornish. A versatile dual-species Zeeman slower for caesium and ytterbium. *Review of Scientific Instruments*, 87(4) :043109, 04 2016.

[45] Jonatan Höschele, Sandra Buob, Antonio Rubio-Abadal, Vasiliy Makhalov, and Leticia Tarruell. Atom-number enhancement by shielding atoms from losses in strontium magneto-optical traps. *Phys. Rev. Appl.*, 19 :064011, Jun 2023.

[46] Hefei Hu, A. Strybulevych, J. H. Page, S. E. Skipetrov, and B. A. van Tiggelen. Localization of ultrasound in a three-dimensional elastic network. *Nature Physics*, 4(12) :945–948, 12 2008.

[47] J. Huckans, W. Dubosclard, E. Maréchal, O. Gorceix, B. Laburthe-Tolra, and M. Robert de Saint-Vincent. Note on the reflectance of mirrors exposed to a strontium beam. 2018.

[48] Theodor W. Hänsch. Passion for precision (nobel lecture). *ChemPhysChem*, 7(6) :1170–1187, 2006.

[49] National Instruments. Device specifications, ni 6722/6723. Technical report, Jan 2017.

[50] National Instruments. Specifications, pcie-6738, pci express, 16-bit, 32-channel, 1 ms/s analog output device. Technical report, June 2018.

[51] A. Ioffe and A. Regel. Non-crystalline, amorphous and liquid electronic semicon- ductors. *Prog. Semicond.*, 4 :237, 1960.

[52] F. Jendrzejewski, A. Bernard, K. Müller, P. Cheinet, V. Josse, M. Piraud, L. Pezzé, L. Sanchez-Palencia, A. Aspect, and P. Bouyer. Three-dimensional localization of ultracold atoms in an optical disordered potential. *Nature Physics*, 8(5) :398–403, 2012.

[53] Akio Kawasaki, Boris Braverman, QinQin Yu, and Vladan Vuletic. Two-color magneto-optical trap with small magnetic field for ytterbium. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 48(15) :155302, jun 2015.

[54] Wolfgang Ketterle. Nobel lecture : When atoms behave as waves : Bose-einstein condensation and the atom laser. *Rev. Mod. Phys.*, 74 :1131–1151, Nov 2002.

[55] Michaela Kleinert, M. E. Gold Dahl, and Scott Bergeson. Measurement of the yb i ${}^1s_0{-}{}^1p_1$ transition frequency at 399 nm using an optical frequency comb. *Phys. Rev. A*, 94 :052511, Nov 2016.

[56] A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, and and NIST ASD Team. NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.10), [Online]. Available : `https://physics.nist.gov/asd` [2023, October 6]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD., 2022.

[57] T. Kuwamoto, K. Honda, Y. Takahashi, and T. Yabuzaki. Magneto-optical trapping of yb atoms using an intercombination transition. *Phys. Rev. A*, 60 :R745–R748, Aug 1999.

[58] G. Labeyrie, F. de Tomasi, J.-C. Bernard, C. A. Müller, C. Miniatura, and R. Kaiser. Coherent backscattering of light by cold atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 83 :5266–5269, Dec 1999.

[59] G. Labeyrie, D. Delande, R. Kaiser, and C. Miniatura. Light transport in cold atoms and thermal decoherence. *Phys. Rev. Lett.*, 97 :013004, Jul 2006.

[60] Ad Lagendijk, Bart van Tiggelen, and Diederik S. Wiersma. Fifty years of Anderson localization. *Physics Today*, 62(8) :24–29, 08 2009.

[61] Thomas Lauprêtre, Lucas Groult, Bachir Achi, Michael Petersen, Yann Kersalé, Marion Delehaye, and Clément Lacroûte. Absolute frequency measurements of the 1s0 → 1p1 transition in ytterbium. *OSA Continuum*, 3(1) :50–57, Jan 2020.

[62] Jeongwon Lee, Jae Hoon Lee, Jiho Noh, and Jongchul Mun. Core-shell magneto-optical trap for alkaline-earth-metal-like atoms. *Phys. Rev. A*, 91 :053405, May 2015.

[63] Hector Letellier, Álvaro Mitchell Galvão de Melo, Anaïs Dorne, and Robin Kaiser. Loading of a large Yb MOT on the 1S0 → 1P1 transition. *Review of Scientific Instruments*, 94(12) :123203, 12 2023.

[64] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, and C. I. Westbrook. Optical molasses. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11) :2084–2107, Nov 1989.

[65] Chao Li, Xiao Chai, Bochao Wei, Jeremy Yang, Anosh Daruwalla, Farrokh Ayazi, and C. Raman. Cascaded collimator for atomic beams traveling in planar silicon devices. *Nature Communications*, 10(1) :1831, 2019.

[66] T. Loftus, J. R. Bochinski, and T. W. Mossberg. Simultaneous multi-isotope trapping of ytterbium. *Phys. Rev. A*, 63 :053401, Apr 2001.

[67] T. Loftus, J. R. Bochinski, R. Shivitz, and T. W. Mossberg. Power-dependent loss from an ytterbium magneto-optic trap. *Phys. Rev. A*, 61 :051401, Apr 2000.

[68] Manjeera Mantina, Adam C. Chamberlin, Rosendo Valero, Christopher J. Cramer, and Donald G. Truhlar. Consistent van der waals radii for the whole main group. *The Journal of Physical Chemistry A*, 113(19) :5806–5812, 2009. PMID : 19382751.

[69] N F Mott. The basis of the electron theory of metals, with special reference to the transition metals. *Proceedings of the Physical Society. Section A*, 62(7) :416, jul 1949.

[70] N. F. Mott. Conduction in non-crystalline systems. *The Philosophical Magazine : A Journal of Theoretical Experimental and Applied Physics*, 17(150) :1259–1268, 1968.

[71] N. F. Mott. Conduction in non-crystalline systems. *The Philosophical Magazine : A Journal of Theoretical Experimental and Applied Physics*, 22(175) :7–29, 1970.

[72] P. F. Moulton. Spectroscopic and laser characteristics of ti :al2o3. *J. Opt. Soc. Am. B*, 3(1) :125–133, Jan 1986.

[73] Cord A. Müller, Thibaut Jonckheere, Christian Miniatura, and Dominique Delande. Weak localization of light by cold atoms : The impact of quantum internal structure. *Phys. Rev. A*, 64 :053804, Oct 2001.

[74] William D. Phillips. Nobel lecture : Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rev. Mod. Phys.*, 70 :721–741, Jul 1998.

[75] Benjamin Plotkin-Swing, Anna Wirth, Daniel Gochnauer, Tahiyat Rahman, Katherine E. McAlpine, and Subhadeep Gupta. Crossed-beam slowing to enhance narrow-line ytterbium magneto-optic traps. *Review of Scientific Instruments*, 91(9), 09 2020. 093201.

[76] S. G. Porsev, Yu. G. Rakhlina, and M. G. Kozlov. Electric-dipole amplitudes, lifetimes, and polarizabilities of the low-lying levels of atomic ytterbium. *Phys. Rev. A*, 60 :2781–2785, Oct 1999.

[77] N. Ramsey. *Molecular Beams*. International series of monographs on physics. OUP Oxford, 1956.

[78] Rapol, U. D., Krishna, A., Wasan, A., and Natarajan, V. Laser cooling and trapping of yb from a thermal source. *Eur. Phys. J. D*, 29(3) :409–414, 2004.

[79] Dias P. G. S., Biscassi M. A. F., Magnani P. H. N., Shiozaki R. F., Courteille Ph. W., and Teixeira R. Celistrino. Characterization of the collimation of an atomic beam with a monochromatic quasi-resonant laser. *Brazilian Journal of Physics*, pages 329–338, 06 2021.

[80] Frank Scheffold, Ralf Lenke, Ralf Tweer, and Georg Maret. Localization or classical diffusion of light ? *Nature*, 398 :206–207, 1999.

[81] Frank Scheffold and Diederik Wiersma. Direct determination of the transition to localization of light in three dimensions. *Nature Photonics*, 7 :934, 12 2013.

[82] Peter Schwerdtfeger and Jeffrey K. Nagle. 2018 table of static dipole polarizabilities of the neutral elements in the periodic table*. *Molecular Physics*, 117(9-12) :1200–1225, 2019.

[83] Ruwan Senaratne, Shankari V. Rajagopal, Zachary A. Geiger, Kurt M. Fujiwara, Vyacheslav Lebedev, and David M. Weld. Effusive atomic oven nozzle design using an aligned microcapillary array. *Review of Scientific Instruments*, 86(2) :023105, 02 2015.

[84] Lakhi Sharma, A. Roy, S. Panja, and S. De. Atomic flux distribution from a low-divergent dark wall oven. *Review of Scientific Instruments*, 90(5) :053202, 05 2019.

[85] O. Sigwarth, G. Labeyrie, T. Jonckheere, D. Delande, R. Kaiser, and C. Miniatura. Magnetic field enhanced coherence length in cold atomic gases. *Phys. Rev. Lett.*, 93 :143906, Sep 2004.

[86] S. E. Skipetrov. Localization transition for light scattering by cold atoms in an external magnetic field. *Phys. Rev. Lett.*, 121 :093601, Aug 2018.

[87] S. E. Skipetrov and I. M. Sokolov. Absence of anderson localization of light in a random ensemble of point scatterers. *Phys. Rev. Lett.*, 112 :023905, Jan 2014.

[88] S. E. Skipetrov and I. M. Sokolov. Magnetic-field-driven localization of light in a cold-atom gas. *Phys. Rev. Lett.*, 114 :053902, Feb 2015.

[89] Sergey E. Skipetrov, Bart A. van Tiggelen, and John H. Page. La localisation forte d'Anderson des ondes classiques. *Images de la Physique*, 13(70), 2009.

[90] T. Sperling, W. Bührer, C. M. Aegerter, and G. Maret. Direct determination of the transition to localization of light in three dimensions. *Nature Photonics*, 7 :48–52, 01 2013.

[91] T Sperling, L Schertel, M Ackermann, G J Aubry, C M Aegerter, and G Maret. Can 3d light localization be reached in 'white paint' ? *New Journal of Physics*, 18(1) :013039, jan 2016.

[92] P. T. Starkey, C. J. Billington, S. P. Johnstone, M. Jasperse, K. Helmerson, L. D. Turner, and R. P. Anderson. A scripted control system for autonomous hardware-timed experiments. *Review of Scientific Instruments*, 84(8) :085111, 08 2013.

[93] PHILIP THOMAS STARKEY. *A software framework for control and automation of precisely timed experiments.* PhD thesis, 7 2019.

[94] Martin Störzer, Peter Gross, Christof M. Aegerter, and Georg Maret. Observation of the critical regime near anderson localization of light. *Phys. Rev. Lett.*, 96 :063904, Feb 2006.

[95] Donna Strickland and Gerard Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56(3) :219–221, 1985.

[96] R. D. Swenumson and U. Even. Continuous flow reflux oven as the source of an effusive molecular Cs beam. *Review of Scientific Instruments*, 52(4) :559–561, 04 1981.

[97] Y. Takasu, K. Komori, K. Honda, M. Kumakura, T. Yabuzaki, and Y. Takahashi. Photoassociation spectroscopy of laser-cooled ytterbium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 93 :123202, Sep 2004.

[98] Yosuke Takasu, Kenichi Maki, Kaduki Komori, Tetsushi Takano, Kazuhito Honda, Mitsutaka Kumakura, Tsutomu Yabuzaki, and Yoshiro Takahashi. Spin-singlet bose-einstein condensation of two-electron atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 91 :040404, Jul 2003.

[99] Pawel Tecmer, Katharina Boguslawski, Mateusz Borkowski, Piotr S. Zuchowski, and Dariusz Kedziera. Modeling the electronic structures of the ground and excited states of the ytterbium atom and the ytterbium dimer : A modern quantum chemistry perspective. *International Journal of Quantum Chemistry*, 119(18) :e25983, 2019.

[100] M. Vainio, J. E. Bernard, and L. Marmet. Cavity-enhanced optical frequency doubler based on transmission-mode hänsch–couillaud locking. *Applied Physics B*, 2011.

[101] T. van der Beek, P. Barthelemy, P. M. Johnson, D. S. Wiersma, and A. Lagendijk. Light transport through disordered layers of dense gallium arsenide submicron particles. *Phys. Rev. B*, 85 :115401, Mar 2012.

[102] J. Van Dongen, C. Zhu, D. Clement, G. Dufour, J. L. Booth, and K. W. Madison. Trap-depth determination from residual gas collisions. *Phys. Rev. A*, 84 :022708, Aug 2011.

[103] Diederik S. Wiersma, Paolo Bartolini, Ad Lagendijk, and Roberto Righini. Localization of light in a disordered medium. *Nature*, 390 :671–673, 1997.

[104] D Wilkowski, Y Bidel, T Chanelière, R Kaiser, B Klappauf, G Labeyrie, C.A Müller, and Ch Miniatura. Light transport in cold atoms : the fate of coherent backscattering in the weak localization regime. *Physica B : Condensed Matter*, 328(3) :157–162, 2003.

[105] Jaime Wisniak. Historical development of the vapor pressure equation from dalton to antoine. *Journal of Phase Equilibria*, 22(1) :622–630, 2001.

[106] E Wodey, R J Rengelink, C Meiners, E M Rasel, and D Schlippert. A robust, high-flux source of laser-cooled ytterbium atoms. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 54(3) :035301, feb 2021.

[107] Chao Xue, Jian-Ping Liu, Qing Li, Jun-Fei Wu, Shan-Qing Yang, Qi Liu, Cheng-Gang Shao, Liang-Cheng Tu, Zhong-Kun Hu, and Jun Luo. Precision measurement of the newtonian gravitational constant. *National Science Review*, 7(12) :1803–1817, 07 2020.