
Construction d'un four de strontium pour des expériences de gaz quantiques dégénérés

Résumé : Afin de mettre en place des expériences sur des gaz quantiques dégénérés (condensats de Bose-Einstein ou mers de Fermi), il faut tout d'abord construire une enceinte à vide à l'intérieur de laquelle il faut chauffer l'élément à étudier, afin de le sublimer. Pour une nouvelle expérience, basée sur le strontium, lancée par le groupe Gaz Quantiques Dipolaire du Laboratoire de Physique des Lasers, j'ai aidé à mettre en place une enceinte à vide pouvant descendre jusqu'à des pressions de l'ordre de 10^{-8} mbar. J'ai ensuite installé les pièces composant le four, qui émet en fonctionnement un jet atomique effusif destiné à être ralenti et refroidi.

Ce jet doit donc vérifier des contraintes géométriques particulières, et la perte de strontium lors de la collimation du jet doit être minimale. Une étude du jet par des techniques d'absorption et de fluorescence m'a permis de vérifier que ces deux objectifs étaient atteints. J'ai, en amont, dû réfléchir à une modélisation numérique du fonctionnement du four afin de vérifier, avec succès, la concordance entre la théorie et l'expérience.

Mots clefs : strontium, vide, four, jet atomique, effusion

Stage encadré par :

Étienne Maréchal

etienne.marechal@univ-paris13.fr

Laboratoire de Physique des Lasers

Université Paris 13 (UP13) - Institut Galilée

99, av. J.B. Clément

93430 Villetaneuse

<http://www-lpl.univ-paris13.fr>



Remerciements

Je voudrais remercier Étienne Maréchal, mon maître de stage, pour son investissement et son soutien tout au long de ces huit semaines au laboratoire. Il m'a guidé durant toute la mise en place du four, que nous avons construit ensemble, et m'a fourni d'innombrables conseils et explications vis-à-vis des multiples aspects de la manipulation. Son expérience et sa gentillesse m'ont permis de découvrir ce domaine ardu de la physique expérimentale avec émerveillement !

Je remercie également toutes les personnes du laboratoire qui m'ont accueilli avec beaucoup de bonne humeur et ont tous fait en sorte que ce stage se déroule de la meilleure manière possible : Bruno, le chef de groupe, pour toujours tenir à ce que je comprenne bien comment l'expérience devait fonctionner ; Laurent, pour toujours s'assurer qu'aucun aspect de la manipulation ne soit laissé de côté ; Paolo, pour sa disponibilité et ses conseils sur les outils de modélisation informatique que j'ai dû utiliser ; enfin Olivier pour son enthousiasme vis-à-vis de cette nouvelle expérience sur le strontium. Les doctorants du groupe, Aurélie et Bruno, n'ont, eux non plus, jamais hésité à mettre de côté leur travail pour répondre à mes questions, en rapport avec l'expérience ou non. Enfin, je remercie Fabrice, Albert et Thierry, responsables des différents ateliers du laboratoire, pour leur aide précieuse, et en particulier Haniffe, de l'atelier d'électronique, pour m'avoir aidé à monter le boîtier de mesure de température.

La présence et l'efficacité de Johnny, professeur invité de l'université de Bloomsburg, au laboratoire durant les deux premières semaines de mon stage, ont été très importantes pour la construction de l'enceinte à vide.

Enfin, je remercie MÉRIL pour notre coopération lors de ce stage, qui a permis que nos deux expériences se rejoignent et montrent tout leur intérêt d'étude.

Table des matières

Introduction	3
1 Le projet	3
2 Construction d'une enceinte à vide	3
2.1 Assemblage	3
2.2 Créer le vide	5
2.2.1 Pré-pompage et pompage ionique	5
2.2.2 Mesure indirecte de la pression	5
2.2.3 Maintien de la pompe ionique	5
2.2.4 Amélioration du vide	6
3 Description et mise en place du four	6
3.1 Description et intérêt du montage	7
3.2 Assemblage des pièces	7
3.3 Manipulation du strontium	8
3.4 Chauffage et contrôle de température	8
3.4.1 Caractéristique puissance-température	9
3.4.2 Comportement à haute température	10
4 Modélisation et observation d'un jet atomique effusif	10
4.1 Modélisation du jet	11
4.2 Un point sur l'effusion	12
4.3 Interactions lumière-matière	12
4.4 Étude de l'absorption	13
4.4.1 Modèle théorique simple	13
4.4.2 Distribution des vitesses transverses	14
4.4.3 Valeurs d'absorption	15
4.4.4 Influence de l'angle d'incidence	17
4.5 Observation de la fluorescence	17
Conclusion	18
A Pièces internes du four	20
B Montage d'un boîtier pour thermocouples	21
C Modélisation numérique pour la géométrie	22
Références	23

Introduction

Durant ce stage à caractère expérimental, j'ai été accueilli au sein du groupe Atomes Froids du Laboratoire de Physique des Lasers (LPL). L'objectif du stage a été l'assemblage et l'étude d'un four à strontium produisant un jet atomique collimaté dans une enceinte sous ultra-vide.

L'assemblage et le test de nombreux composants commandés par le laboratoire ont occupé une majeure partie du stage. J'ai également mené une étude théorique de l'effusion du strontium hors du four, afin d'optimiser la collimation et le flux du jet atomique.

Je donnerai quelques détails sur le projet de l'équipe dans une première partie de ce rapport. Je détaillerai ensuite mon activité durant les huit semaines de stage, à travers des parties thématiques correspondant globalement aux différentes étapes de la mise en place et de l'étude du dispositif expérimental.

1 Le projet

Le nouveau projet de l'équipe Gaz Quantiques Dipolaires (anciennement Atomes Froids) est la réalisation d'une expérience autour de gaz quantiques dégénérés de strontium. La première étape de ce projet est la construction d'un dispositif de formation de condensats de Bose-Einstein de strontium, après quoi des mers de Fermi pourront être obtenues à partir de l'isotope fermionique ^{87}Sr . L'objectif à long terme est la mise en place d'un gaz de fermions disposés sur un réseau, afin d'étudier les propriétés magnétiques d'un tel système. Le refroidissement du gaz sera le principal défi que devra relever l'équipe pour y parvenir.

Avant de pouvoir ralentir, piéger et refroidir les atomes de strontium pour atteindre les conditions d'un comportement quantique, il faut générer un jet atomique, gazeux, et il faut donc chauffer et sublimer le strontium, qui est solide dans des conditions normales de température et de pression.

Le four de strontium est ainsi le premier élément à construire pour mener à bien la réalisation du projet. Il doit respecter plusieurs contraintes, par exemple pouvoir être amené au même vide que l'enceinte, puis fonctionner dans ce vide, et être capable de produire un jet effusif suffisamment bien collimaté pour être étudié et manipulé dans un futur piège magnéto-optique.

Pourquoi le strontium ?

Le strontium est un élément chimique de la famille des alcalino-terreux. Alors que de nombreuses expériences de physique fondamentale sur les gaz quantiques ont été effectuées avec des alcalins, tels le rubidium et le césium, le strontium pourrait également posséder les propriétés requises pour que des expériences nouvelles puissent être menées. Le strontium est d'ores et déjà désigné comme le successeur du césium dans le domaine des horloges atomiques, et est prometteur pour l'étude de systèmes quantiques à N corps.

Les propriétés des alcalino-terreux sont également adaptées au calcul quantique. En effet, la transition d'horloge de ces éléments, qui se situe dans le domaine optique, relie deux états qui peuvent servir d'états de qubit.

De nombreux autres exemples d'utilisation de "gaz quantiques dégénérés de strontium" sont détaillés dans la thèse de S. Stellmer, dans laquelle il présente la première mise en évidence expérimentale de la condensation de Bose-Einstein du strontium [1]. Actuellement, un large champ d'études de cet élément s'ouvre pour la communauté des atomes froids.

En particulier, l'objectif de l'équipe est d'étudier les propriétés magnétiques des gaz froids de strontium. Le strontium fermionique a ceci de particulier que son spin électronique est nul, mais son spin nucléaire est grand ($I = 9/2$). Une mer de Fermi constituée d'atomes de ^{87}Sr , prenant des valeurs de spin comprises entre $\pm 9/2$, permettra d'étudier ce qu'on appelle des *liquides de spin*.

2 Construction d'une enceinte à vide

Pour étudier directement le comportement quantique d'un gaz, on doit éviter toute interaction avec l'air ambiant. On travaille donc au sein d'une enceinte à ultra-vide, au sein de laquelle la pression peut être abaissée jusqu'aux alentours de 10^{-11} mbar.

2.1 Assemblage

La première partie du stage a donc été le montage de l'enceinte à vide. Celle-ci est faite à partir de composants (tubes, tubes en T, coudes, croix, etc.) qui doivent être reliés de manière à assurer l'étanchéité de l'ensemble.

Les extrémités de ces composants sont des brides à couteau *Conflat Flanges (CF)*, pour lesquelles différents diamètres existent.

Deux dimensions de bride ont été utilisées et sont visibles sur la figure 1. Pour l'enceinte, les brides sont de type *DN40*, sauf celles du four, de type *DN16*.

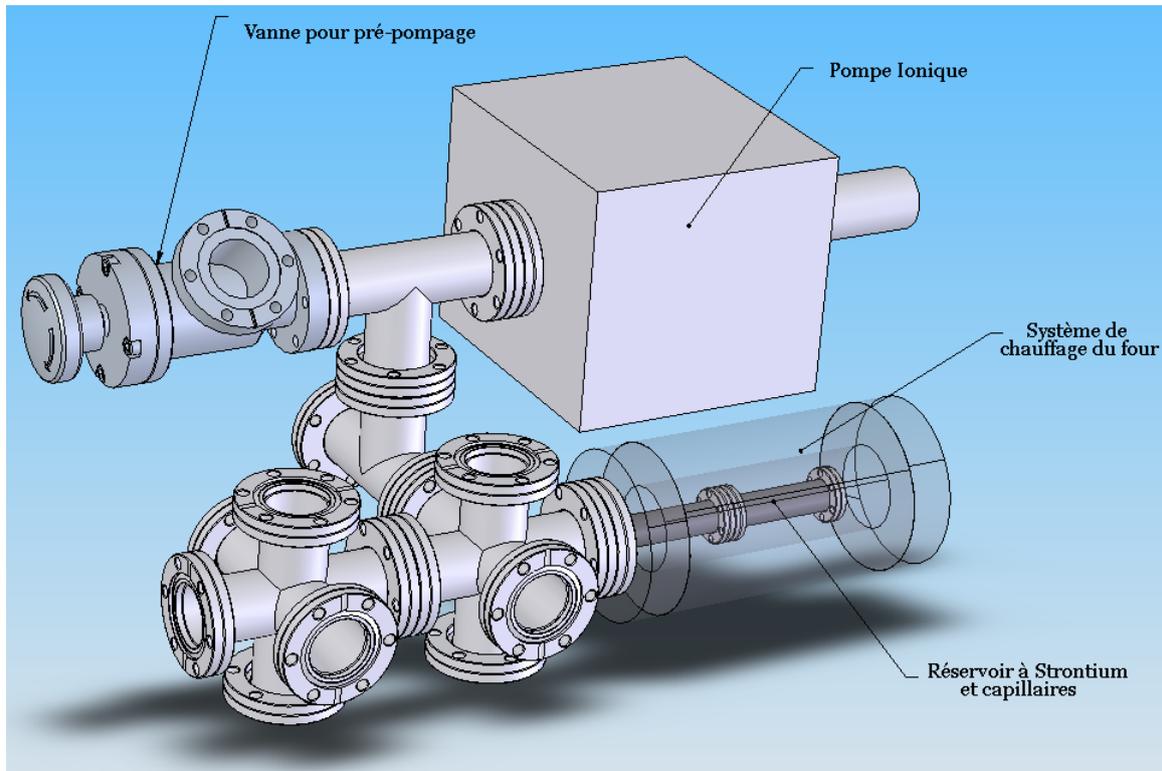


FIGURE 1 – Schéma du montage complet (obtenu sous SolidWorks)

Trois parties sont visibles : l'enceinte à gauche, le four à droite, et le système de vide en haut. Dans la réalité, le système de chauffage du four n'est pas transparent.

On a d'abord monté la partie "enceinte", en bouchant l'accès côté four de manière temporaire.

Mais tout d'abord, il a fallu procéder à un nettoyage de ces éléments, destinés à l'ultra-vide et donc extrêmement sensibles aux corps étrangers (poussières, particules métalliques présentes dans les ateliers de mécanique, graisse naturellement présente sur les mains des manipulateurs, etc).

Pour cela, on a eu recours à une cuve chauffante à ultra-sons, permettant un nettoyage optimal. On a plongé les pièces à nettoyer dans un bain d'eau savonneuse pour un nettoyage superficiel, puis après rinçage, dans un bain d'acétone. On a terminé par un bain d'éthanol pour éliminer le résidu que laisse l'acétone sur les surfaces après évaporation.

L'assemblage étanche de deux pièces contigües se fait à l'aide d'un joint métallique, compressé lors du serrage des vis afin de garantir l'absence de fuites. Des brides, parfois mobiles, permettent la fixation de deux pièces sans que l'intérieur propre ne soit manipulé. Toutes les brides se fixent à l'aide de six vis, qui doivent être installées *en étoile*, c'est-à-dire de façon à répartir l'effort de serrage uniformément sur le contour du joint métallique.

Sur la figure 2, on peut voir un joint en cuivre neuf et un joint usé. Ce dernier porte sur ses deux faces la marque des couteaux des pièces qu'il joignait, qui s'est imprimée lors du serrage des brides. Le changement de couleur dû à l'exposition à l'air libre est particulièrement visible.

Pour les liaisons en contact avec le strontium, on a utilisé des joints en nickel plutôt qu'en cuivre, afin d'éviter des réactions chimiques avec le jet atomique. En effet, le strontium gazeux corrode le cuivre, ce qui occasionne à terme des fuites.

Sur la partie "enceinte", la terminaison en face du four (à l'extrême gauche du schéma en figure 1) est fermée, ainsi que les deux terminaisons dirigées vers le bas.

Les autres ouvertures sont fermées avec des hublots. Les quatre hublots aux extrémités des deux axes orthogonaux au jet atomique permettront de faire passer des faisceaux laser le long de ces deux axes. Il s'agit

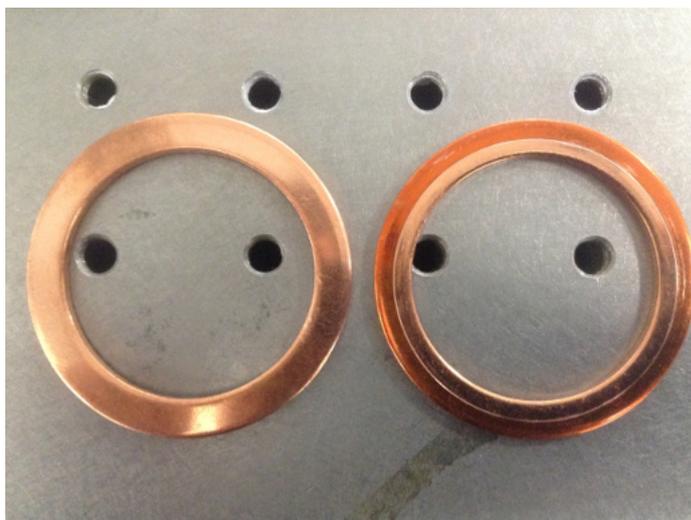


FIGURE 2 – Photographie de deux joints en cuivre, l'un neuf et l'autre utilisé

ensuite d'observer des signaux d'absorption dans différentes longueurs d'onde. Les deux hublots supérieurs permettront d'observer un signal de fluorescence après excitation des atomes par les faisceaux laser horizontaux.

Enfin, pour pomper l'air de l'enceinte, il était également utile d'installer une vanne, qu'on pouvait relier à la station de pré-pompage puis refermer une fois le vide satisfaisant.

2.2 Créer le vide

2.2.1 Pré-pompage et pompage ionique

La station de pré-pompage est constituée de deux pompes. La pompe principale est une pompe turbomoléculaire, qui permet théoriquement d'atteindre un vide dit *secondaire* ($P \leq 10^{-8}$ mbar). Pour pouvoir atteindre son vide limite, cette pompe doit être pré-pompée au moyen d'une pompe *primaire*, en l'occurrence une pompe à membrane. La pompe secondaire tourne normalement à la vitesse de $75000 \text{ tr} \cdot \text{min}^{-1}$. La station est également munie d'une jauge à ionisation Bayard-Alpert, qui mesure la pression au niveau de la connexion avec l'enceinte, et permet ainsi d'estimer la qualité du vide secondaire atteint dans celle-ci.

Cependant, à terme, la vanne de pré-pompage est fermée et le vide dans l'enceinte est maintenu et amélioré grâce à une pompe ionique. Ce type de pompe fonctionne grâce à une forte tension maintenue entre deux électrodes, suffisante pour ioniser les particules gazeuses se trouvant dans la pompe. Ces particules ionisées sont ensuite adsorbées sur une électrode de titane, et ne reviennent plus dans l'enceinte.

2.2.2 Mesure indirecte de la pression

Nous n'avons pas installé, pour ce premier montage, de jauge de mesure de la pression dans l'enceinte.

La jauge présente sur la station de pré-pompage nous fournit une indication du vide atteint, mais n'apporte plus aucune donnée lorsque la vanne de pré-pompage est refermée.

En réalité, on peut recourir à une méthode indirecte. L'intensité du courant qui traverse la pompe ionique pour ioniser le gaz encore présent est directement reliée à la densité de ce gaz dans la pompe.

Pour cette raison, le module de contrôle de la pompe ionique est équipé d'un connecteur BNC délivrant une tension proportionnelle au courant d'ionisation de la pompe, et des caractéristiques courant-pression sont disponibles dans la documentation technique de l'appareil (figure 3).

La plupart des pressions évoquées dans ce rapport ont d'ailleurs été mesurées grâce à cette méthode indirecte. Celle-ci était suffisante pour l'étude menée lors du stage, et permettait des mesures raisonnablement fiables, indiquant l'ordre de grandeur du vide atteint dans l'enceinte. Il sera cependant nécessaire d'installer de véritables capteurs de pression au sein du futur dispositif expérimental de piégeage et de refroidissement laser.

2.2.3 Maintien de la pompe ionique

Contrairement aux pièces de l'enceinte, la pompe ionique ne pouvait pas être soutenue par des pièces spécialement conçues pour elle. En raison de son poids important, la fixation entre la pompe et l'enceinte ne

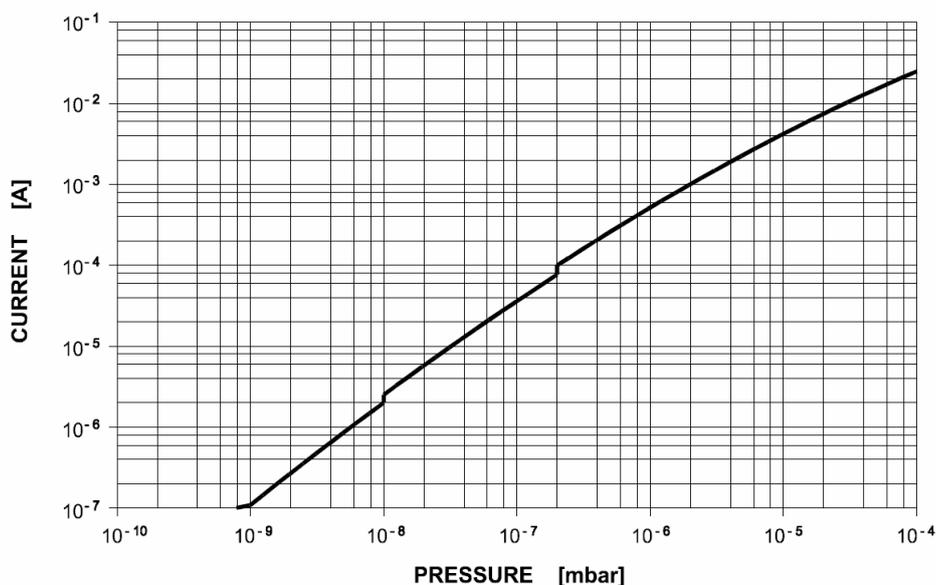


FIGURE 3 – Caractéristique courant-pression pour une pompe ionique Vacion *Plus 20* StarCell

pouvait pas suffire à son maintien. Nous avons donc fixé la pompe en hauteur grâce à des pieds (conçus pour des montages optiques) de la hauteur qui nous convenait.

Malheureusement, lors du redémarrage de la pompe primaire, il est vite apparu que l'ensemble n'était pas étanche. À cause de la contrainte exercée sur les deux systèmes à relier, il était impossible de serrer suffisamment les brides pour empêcher une fuite.

On a donc relâché une contrainte sur la hauteur des pieds soutenant la pompe, en utilisant une vis, maintenue par un contre-écrou, pour pouvoir adapter la hauteur d'un pied. Après ce changement, on a pu pomper dans l'enceinte sans problème de fuite.

2.2.4 Amélioration du vide

Le vide obtenu grâce aux deux systèmes de pompage n'était pas satisfaisant et ne descendait pas sous les 10^{-6} mbar. En effet, à basse pression, les particules ont tendance à se coller aux parois de l'enceinte et se comportent comme un réservoir qui joue contre la diminution de pression. De la même façon, la pompe ionique, qui avait été utilisée auparavant pour une expérience similaire, avec du césium, avait emmagasiné beaucoup de matière et devait être régénérée.

Pour cela, on chauffe les éléments afin de produire un *dégazage* dont les produits sont aspirés par la station de pré-pompage. À température fixée, après un pic de pression, on finit par atteindre un régime permanent où la pression est toujours assez importante (puisque le réservoir formé par les parois existe toujours), mais on peut ensuite baisser la température et constater une chute importante de la pression. En effet, la partie du réservoir qui combat le vide à une température T a été complètement vidée à $T' \gg T$.

Pour un exemple de dégazage brutal, le lecteur peut se rapporter à la partie 3.4, figure 7.

On a d'abord étuvé l'intérieur de la pompe (sans les aimants et le blindage) en la chauffant à la température de $200\text{ }^\circ\text{C}$ et en pompant directement dedans grâce à la station de pré-pompage. Cela a permis de régénérer la pompe ionique.

Une fois les pièces remontées, on a étuvé l'ensemble (pompe à $100\text{ }^\circ\text{C}$, enceinte entre $150\text{ }^\circ\text{C}$ et $200\text{ }^\circ\text{C}$ en fonction de l'isolation thermique des pièces) et on a pu atteindre des vides jusqu'à 2.10^{-8} mbar.

Ce vide était suffisant pour le stage, pour construire le four et observer un jet effusif peu perturbé, mais devra être amélioré pour la production d'un gaz quantique. Pour cela on utilise le protocole décrit ci-dessus, mais sur des temps plus importants, de l'ordre de plusieurs mois, et on fait passer les atomes à travers des petites ouvertures qui créent un vide différentiel le long de leur trajectoire.

3 Description et mise en place du four

L'étape suivante a été de mettre en place le four à proprement parler, et il a fallu pour cela ouvrir l'enceinte et donc casser le vide. On a décidé de ne pas prendre des mesures drastiques de conservation de l'état de l'enceinte

(on aurait normalement dû casser le vide grâce à de l'azote pur, pour éviter des dépôts de matière et d'oxygène sur les parois intérieures).

3.1 Description et intérêt du montage

Le lecteur pourra se rapporter à l'annexe A pour des schémas des pièces décrites dans cette partie.

Le strontium est placé dans un réservoir en acier inoxydable, usiné à l'atelier de mécanique du laboratoire. Ce réservoir, de diamètre extérieur 12 mm et long de 40 mm, peut contenir environ 2 g de strontium une fois refermé.

Le bouchon permettant la fermeture est épais de 15 mm et est percé d'un trou, en forme de berceau, pouvant accueillir des capillaires, aussi appelés microtubes. Ces microtubes sont l'élément central du design du four, et c'est à travers eux que vont passer les atomes de strontium, vaporisés dans le réservoir, pour atteindre le reste de l'enceinte.

Ces microtubes ont un diamètre intérieur $d_{\text{int}} = 380 \mu\text{m}$ et un diamètre extérieur $d_{\text{ext}} = 500 \mu\text{m}$. Ils ont une longueur $L = 15 \text{ mm}$. Nous avons réussi à loger 44 de ces microtubes dans le berceau.

Le réservoir fermé est glissé dans un tube de bride DN16, dont le diamètre intérieur est parfaitement ajusté aux dimensions choisies pour le réservoir. Sur la figure 1, il s'agit du tube de droite dans le four.

On glisse dans l'autre tube (celui de gauche figure 1) un *skimmer*, qui fait office de trou de collimation. On estime sa distance à la bouche des microtubes à environ 5 cm. Ce skimmer est une sécurité supplémentaire permettant un contrôle relatif de la taille du jet à l'arrivée dans l'enceinte.

Intérêt du montage à microtubes

Le point central du design est l'utilisation de microtubes en guise de source effusive. Pour un tube, la collimation du jet en sortie est déterminée par la forme de ce tube, c'est-à-dire le rapport $\frac{d_{\text{int}}}{L}$. Et pour plusieurs microtubes de même forme, la collimation ne change pas, en supposant que les tubes sont alignés. L'élargissement géométrique dû au fait que les microtubes ne sont pas tous au même endroit ne change pas la distribution des orientations des vitesses dans le jet.

Avec ces valeurs, l'angle de collimation théorique est, d'après [2],

$$\theta = 1,68 \cdot \frac{r_{\text{int}}}{L} = 21 \text{ mrad.}$$

On aura l'occasion de comparer cela à des valeurs expérimentales.

Le même angle de collimation aurait évidemment pu être obtenu avec un seul tube, ou plutôt deux trous avec le même rapport de dimensions. Pour la même surface de source effusive, donc un rayon $\sqrt{44} \times r_{\text{int}}$, il aurait fallu une distance entre les deux trous égale à $\sqrt{44} \times L \simeq 10 \text{ cm}$, et tous les atomes traversant la première ouverture et pas la seconde auraient été perdus.

3.2 Assemblage des pièces

Dans un premier temps, il fallait nous assurer que le montage serait possible à assembler et à placer sous vide.

Nous nous sommes donc contentés d'installer les pièces du four sans le strontium, à l'air libre. Par les pièces du four, j'entends l'ensemble du système qui doit être placé sous vide ; le système de chauffage ne sera installé qu'une fois le strontium introduit.

Nous avons monté les deux pièces d'enceinte à vide contenant le *skimmer* et le réservoir avec le berceau à microtubes. Quelques problèmes se sont posés vis-à-vis de la plaque permettant de fixer les microtubes (non représentée sur les schémas du four).

Les pièces à l'intérieur ne sont pas fixées, il y a donc un risque de déplacement de ces pièces, en particulier lors du pompage de l'air dans l'enceinte. Pour limiter cela, l'usinage des pièces a été effectué de manière à laisser l'air passer dans une rainure, à la surface de l'ensemble réservoir-berceau (ce qui n'est pas visible sur les schémas de l'annexe). Il faudra également, dans une prochaine version du four, ajouter une vis de blocage pour éviter tout problème.

Nous ne pouvons donc pas connaître avec précision la position des microtubes au cours de l'expérience, et c'est en partie pour cela que l'étude du jet effectuée en partie 4 est importante.

3.3 Manipulation du strontium

Même si l'ouverture de l'enceinte dans une atmosphère de diazote était superflue vis-à-vis de la qualité du vide désirée, nous ne pouvions pas manipuler le strontium en présence de dioxygène. L'oxydation du strontium à l'air libre est visible figure 4.



FIGURE 4 – Oxydation sèche du strontium solide

Le strontium était sous forme de copeaux métalliques dans une ampoule sous argon. Nous avons installé une tente remplie d'azote pour manipuler le strontium et remplir le réservoir.

Nous avons également branché une entrée d'azote sur l'arrivée d'air de la station de pré-pompage ; de cette manière, lors de l'arrêt de la pompe, l'enceinte a été remplie de diazote pur. La pression de l'azote a éjecté les pièces du four lorsque nous avons ouvert l'enceinte, nous n'avons donc malheureusement pas pu regarder si ces pièces s'étaient déplacées lors du pompage.

3.4 Chauffage et contrôle de température

Nous avons ensuite installé le bloc de chauffage autour de l'enceinte. Ce bloc, cylindrique, construit par WATLOW (VC402A, 425W-120V max, 1150 °C max) est constitué d'une céramique isolante contenant un réseau de résistances chauffantes. Le chauffage se fait, à l'intérieur, exclusivement par radiation, pour éviter les courts-circuits, l'enceinte étant métallique. Étienne Maréchal a découpé des pièces de céramique pour fermer le four de chaque côté du cylindre chauffant.

Deux trous ont été ménagés dans la paroi du four pour insérer des thermocouples afin de mesurer la température du four. Celle-ci n'était réglable que par la puissance fournie à travers le réseau de résistances chauffantes, nous avons donc installé un transformateur pour agir sur cette puissance d'entrée.

Les deux thermocouples ont été reliés au boîtier que j'ai fabriqué et qui est décrit en annexe B.

Le premier a été fixé contre la paroi de l'enceinte, il mesure donc la température du métal constituant le four, qui correspond à peu près à la température du strontium. On note cette température $T_{\text{métal}}$ dans la suite du rapport.

Le second entre dans la paroi latérale de la céramique du four, il mesure donc la température de l'air à l'intérieur de cette céramique (autour de l'enceinte). On note cette température T_{int} . Ce second thermocouple a dû être fixé pour éviter que le trou qui lui permet de traverser la paroi ne laisse passer l'air à température ambiante. Lorsque le thermocouple était bousculé et laissait passer de l'air dans cette ouverture, on a observé des chutes presque instantanées de la température $T_{\text{métal}}$ du four d'une vingtaine de degrés. Un tel "décrochage" est visible par exemple en figure 7 autour de $t = 1400$ min.

Enfin, on mesurait par souci de sécurité la température à la surface de la paroi de céramique, pour éviter tout accident (brûlure, etc.). On note cette température T_{ext} .

L'allumage du four a été effectué avec la station de pré-pompage allumée, pour permettre le dégazage de l'intérieur du four. Ce dégazage a été particulièrement visible entre 100 et 200 °C, avec par exemple l'élimination de toute la vapeur d'eau piégée dans le réservoir.

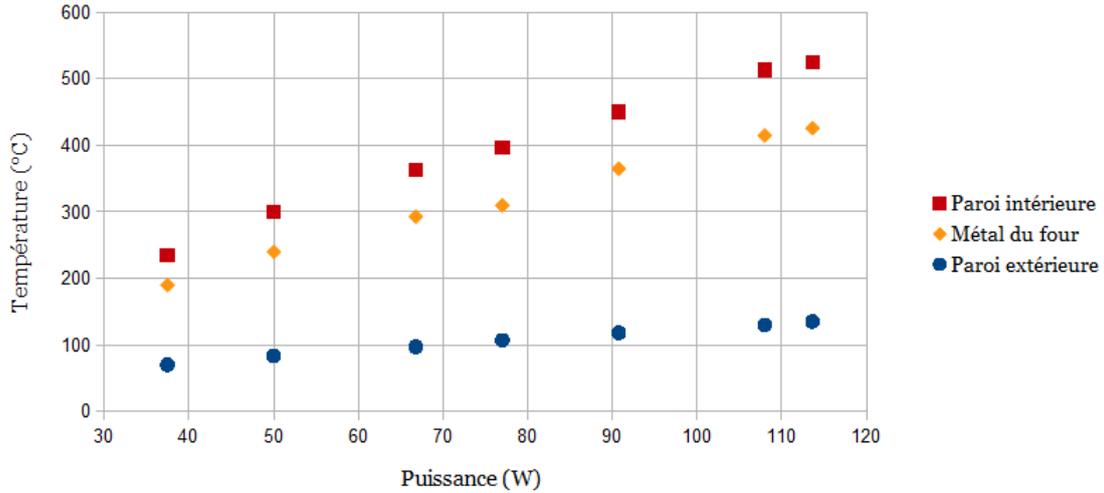


FIGURE 5 – Caractéristique puissance-température pour le système de chauffage du four

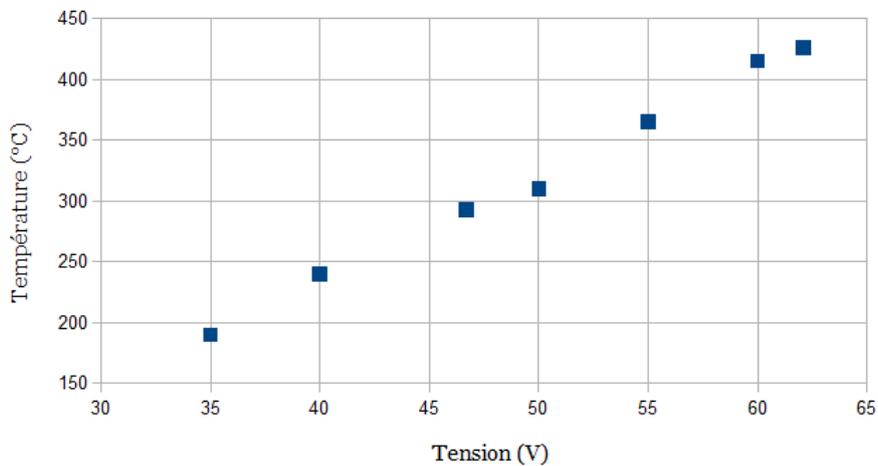


FIGURE 6 – Quelques valeurs de température au niveau du métal du four, en fonction de la tension électrique

On a également allumé à nouveau des bandeaux chauffants autour de l'ensemble du montage, pour éviter que les produits du dégazage du four ne s'accumulent dans le reste de l'enceinte.

3.4.1 Caractéristique puissance-température

Lors de l'allumage et durant les différentes phases de la manipulation, j'ai pu relever les températures des différentes parties du four, à l'équilibre thermique, pour différentes puissances électriques fournies au chauffage.

Parmi les caractéristiques du chauffage, on retiendra que :

- Le temps typique de mise à l'équilibre thermique est d'une heure environ.
- La résistance du four, qui fonctionne exclusivement par effet Joule, est de 36Ω .
- La température extérieure T_{ext} ne dépasse pas $150 \text{ }^\circ\text{C}$ pour des températures raisonnables dans le four ($\leq 600 \text{ }^\circ\text{C}$). De plus, la faible conductivité thermique de la céramique (contrairement, par exemple, au métal de l'enceinte), permet un contact rapide avec la peau, sans brûlure.

La figure 5 indique quelles sont les températures atteintes pour une puissance électrique donnée. Il est clair que le four n'est pas très efficace de ce point de vue, et une isolation thermique supplémentaire pourrait être intéressante.

On peut également tracer quelques points utiles permettant de savoir comment régler le transformateur pour obtenir la température voulue au niveau du strontium (figure 6).

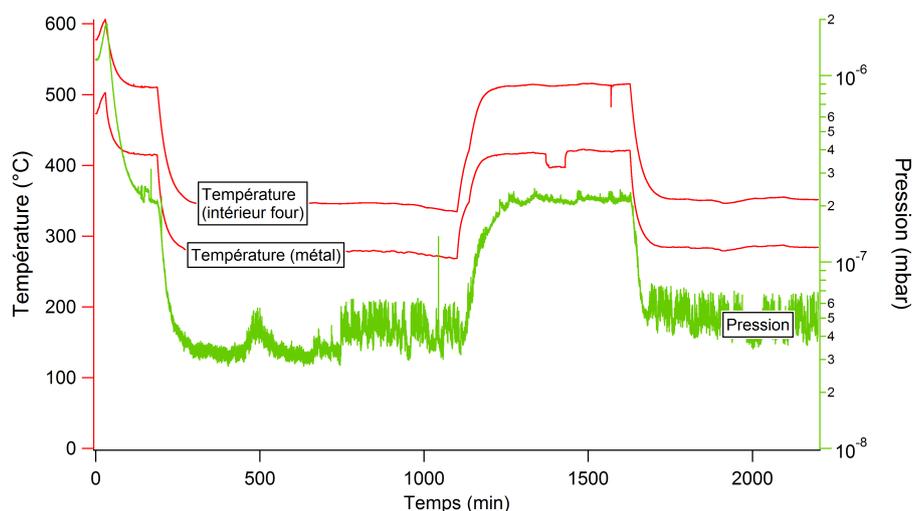


FIGURE 7 – Évolution conjointe des températures dans le four et de la pression.
(la pression est en échelle logarithmique)

3.4.2 Comportement à haute température

Les mesures effectuées sur le four à strontium l'ont été à des températures typiques de 400 à 450 °C. Il nous est cependant arrivé de monter plus haut en température, et le phénomène de dégazage est alors devenu extrêmement important.

Il est très visible, sur la figure 7 par exemple, que ce phénomène n'est absolument pas linéaire, et que si l'on observe bien une augmentation de la pression avec la température autour de $t = 1200$ min, elle est dix fois plus importante que celle visible en début de mesure, alors que l'augmentation de température dans les deux cas est similaire.

4 Modélisation et observation d'un jet atomique effusif

Après le démarrage du four, nous avons commencé à "fusionner" l'expérience de montage du four avec celle de MÉRIL REBOUD, qui travaillait à l'asservissement d'un laser à la fréquence d'une transition du strontium.

Avec son aide, nous avons dirigé un faisceau laser bleu (à 461 nm) horizontalement à travers le jet, et balayé autour de la fréquence de transition tabulée pour voir si nous avions bien du strontium dans l'enceinte. La réponse était oui!

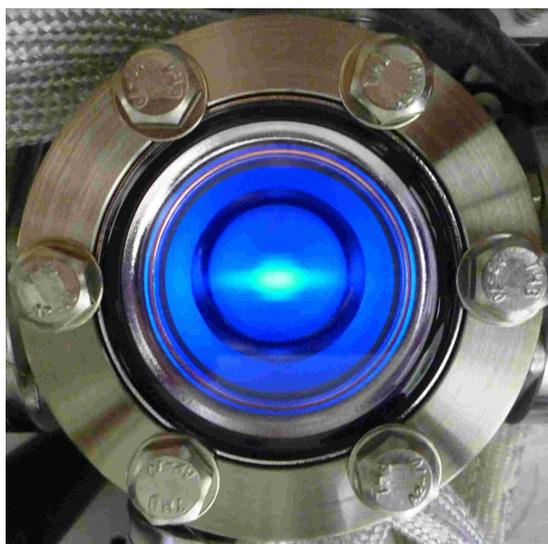


FIGURE 8 – Signal de fluorescence visible à l'œil nu

À partir de là, il a fallu caractériser le jet obtenu afin d'évaluer la qualité de la collimation, et étudier ainsi indirectement l'effusion dans le four. Pour cette partie du stage que j'ai dû réfléchir à des moyens de modéliser et de mettre en place un dispositif d'étude du four.

4.1 Modélisation du jet

Un jet atomique effusif est un simple déplacement d'atomes, vaporisés puis laissés libres. La direction d'un tel jet n'est contrôlée que par la géométrie des ouvertures à travers lesquelles on laisse passer les atomes, et son intensité ne dépend que de données thermodynamiques.

Avant de passer à l'étude du jet, j'ai essayé de modéliser numériquement son profil géométrique à une distance donnée de la bouche des microtubes.

Si on considère un unique microtube, on doit observer un effet de pénombre sur le profil du jet atomique. Les deux extrémités du tube, circulaires, sont l'une en face de l'autre si l'on se place face au microtube, mais se décalent et s'éclipsent si l'on s'éloigne du centre. Le profil obtenu est trapézoïdal et s'élargit avec la distance à la bouche du microtube (voir figure 9).

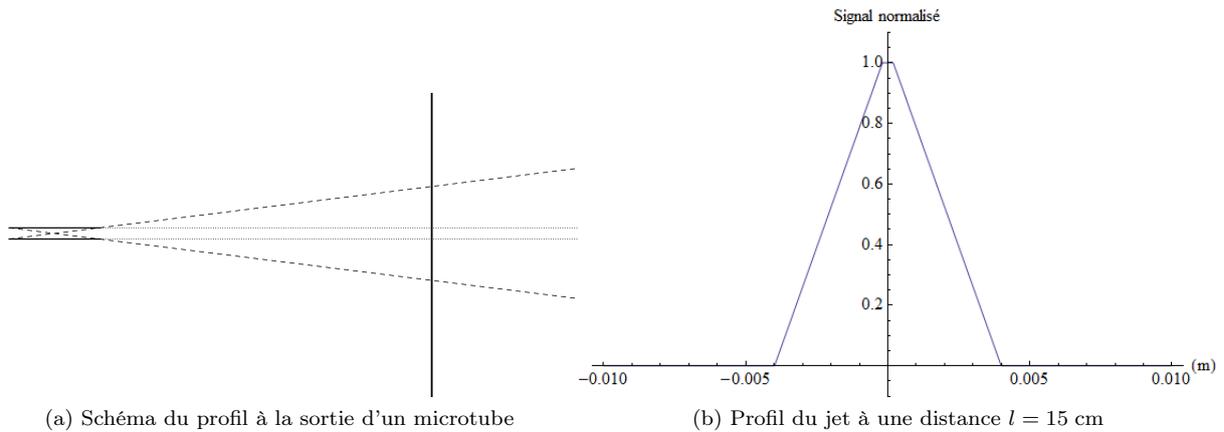


FIGURE 9 – Le microtube est long de $L = 15$ mm et a un diamètre intérieur $d_{\text{int}} = 380$ μm .

Par ailleurs, les microtubes se sont organisés dans le berceau de manière assez régulière, j'ai donc pu modéliser les positions de leur centres de la manière visible en figure 10.

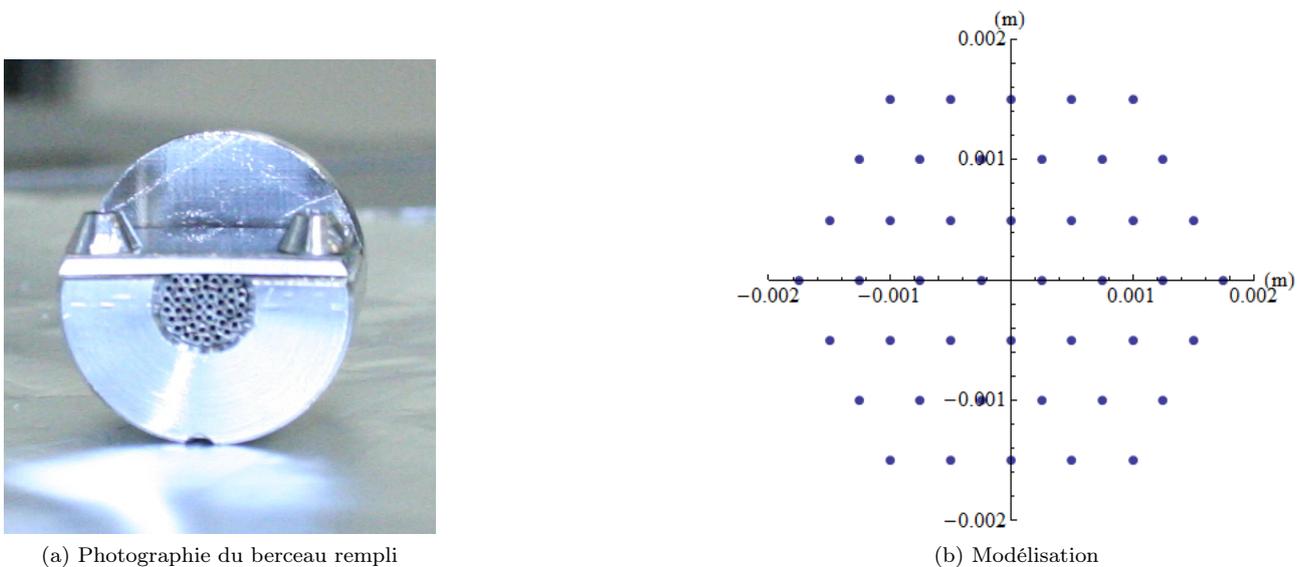


FIGURE 10 – Modélisation des positions des microtubes

Il m'a ensuite suffi de décaler les profils pour chaque microtube autour de la position modélisée et d'ajouter

tous ces profils, pour obtenir le profil total du jet effusif. À mesure que l'on s'éloigne, l'élargissement des profils individuels "lisse" le profil global. Cette évolution est visible en annexe C.

L'angle de collimation théorique, qui correspond au demi-angle au sommet du cône formé par le jet, peut être estimé grâce à la demi-largeur à mi-hauteur de la courbe obtenue. On obtient environ $\theta_{\text{géom}} = \frac{3 \text{ mm}}{15 \text{ cm}} = 20 \text{ mrad}$.

4.2 Un point sur l'effusion

La partie précédente nous a fourni, à une distance donnée des microtubes, la forme géométrique du jet, mais ne nous a fourni aucune donnée sur le flux de matière dans le jet.

Pour fixer le vocabulaire, le flux atomique est exprimé en atomes par seconde et par unité de surface. On s'intéressera plutôt aux intensités atomiques, c'est-à-dire aux quantités d'atomes traversant telle ou telle zone par unité de temps.

La théorie des sources effusives est exposée dans une partie du livre de Ramsey *Molecular Beams* [6].

L'équation qui va nous être utile à plusieurs reprises est celle qui donne l'intensité atomique à travers une source d'aire A_s , dans le petit angle solide $d\omega$ formant un angle θ avec la normale à la source. On suppose connues la densité atomique n au niveau de la source et la vitesse moyenne \bar{v} des atomes dans le jet.

$$\dot{N} = \frac{d\omega}{4\pi} n \bar{v} A_s \cos \theta \quad (1)$$

4.3 Interactions lumière-matière

Ma référence pour l'étude des caractéristiques du jet effusif a été un article présentant les caractéristiques d'un four à strontium récent, *A compact and efficient strontium oven for laser-cooling experiments* [3].

Le strontium présente plusieurs états énergétiques, dont l'état fondamental 1S_0 et l'état excité 1P_1 . Ces deux états sont séparés par une transition à 461 nm. Il est donc possible de voir l'atome de strontium comme un système à deux niveaux, que l'on peut exciter grâce à un faisceau laser horizontal, orthogonal à l'axe du faisceau atomique.

Deux méthodes d'observation semblables sont alors disponibles : la fluorescence et l'absorption. Pour chacune, le laser est balayé en fréquence, afin de pouvoir obtenir des courbes dépendant de la fréquence du rayonnement utilisé et de son décalage par rapport à la fréquence de transition du strontium.

Fluorescence

Dans un premier cas, on s'intéresse à la désexcitation des atomes. Selon la polarisation des atomes, elle peut se faire dans la direction des hublots, à la verticale, et cela nous permet de voir (éventuellement à l'œil nu) le faisceau atomique.

Cela nous permet essentiellement d'étudier sa géométrie.

Absorption

Dans un second cas, on récupère le signal lumineux après traversée du faisceau (on suppose qu'on ne récupère pas les photons de fluorescence) et on en déduit de quelle manière les photons ont été absorbés par les atomes en les excitant. On peut alors précisément connaître le lien entre la fréquence du laser et le comportement des atomes.

En particulier, la vitesse des atomes va, par effet Doppler, décaler leur fréquence de transition. Puisque le faisceau laser arrive de manière transverse, c'est la vitesse transverse des atomes qui va influencer sur cette fréquence. On peut donc remonter à la répartition des vitesses transverses dans le faisceau, qui est directement reliée à la directivité de celui-ci.

Si l'intensité du faisceau laser est trop importante, la transition du strontium va être saturée, c'est-à-dire que la proportion d'atomes dans un état excité va atteindre un maximum. Dans cette situation, l'influence des vitesses transverses va disparaître ; en revanche cette technique dite d'*absorption saturée* est utile pour obtenir un signal d'erreur sur la fréquence du laser. C'est de cette manière que MÉRIL Reboud a pu verrouiller le laser sur la fréquence de transition du strontium.

Pour les études d'absorption, on travaille donc à une intensité lumineuse $I_0 \ll I_{\text{sat}}$.

Caractéristiques du strontium

Pour mener à bien l'étude, quelques caractéristiques du strontium sont nécessaires :

- La masse molaire du strontium est $M = 88 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$.
- La longueur d'onde de la transition étudiée est $\lambda_0 = 461,5 \text{ nm}$.
- La largeur naturelle de cette transition est assez importante, et vaut $\Gamma = 2\pi \cdot 30,5 \text{ MHz}$. Elle est associée à un temps caractéristique de désexcitation des atomes $\tau = \frac{1}{\Gamma} = 5,2 \text{ ns}$.
- Cette raie est extrêmement intense.

L'intensité lumineuse de saturation est donnée par [5] :

$$I_{\text{sat}} = \frac{\pi \hbar c}{3\lambda_0^3 \tau} = 40,6 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}.$$

Effets dépendant de la fréquence

Les signaux d'absorption et de fluorescence d'un atome suivent la loi lorentzienne $\frac{1}{\delta^2 + \Gamma^2/4 + I_0/2I_{\text{sat}}}$, où $\delta = \omega - \omega_0$ est le désaccord entre la fréquence du rayonnement et la fréquence de transition atomique.

Si l'atome considéré se déplace à une vitesse v_{\perp} dans la direction du laser, sa fréquence de transition est décalée par effet Doppler et le désaccord devient $\delta' = \delta - kv$, où $k = 2\pi/\lambda$. On pourra considérer $\lambda \simeq \lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0}$.

Dans notre jet atomique, au niveau de la sonde laser (à une distance $L_2 = 15 \text{ cm}$ du four), si l'atome se trouve à une distance r de l'axe du jet, sa vitesse transverse v_{\perp} est reliée à sa vitesse v par $v_{\perp} = v \frac{r}{L_2}$.

Au repos, à la résonance, un atome n'absorbe le signal lumineux que sur une section efficace $\sigma = \frac{3\lambda^2}{2\pi}$.

La véritable section efficace d'absorption pour un atome à la vitesse transverse v_{\perp} , avec un décalage en fréquence δ par rapport à la résonance, est donc :

$$\sigma \left(\underbrace{\delta - \frac{2\pi v_{\perp}}{\lambda}}_{\delta'} \right) = \sigma \left(\underbrace{\delta - \frac{2\pi v r}{\lambda L_2}}_{\delta'} \right) = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \frac{1}{1 + 4\delta'^2/\Gamma^2 + I_0/2I_{\text{sat}}}.$$

4.4 Étude de l'absorption

4.4.1 Modèle théorique simple

Dans le jet atomique, on trouve plusieurs isotopes du strontium, dont trois sont bosoniques (^{84}Sr , ^{86}Sr et ^{88}Sr , le plus abondant), et un est fermionique (^{87}Sr).

Ces six formes du strontium ont des fréquences de transition et des abondances différentes, et les caractéristiques qui nous intéressent sont rappelées dans l'article [4].

Supposons que la distribution des vitesses transverses des atomes dans le jet suive une loi normale

$$f(v_{\perp}) = A \exp\left(-\frac{v_{\perp}^2}{2\sigma^2}\right)$$

où A est une constante de normalisation.

Le signal total d'absorption vérifie

$$\Delta I(\delta) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(v_{\perp})}{(\delta - kv_{\perp})^2 + \Gamma^2/4} dv_{\perp},$$

si on considère $I_0 \ll I_{\text{sat}}$. Ce profil est appelé profil de Voigt.

Le signal de fluorescence peut être modélisé par une somme de profils de Voigt, pondérés par les abondances des différentes formes de strontium présentes. En particulier, le décalage isotopique correspondant à ^{86}Sr doit déformer le profil de manière assez visible (voir figure 11).

On peut alors jouer sur le paramètre σ , qui correspond à l'écart-type des vitesses transverses dans le jet, pour approcher au mieux le profil expérimental; on obtient alors une valeur σ_{exp} . Puisque la distribution est supposée gaussienne, la demi-largeur à mi-hauteur vaut $\sqrt{2 \ln(2)} \sigma_{\text{exp}}$. En comparant à la vitesse moyenne des atomes dans l'axe du jet \bar{v} , on peut calculer l'angle de collimation du jet (qui est le demi-angle au sommet du cône du jet) $\theta_{\text{exp}} = \frac{\sqrt{2 \ln(2)} \sigma_{\text{exp}}}{\bar{v}}$.

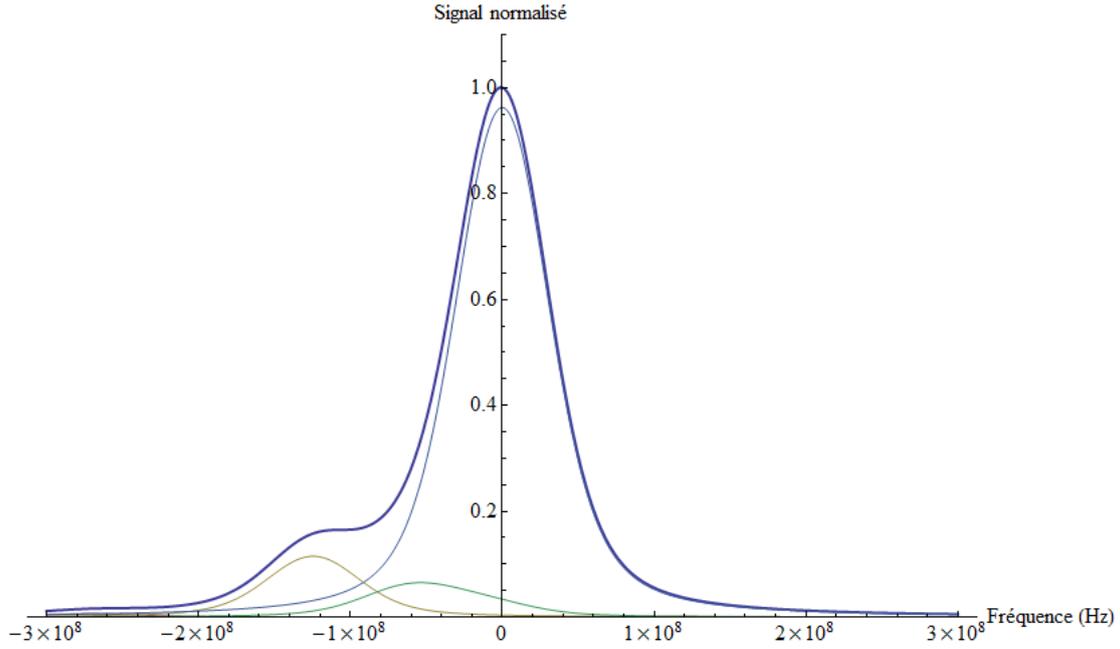
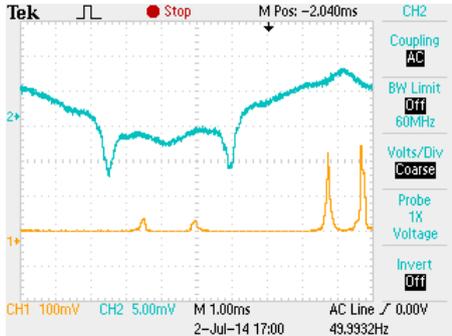


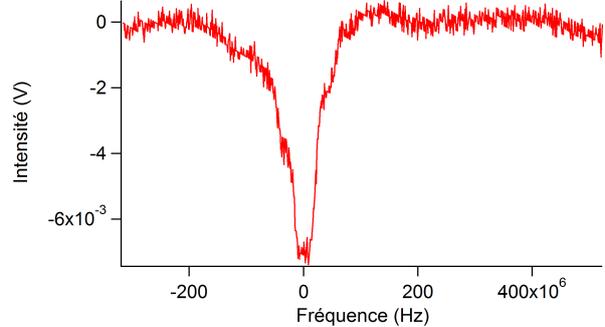
FIGURE 11 – Somme de profils de Voigt, pour $\sigma = 11 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
De droite à gauche, les pics correspondent à ^{88}Sr , ^{87}Sr , ^{86}Sr et ^{84}Sr (pratiquement invisible)

4.4.2 Distribution des vitesses transverses

On a donc fait passer à travers le jet atomique un faisceau laser dont la fréquence était commandée et balayait une plage comprenant la fréquence de transition atomique. Pour connaître l'évolution de la fréquence du laser avec le temps, le laser était également envoyé dans une cavité Fabry-Pérot. Puisque l'intervalle spectral libre entre deux pics du Fabry-Pérot, $\Delta\nu = \frac{c}{2l} = 1,5 \text{ GHz}$ correspondait à une différence d'abscisses sur l'oscilloscope, on pouvait connaître la vitesse de balayage en fréquence du laser.



(a) Capture d'écran d'oscilloscope



(b) Signal isolé

FIGURE 12 – Signal d'absorption lumineuse à travers le jet de strontium ($T = 400 \text{ }^\circ\text{C}$)

Comme on peut le voir sur l'écran de l'oscilloscope présenté en figure 12, le balayage en fréquence s'accompagne d'une oscillation en intensité, il faut donc retirer la rampe du profil avant de pouvoir comparer celui-ci à un profil de Voigt d'absorption.

À partir de ce type de courbe, j'ai cherché la valeur de σ correspondant le mieux à la courbe expérimentale (par la méthode des moindres carrés), et obtenu par exemple pour $T = 450 \text{ }^\circ\text{C}$ $\sigma_{\text{exp}} = 11,0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (voir figure 13). Cela donne également $\theta_{\text{exp}} = 29 \text{ mrad}$. De nombreux facteurs rendent cette mesure assez imprécise, mais les résultats sont comparables à ceux obtenus par l'équipe de G. M. Tino (à savoir $\sigma = 14,41 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et $\theta = 37 \text{ mrad}$, également pour $T = 450 \text{ }^\circ\text{C}$)[3].

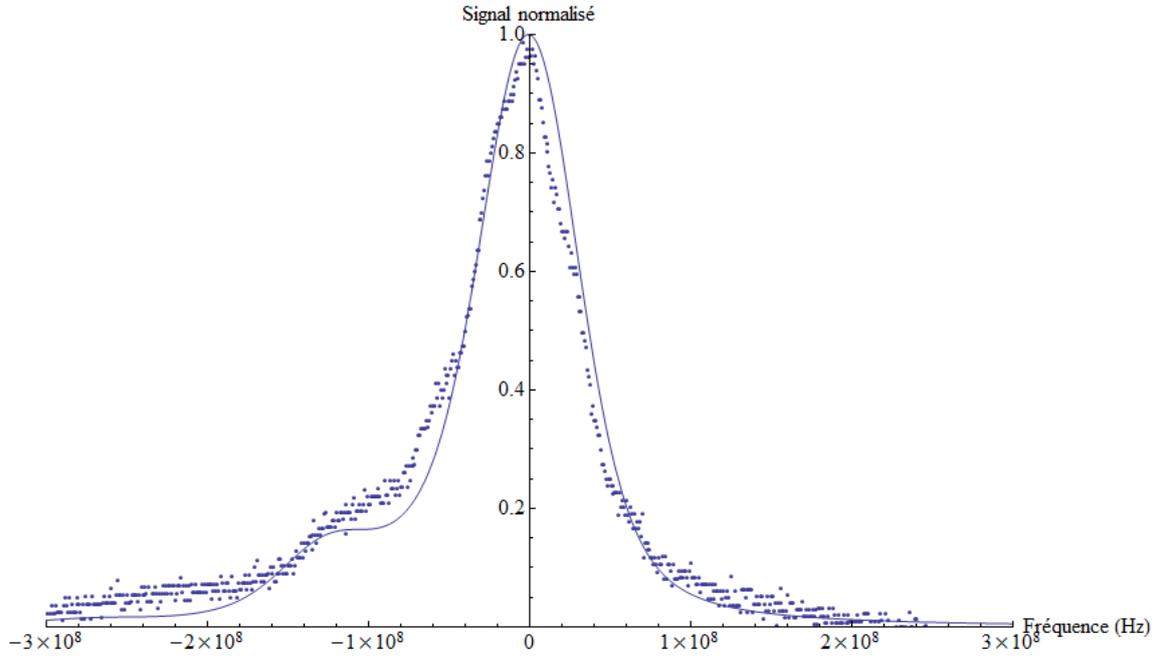


FIGURE 13 – *Fitting* du profil d'absorption par un profil de Voigt
La mesure a été effectuée à $T = 450$ °C

4.4.3 Valeurs d'absorption

Par ailleurs, on peut s'intéresser à la valeur relative de l'absorption par rapport au signal lumineux de départ. Il s'agit simplement de mesurer la hauteur du pic d'absorption et de la rapporter à la tension continue délivrée par la photodiode lorsque le signal incident traverse l'enceinte sans interagir avec les atomes.

Cette valeur est alors directement liée à la densité atomique au niveau de la sonde laser.

Théorie de l'absorption

Si la température du four augmente, la pression de vapeur saturante du strontium dans le réservoir évolue selon la formule tabulée :

$$\log_{10}(P) = 14,232 - \frac{8572}{T} - 1,1926 \log_{10}(T)$$

et la densité atomique à la sortie du réservoir est $n(T) = P(T)/(k_B T)$.

Si on se place sur l'axe du jet, la densité atomique au niveau de la sonde laser, à une distance L_2 de la sortie des microtubes, n'est plus que $n'(T) = n(T) \frac{A_s}{4\pi L_2}$. Ceci s'obtient en utilisant l'équation (1), avec $\theta = 0$ et $d\omega = A_{\text{sonde}}/L_2$, puis en identifiant n' dans l'expression $\dot{N} = n' \bar{v} A_{\text{sonde}}$. L'aire de la sonde laser A_{sonde} n'intervient ensuite plus dans le calcul.

De plus cette densité n'est pas la même au centre du jet et sur les bords, on multiplie donc cette densité par le profil obtenu en annexe C, et on obtient une densité dépendant également de la distance algébrique r à l'axe du jet, $n''(T, r)$.

Dans le gaz, on suppose que les vitesses suivent la loi de distribution de Maxwell-Boltzmann

$$p_{M-B}(v, T) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} 4\pi v^2 e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}}.$$

On a toujours la section efficace d'absorption

$$\sigma \left(\delta + \frac{2\pi v r}{\lambda L_2} \right) = \sigma(\delta') = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \frac{1}{1 + 4\delta'^2/\Gamma^2 + I_0/2I_{\text{sat}}}.$$

Ici, on étudie l'absorption à la résonance, donc $\delta = 0$.

Finalement, les atomes se situant à la distance r du jet à dr près absorbent une intensité

$$I(T, r + dr) - I(T, r) = -A(T, r)I(T, r)dr,$$

$$\text{avec } A(T, r) = \int_{v=0}^{\infty} n''(T, r) p_{M-B}(v, T) \sigma \left(\frac{2\pi v r}{\lambda L_2} \right) dv.$$

On sait que $n''(T, r) = 0$ pour $|r|$ supérieur à une valeur r_{lim} (cette limite est de toute façon inférieure à la distance entre les hublots de l'enceinte).

La solution de l'équation différentielle vérifiant $I(r = -r_{\text{lim}}) = I_0$ est

$$I(T, r) = I_0 \left(1 - e^{-\int_{-r_{\text{lim}}}^r A(T, r) dr} \right).$$

Le pourcentage d'absorption est donc donné par l'expression (de type Beer-Lambert)

$$A_{\%}(T) = 1 - e^{-\int_{-r_{\text{lim}}}^r A(T, r) dr}.$$

Le tracé théorique et quelques points expérimentaux sont donnés en figure 14. Les incertitudes de mesure sont grandes et les points expérimentaux ont plutôt vocation à confirmer que la réalité coïncide bien avec le modèle. La présence de l'exponentielle dans l'expression de $A_{\%}$ rend toute perturbation extrêmement sensible, on peut donc dire que les points expérimentaux sont en très bon accord avec la théorie.

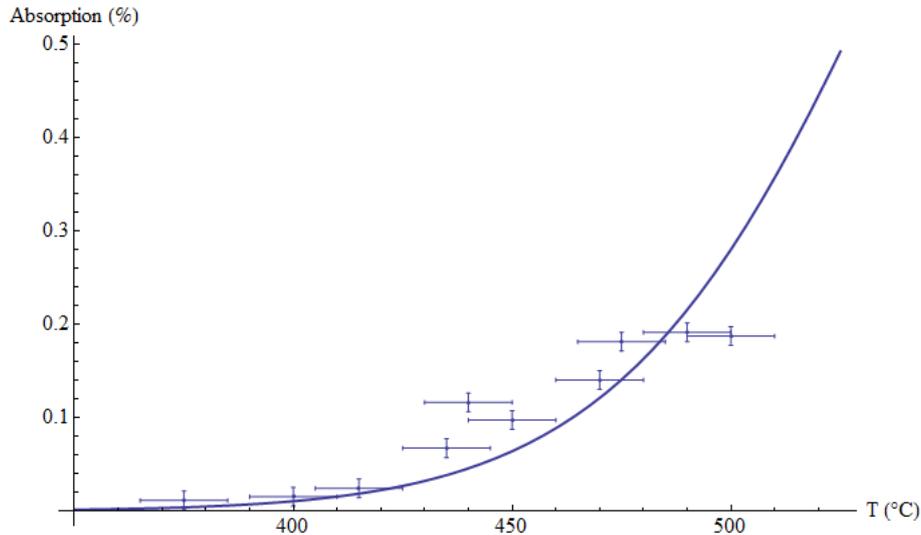


FIGURE 14 – Pourcentage d'absorption en fonction de la température (Mesures effectuées à $L_2 = 15$ cm de la sortie du four)

Flux atomique

On peut également déduire de la densité atomique au niveau du laser celle à la bouche des microtubes et étudier l'intensité atomique à la sortie de la source effusive.

Si l'on intègre l'expression (1) sur tout un demi-espace, on obtient l'intensité totale à la sortie d'une source effusive sans épaisseur (un trou) : $\dot{N}(T) = \frac{1}{4} n(T) \bar{v}(T) A_s$, où A_s est l'aire de l'ouverture, n la densité atomique et \bar{v} la vitesse moyenne des particules.

Cependant, l'intensité d'un jet effusif à la sortie d'un tube n'est pas identique à celle à la sortie d'une ouverture sans épaisseur [6]. En raison du rebondissement des atomes sur les parois internes du cylindre, il convient de multiplier l'expression précédente par un facteur lié à la forme du tube, dit *facteur de Clausing*, égal à $\frac{8}{3} \frac{r}{L}$, où r et L sont les dimensions du cylindre (rayon et longueur).

L'intensité atomique à la sortie de notre ensemble de microtubes (au nombre de 44) devrait dans ce cas être :

$$\dot{N}(T) = \frac{2\pi}{3} \frac{n(T) \bar{v}(T) r_{\text{int}}^3}{L} \times 44.$$

Cependant, cette formule suppose que les atomes rebondissent sur la paroi intérieure des microtubes, ce qui n'est en fait pas le cas : le strontium va coller à cette paroi. Il ne faut donc considérer que les atomes traversant sans collision le tube. On reprend donc l'intensité atomique totale traversant l'ouverture sans épaisseur qu'est

l'entrée du microtube. On ne sélectionne alors qu'une partie des atomes, en considérant l'angle solide sous lequel la sortie du microtube est vue depuis l'entrée : seule une fraction $\pi \left(\frac{r_{\text{int}}}{L}\right)^2$ quitte effectivement le tube.

Donc, en réalité,

$$\dot{N}(T) = \frac{\pi^2}{4} n(T) \bar{v}(T) \frac{r_{\text{int}}^4}{L^2} \times 44.$$

On trouve alors, pour $T = 450$ °C, $\dot{N} = 2,4 \cdot 10^{12}$ atomes \cdot s $^{-1}$.

Passons aux données : si on a le pourcentage expérimental d'absorption, on peut estimer la densité atomique au niveau de la sonde laser par [5] :

$$n' = A_{\%} \left(e \frac{3\lambda^2}{2\pi} \right)^{-1},$$

avec e l'épaisseur du jet traversée par la sonde.

En considérant que le faisceau atomique a une divergence θ , pour laquelle on prend la valeur expérimentale $\theta_{\text{exp}} = 29$ mrad, le rapport des densités est, géométriquement, $\frac{n}{n'} = 1 + \theta \frac{L_2}{\sqrt{44} \times r_{\text{int}}}$. De plus, l'épaisseur du jet est $e = 2\theta L_2$.

L'intensité expérimentale du jet, à la sortie des microtubes, est ensuite

$$\dot{N}_{\text{exp}} = n_{\text{exp}} \bar{v} (44 \times \pi r_{\text{int}}^2).$$

On obtient, pour $T = 450$ °C, $\dot{N}_{\text{exp}} = 1,0 \cdot 10^{12}$ atomes \cdot s $^{-1}$. Cette valeur est très proche de la valeur théorique. De plus, la proportion d'atomes arrêtés par le skimmer à 5 cm de la bouche des microtubes doit être, géométriquement, d'environ 45%, ce qui rend la valeur expérimentale en parfait accord avec la théorie.

Cette valeur expérimentale nous permet d'estimer un temps de vie du four, avant que le réservoir ne doive être rechargé. Cette durée est, avec $m = 2$ g,

$$\tau = \frac{m/M \cdot \mathcal{N}_A}{\dot{N}_{\text{exp}}/55\%} = 240 \text{ ans!}$$

L'équipe ne devrait donc pas craindre de vider le four rapidement.

4.4.4 Influence de l'angle d'incidence

Il est à noter que si le faisceau laser n'est pas parfaitement orthogonal au jet atomique, le profil d'absorption (lié aux vitesses des atomes selon l'axe du rayon) va être déformé, et plus précisément élargi. J'ai donc effectué plusieurs mesures d'absorption pour des angles d'incidence du laser sensiblement différentes, et on a ensuite orienté le faisceau laser dans la direction qui minimisait la largeur du pic d'absorption. Les valeurs mesurées n'ont cependant pas changé de manière notable après cet ajustement.

4.5 Observation de la fluorescence

La fluorescence a été observée principalement à travers les hublots les plus proches du four.

L'utilisation de la caméra a permis d'observer le signal même en régime d'absorption non saturée. En effet, il était très simple de voir une fluorescence puissante à l'œil nu, si l'intensité du faisceau laser était assez importante, mais nous avons préféré éviter de dépasser l'intensité de saturation, ce qui était possible grâce à la caméra.

Un traitement d'image direct nous a fourni le profil de fluorescence visible en figure 16.

Ce profil est directement relié à la géométrie de la source effusive, il est donc naturel de le comparer au profil modélisé dans la partie 4.1. En superposant les deux profils, on obtient la figure 17, où il apparaît que notre faisceau est plus étendu que dans ma modélisation.

Ceci est assez cohérent avec nos mesures d'absorption, qui nous avaient permis de conclure que l'angle de collimation était plus important que la théorie ne le prédisait.

Cependant, dans ma modélisation, les atomes arrivant sur les parois internes des microtubes ne repartent pas et ne modifient pas le profil du jet à la sortie d'un microtube. Giordmaine et Wang montrent que le véritable angle de collimation à la sortie d'un cylindre à parois émissives est multiplié par un facteur 1,68 [2].

Il est probable que l'omission de ces particules ré-émises dans mes calculs soit à l'origine de l'écart observé. En effet, si j'étends la largeur du profil individuel d'un microtube par ce facteur 1,68, j'obtiens le profil corrigé visible en traits discontinus figure 18. Cet ajustement n'est cependant pas nécessairement exact, et je n'ai pas eu l'occasion de reprendre toutes les données expérimentales et théoriques pour évaluer la qualité de la correction.

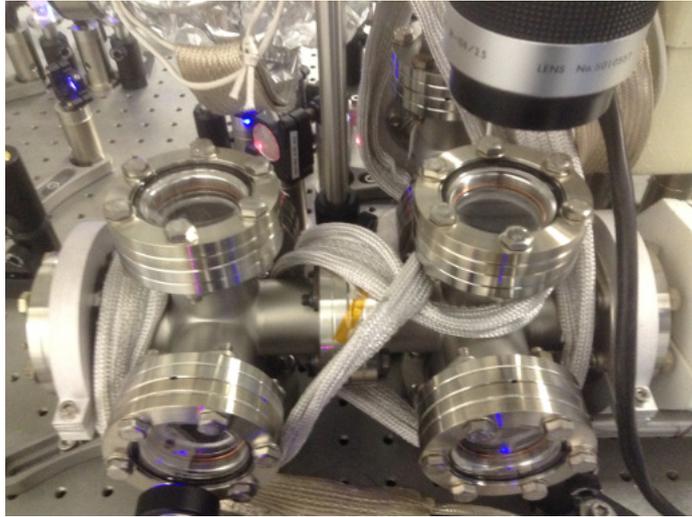


FIGURE 15 – Photographie de l'enceinte, avec les optiques permettant de diriger le laser à travers le jet atomique et la caméra pour l'observation de la fluorescence

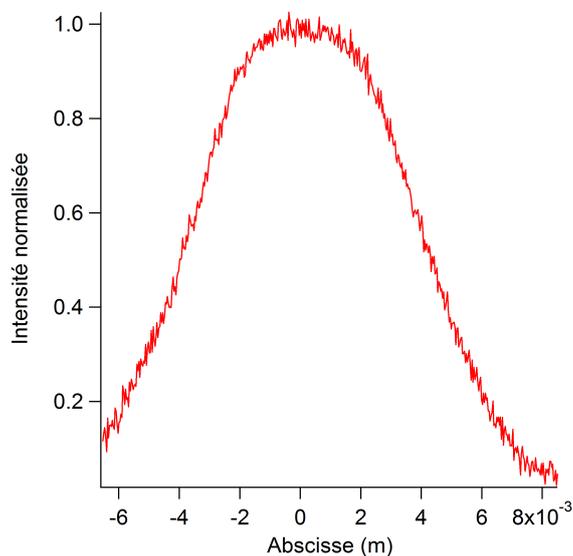


FIGURE 16 – Profil de fluorescence obtenu par traitement d'image

Conclusion

Au cours de ce stage, j'ai donc construit un four de strontium dont les caractéristiques correspondent plutôt bien à la théorie. Ce four, qui peut encore être amélioré, est cependant prometteur pour l'équipe, qui pourra se baser dessus pour construire un dispositif de création de gaz quantiques (grâce à l'ajout d'un ralentisseur Zeeman, d'un piège magnéto-optique, etc.). MÉRIL Reboud et son maître de stage sont déjà parvenus à observer, grâce à ce four, la transition dite interdite du strontium, située à 689 nm.

Pour ma part, j'ai acquis une expérience pratique à travers cette manipulation, entre le montage de l'enceinte, la création du vide dans celle-ci, le chauffage du four, et j'ai plus généralement pu découvrir le monde des atomes froids au travers de la phase passionnante du démarrage d'une expérience.

J'ai ensuite dû mener une étude du four que j'avais construit, et j'ai donc pu mêler théorie et expérience, tout en passant du temps sur le traitement des données qui fait partie intégrante du quotidien des chercheurs.

Ce stage a été extrêmement enrichissant pour moi, et j'espère que ma contribution pourra permettre à l'équipe de mener à bien ce nouveau projet sur les propriétés magnétiques des gaz froids de strontium.

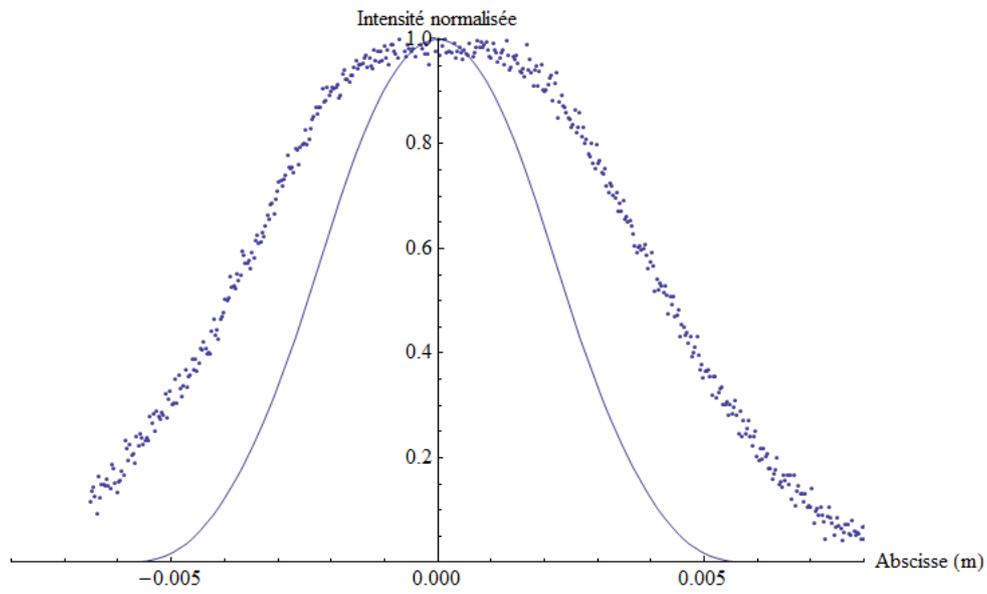


FIGURE 17 – Comparaison entre modélisation et expérience pour le profil de fluorescence

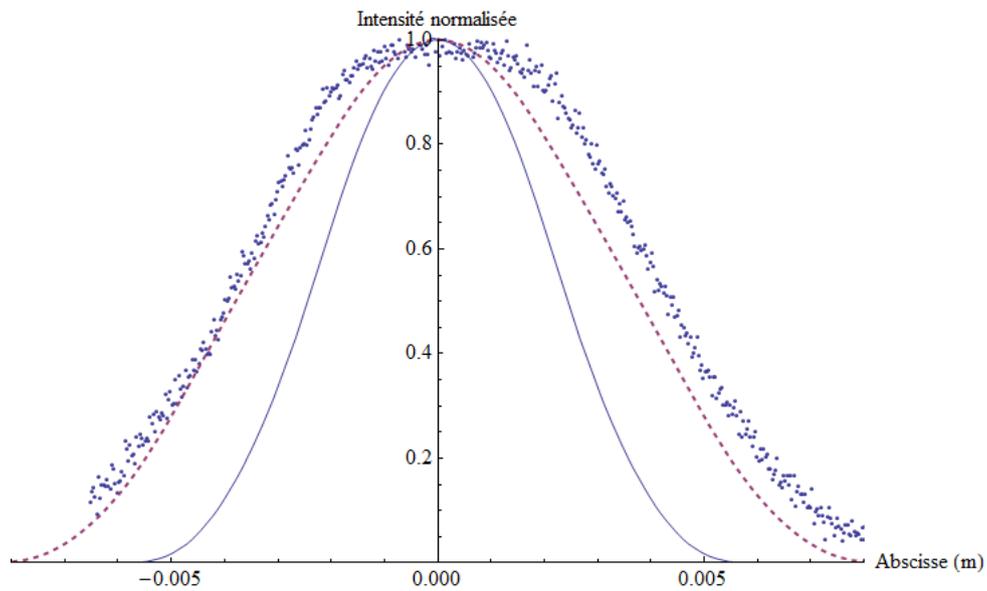


FIGURE 18 – Modélisation, modélisation ajustée et points expérimentaux pour le profil de fluorescence

A Pièces internes du four

Cette annexe rassemble quelques schémas, produits sous SolidWorks, des pièces internes du four. Les véritables pièces usinées sont parfois légèrement différentes car ces schémas ne sont pas des plans définitifs, mais leur fonctionnement est identique.

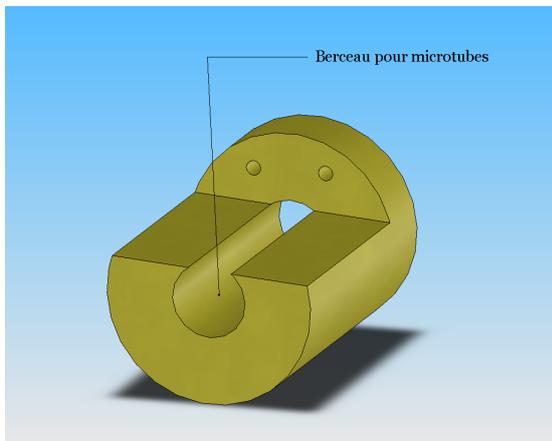


FIGURE 19 – Bouchon, recevant les microtubes

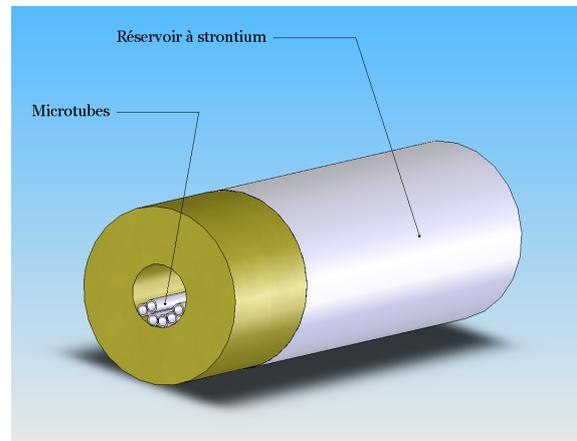


FIGURE 20 – Réservoir et berceau combinés

Le bouchon est destiné à recevoir les microtubes, qui sont placés horizontalement, en un empilement le plus compact possible. L'ensemble de microtubes ne remplit pas le trou de 4 mm de diamètre, car une plaque est fixée sur la partie plane du berceau pour contraindre les microtubes et limiter leur déplacement.

La fixation des microtubes est essentiellement due au frottements solides, et également, après démarrage du four, au strontium qui peut se déposer entre les tubes et les coller entre eux.

On peut ensuite emboîter le berceau dans le réservoir, qui est un simple cylindre creux ouvert d'un côté.

Enfin, le réservoir fermé est introduit dans un tube de l'enceinte du four, tandis que le skimmer, lui faisant face, est introduit dans un autre tube.

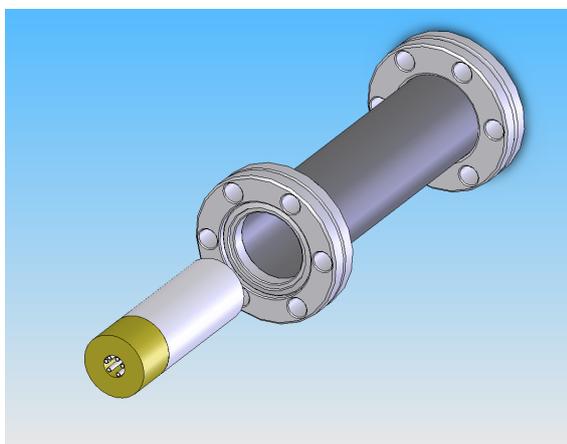


FIGURE 21 – Introduction du réservoir

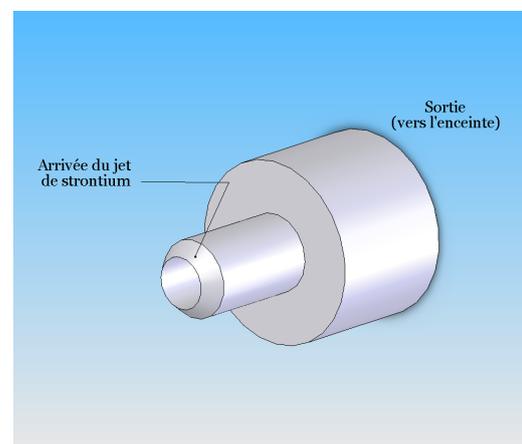


FIGURE 22 – Skimmer

B Montage d'un boîtier pour thermocouples

Afin d'acquérir les températures au sein du four, des thermocouples de type K (fournis avec le four) ont été installés.

Cependant, il nous fallait un moyen de mesurer la tension de jonction de ces thermocouples afin d'avoir une mesure de la température. Nous avons à notre disposition des circuits intégrés de type *Analog Devices 595*, conçus pour délivrer une tension proportionnelle à la température, en °C, mesurée par un thermocouple.

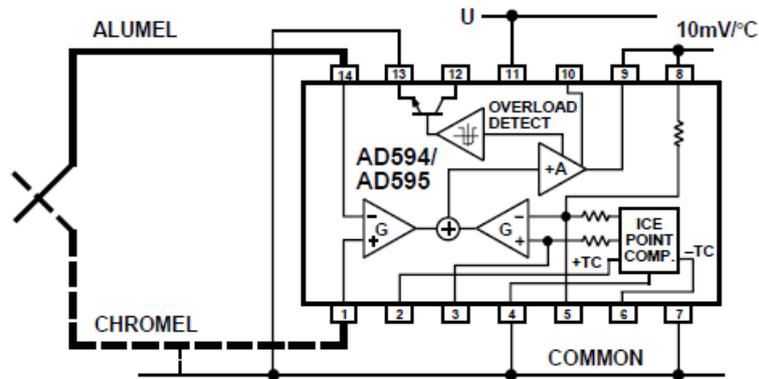


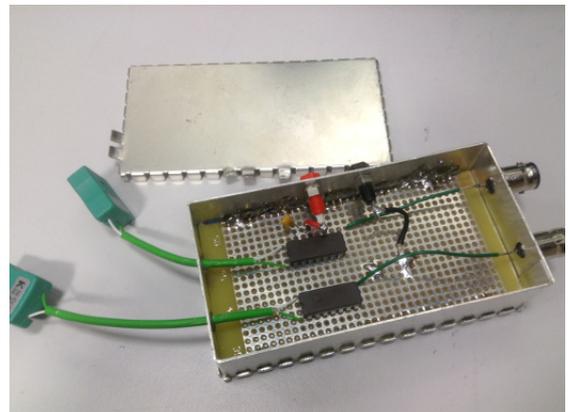
FIGURE 23 – Schéma du circuit de mesure de température autour de la puce AD595
 $U = 7,5 \text{ V}$

J'ai fabriqué, avec le matériel et l'aide de l'atelier d'électronique du laboratoire, un boîtier contenant deux circuits AD595 et permettant ainsi de faire l'acquisition de deux mesures de température simultanées. Les thermocouples sont interchangeables, grâce à des prises femelles de type K installées sur le boîtier.

Ce boîtier est alimenté par une tension continue de 7,5 V, qui est nécessaire pour que les puces puissent mesurer des températures au-dessus de 300 °C. Dans le boîtier, une capacité dite de découplage, qui relie l'entrée à la masse, permet de filtrer le signal d'entrée pour le stabiliser, en éliminant toutes les composantes non continues.



(a) Boîtier fermé



(b) Boîtier ouvert

FIGURE 24 – Photographies du boîtier pour thermocouples

C Modélisation numérique pour la géométrie

Voici le résultat de la modélisation décrite en 4.1.

La sonde laser est placée à 15 cm de la bouche des microtubes, donc tous les calculs d'absorption ont été effectués avec le profil correspondant à cette distance. Cependant, la sommation des profils ne se faisant pas instantanément, les calculs faisant intervenir la forme du jet ne pouvaient plus aboutir. J'ai donc créé un profil simplifié, trapézoïdal (correspondant en fait au profil associé à un microtube équivalent) permettant des calculs rapides.

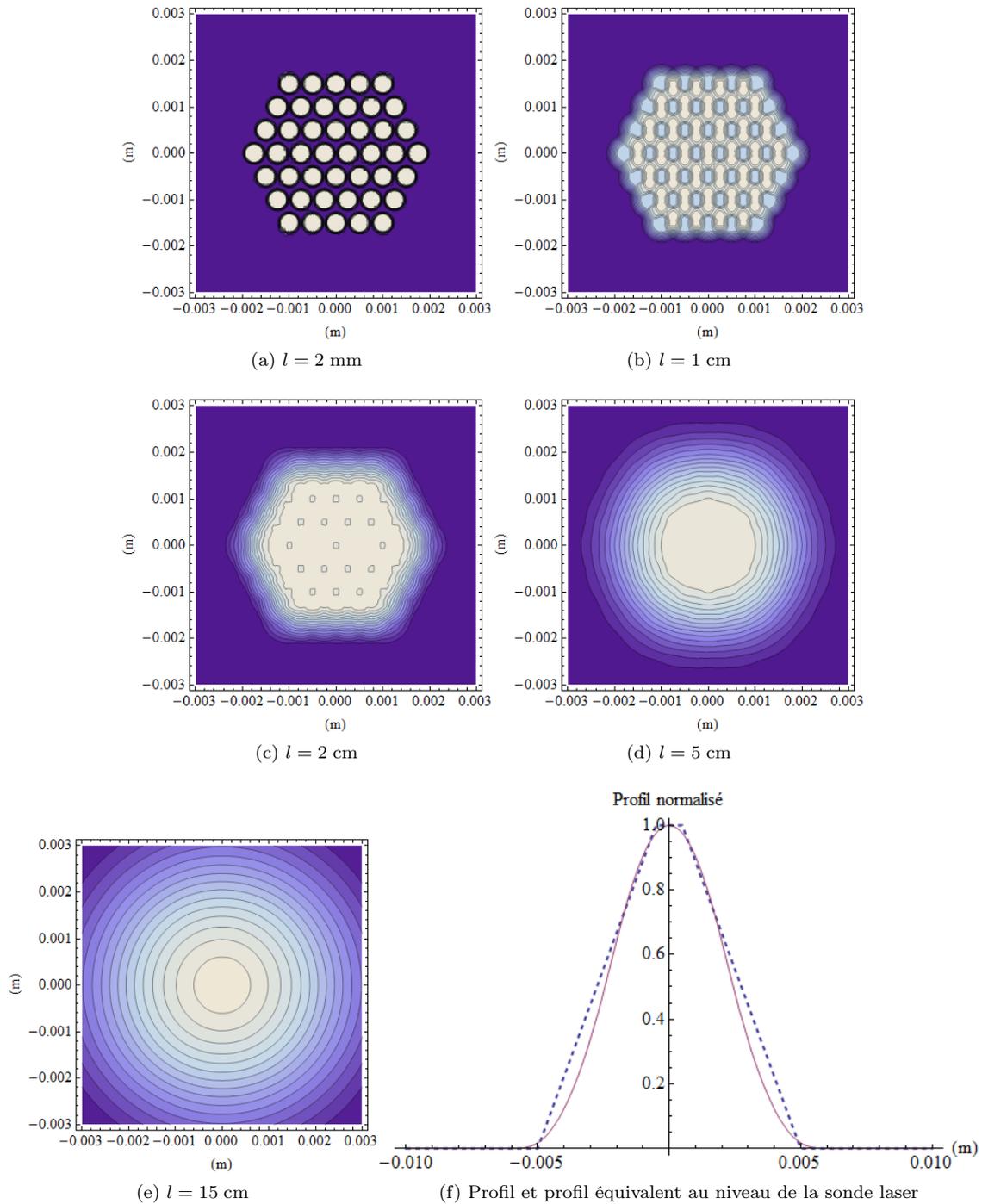


FIGURE 25 – Évolution de la forme du jet avec la distance, et profil équivalent à $l = 15 \text{ cm}$

Références

- [1] “Degenerate quantum gases of strontium,” dissertation by Simon Stellmer, University of Innsbruck (2012)
- [2] “Molecular Beam Formation by Long Parallel Tubes”, J. A. Giordmaine and T. C. Wang, *J. Appl. Phys.*, **31-3** (1960)
- [3] “A compact and efficient strontium oven for laser-cooling experiments,” M. Schioppo, N. Poli, M. Prevedelli, St. Falke, Ch. Lisdat, U. Sterr, and G. M. Tino, *Rev. Sci. Instrum.*, **83** (2012)
- [4] “Spectroscopy of strontium Rydberg states using electromagnetically induced transparency”, S. Mauger, J. Millen and M. P. A. Jones, *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.*, **40** (2007)
- [5] *Laser Cooling and Trapping*, Harold J. Metcalf, Peter van der Straten, Springer (1999)
- [6] *Molecular Beams*, by Norman F. Ramsey, Oxford University Press (1956)