

LICENCE / MASTER SCIENCE DE LA MATIÈRE
École Normale Supérieure de Lyon
Université Claude Bernard Lyon I

Stage 2021
Jules RIBOLZI
L3 Physique

Rapport de stage

Conception d'un four et d'un ralentisseur à effet Zeeman pour une expérience avec des atomes de strontium.

Résumé : *Ce stage a eu pour objectif la réalisation d'un four pour un jet effusif d'atome de strontium ainsi que d'un ralentisseur Zeeman pour ralentir ces atomes. Il s'inscrit dans le développement d'une nouvelle expérience d'atome froid.*

Mots clefs : four, simulation, refroidissement laser, champ magnétique.

Stage encadré par :

Bruno Laburthe-tolra

mail : laburthe-tolra@univ-paris13.fr / tél. 01 49 40 33 85

Université Paris XIII Paris Nord Villetaneuse, Laboratoire de physique des lasers.

99, av JB Clément, 93430 Villetaneuse

et

Grégoire Coget

mail : gregoire.coget@univ-paris13.fr / tél. 01 49 40 33 85

Université Paris XIII Paris Nord Villetaneuse, Laboratoire de physique des lasers.

99, av JB Clément, 93430 Villetaneuse



Remerciements :

Je tiens tout d'abord à remercier mon maitre de stage Bruno Laburte-tolra ainsi que toute son équipe qui m'ont accueilli au sein du LPL et m'ont fait découvrir leur passionnant domaine de recherche. Je remercie particulièrement Grégoire Coget qui m'a encadré et accompagné tout le long de ce stage, et suis très reconnaissant pour la confiance et l'autonomie que m'ont accordé Bruno et Grégoire. Merci également à William, à Martin ainsi qu'aux thésards de l'équipe.

Table des matières

1	Introduction	3
2	Construction du four	3
2.1	Conception et montage du four	3
2.2	Chauffage test du four	5
2.3	Modèle thermique théorique du four	5
3	Ralentisseur Zeeman	8
3.1	Principe du ralentisseur Zeeman	8
3.2	Choix du bobinage du tube	10
3.3	Realisation du bobinage et mesure du champ	11
4	Conclusion	14

1 Introduction

L'équipe a pour objectif de réaliser une nouvelle expérience d'atomes froids de strontium pour créer un laser super-radiant. Le phénomène de super-radiance a été prédit par Dicke dans [2] et repose sur une émission collective et cohérente de photon par un ensemble d'atome corrélé avec un taux d'émission spontané plus élevé que pour un atome seul. Le laser super-radiant pourra servir comme horloge atomique car il émet sur une raie étroite du strontium de manière stable.

Dans l'expérience de l'équipe, la super-radiance devrait prendre place dans une cavité laser, une cavité Fabry Perot constituée de deux miroirs placés dans l'enceinte de gauche de la figure 2.

Le premier élément constituant l'expérience est le four à l'intérieur duquel le strontium solide va être sublimé. La première partie de ce stage a donc consisté à construire un four atteignant une température avoisinant les 500 à 600°C.

Le gaz d'atome de strontium ainsi produit sort du four à travers des micro-tubes permettant une première collimation du jet d'atomes.

Le jet d'atomes traversera alors une enceinte qui sera traversée par des lasers afin de diminuer la vitesse transverse des atomes (transverse cooling).

Les atomes devront être ralentis pour passer plus de temps dans la cavité laser pour se corréliser. La deuxième partie du stage a consisté à construire un ralentisseur d'atomes. Le ralentisseur construit utilise l'effet Zeeman, cela est expliqué dans la seconde et dernière partie du rapport.

En sortie du ralentisseur, les atomes vont entrer dans la plus grosse enceinte (à gauche sur la figure 2). Ils seront déviés, pour que le jet d'atome ne rencontre plus un laser nécessaire au ralentisseur qui sera placé dans l'axe de la manipulation, grâce à des lasers puis passeront par la cavité.

Les atomes se propageant dans l'ultravide, il faut prendre un soin particulier à ne pas salir l'intérieur des pièces. De plus, le vide sera assuré par des pompes ultra-vide (ceux sont les parties bleues et les carrés gris que l'on voit sur la figure).

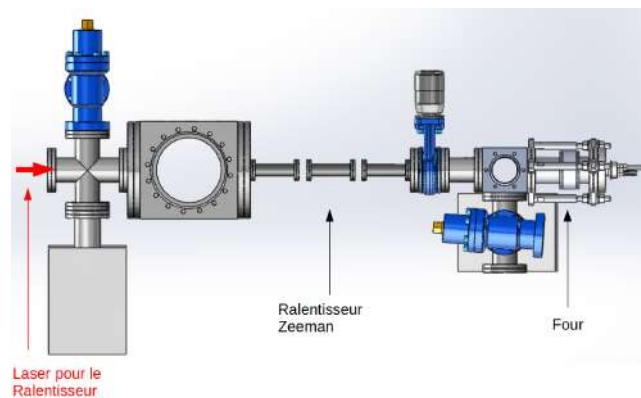


FIGURE 2 – Modèle de l'expérience réalisé sur SolidWorks par Martin Robert-de-Saint-Vincent. On y voit les principaux constituants du montage. Les atomes se propageront de la gauche vers la droite.

Les objectifs de ce stage sont la construction d'un four pour produire un jet de strontium et la construction d'un ralentisseur à atome.

2 Construction du four

2.1 Conception et montage du four

L'objectif de cette première partie est de construire un four qui monte jusqu'à 500 à 600°C pour sublimer du strontium déposé dans l'enceinte du four.

Le four est constitué des éléments suivants (de l'intérieur vers l'extérieur) : une enceinte (en acier inoxydable) à l'intérieure de laquelle sera introduite le strontium, un tube en alumine de (conducteur

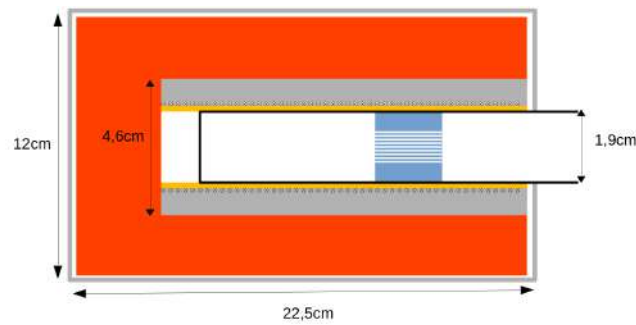


FIGURE 3 – Schéma en coupe du four pas à l'échelle. Ses dimensions totales sont 22,5cm x 12cm x 12 cm. En orange la brique réfractaire entouré par quelques couches d'aluminium (à l'extérieur en gris). A l'intérieur en gris, le mortier permettant de tenir le fil de Nickel-Chrome. En jaune le tube d'alumine autour de l'enceinte en noir. En bleu, le berceau pour les microtubes. Le strontium sera placé entre les microtubes et la partie close de l'enceinte.

thermique et isolant électrique), un enroulement de fil en nickel chrome, des briques refractaires en terre cuite. Un schéma du four est donné en figure 3.

Pour chauffer le four, l'effet Joule est utilisé : nous avons enroulé le fil de nickel chrome autour du tube d'alumine dans lequel nous faisons circuler un courant. Le fil d'alliage Nickel Chrome est couramment utilisé pour réaliser des résistances chauffantes, il résiste jusqu'à une température de 1150°C, bien supérieur à la température que nous recherchons. Le fil a une résistivité de $\rho = 1.64\Omega.m^{-1}$ et un diamètre $d = 0.91mm$. La résistance mesurée est $R = 8.9\Omega$, elle est plus faible que celle attendue. Cela est dûe aux faux contacts (on voit cela en figure 4a) puisque le fil n'est pas isolé. Le fil enroulé autour du tube d'alumine ne tenant pas de lui même, nous l'avons entouré de mortier réfractaire. Il fallait ici utilisé un matériau non conducteur et résistant à des températures élevées. On peut voir les différentes étapes de la construction du four en figure 4.



(a) Fil de Nickel-Chrome entourant le tube d'alumine.



(b) Pour tenir en place le fil de Nickel-Chrome, nous l'avons entouré de mortier réfractaire autour du tube d'alumine grâce à un coffrage réalisé à l'imprimante 3D par l'atelier mécanique. Nous avons aussi inséré dans ce mortier un thermocouple que l'on voit sortir de la brique.



(c) La brique de mortier en figure (b) a ensuite été entouré par deux briques réfractaires découpées par l'atelier d'optique.



(d) Photo du four terminé, posé sur des cales pour ajuster sa hauteur, sur une plaque sur-élevée. Les fils sortent du four par des rainures réalisés dans la brique par l'atelier d'optique. Pour les protéger, les fils de Nickel chrome passent par des tubes fins en alumine puis ont été gainés.

FIGURE 4 – Différentes étapes de la construction du four.

Pour mesurer la température, nous utilisons des thermocouples étalonnés au préalable : ceux ci

permettent de mesurer une tension entre les soudures froide et chaude constituant le thermocouple. On obtient alors la température grâce à une relation linéaire entre la tension et la température.

2.2 Chauffage test du four

Nous avons ensuite tester ce four en l'alimentant avec différentes tensions en entrée pour voir jusqu'à quelles températures il pouvait chauffer. Nous avons mesuré la température à différents endroits du four.

Nous avons du faire attention à ne pas chauffer trop rapidement le four pour ne pas fragiliser le tube d'alumine qui sépare la résistance du tube d'acier dans lequel sera placé le strontium. Il ne faut pas augmenter la température de plus de 300°C par heure.

La température a été mesurée à l'intérieur de la brique de mortier (à quelques millimètre de la résistance) (en bleu sur la figure 5), au contact entre le tube d'alumine et une barre métallique que nous avons utilisé pour remplacer le tube d'acier (en orange) et sur la surface extérieur du four (on y a mesuré une température de 120°C au maximum).

Lors de la mesure le four était placé directement sur une table métallique. Nous avons observé que cela chauffait toute la table. C'est pour cela que nous avons construit les cales (figure 4d).

On atteint bien les températures voulues. Le temps caractéristique est d'environ une heure. Le tableau suivant récapitule les température obtenu.

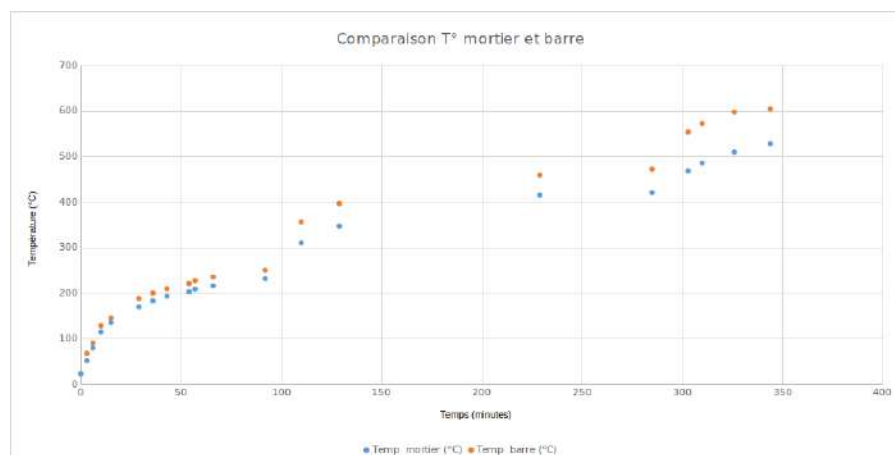


FIGURE 5 – Température en fonction du temps lors du chauffage du four. Les paliers correspondent aux chauffages avec des tensions (en valeur efficace) de 30, 45 puis 55 V imposées par un générateur de tension sinusoïdal.

On atteint bien les températures voulues. Le temps caractéristique est d'environ une heure. Le tableau suivant récapitule les température obtenu.

Tension en entrée	Température atteinte
30 V	250°C
45 V	500°C
55 V	600°C

2.3 Modèle thermique théorique du four

On va maintenant regarder si on peut prédire la température à l'intérieur du four en spécifiant la résistance du fil et la tension en entrée de celui-ci. Cela permettra également de comprendre en quoi la brique réfractaire en terre cuite (qui nous a paru particulièrement dense par rapport à d'autres briques réfractaires qui sont généralement peu dense car elles utilisent la faible conductivité thermique de l'air) permet de conserver la chaleur dans le four. Ainsi on pourra comparer avec le résultat qu'aurait donné une brique qui diffuse moins bien la chaleur.

Pour simplifier notre modèle, on va supposer que le four à une géométrie cylindrique (et non un pavé) ce qui va nous ramener à un problème à deux dimensions (et donc grandement diminuer le temps de calcul).

Considérons l'équation de la chaleur en géométrie cylindrique (on se place dans un matériau avec une conductivité thermique constante) avec éventuellement un terme source $s(r)$ (qui correspondrait au fil de Nickel-Chrome qui chauffe) :

$$\frac{\rho c}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + s(r, z) \tag{1}$$

Avec ρ la masse volumique, c la capacité calorifique massique et λ le coefficient de conduction thermique du matériau.

Le tableau suivant donne les constantes que nous avons utilisé pour les différents matériaux constituant le four (wikipédia) :

	$\lambda (W.m^{-1}.K^{-1})$	$\rho (kg.m^{-3})$	$c (J.K^{-1}.kg^{-1})$
Air	0.024	1.3	1004
Tube d'acier inoxydable	15	7900	450
Tube d'alumine	36 à 26°C et 10.9 à 500°C	2700	900
Mortier	0.8	1900	860
Brique	0.96	1850	1000
Aluminium	237	2700	897

Pour résoudre cette équation numériquement, on va la discrétiser.

On considère le pas temporelle dt et les pas spatiaux dr et dz et les températures $T(t, r, z) = T(i * dt, n * dr, m * dz) = T_{n,m}^i$ avec i, n et m des entiers.

En écrivant les dérivés par rapport à une variable s de pas ds ($s=t, r$ ou z) $\frac{dT}{ds} = \frac{T(s=(j+1)ds) - T(s=jds)}{ds}$, on obtient l'équation 2 à partir de 1 :

$$T_{n,m}^{i+1} = T_{n,m}^i + \frac{dt}{\alpha dr^2} \left[T_{n+1,m}^i \left(1 + \frac{1}{n}\right) + T_{n-1,m}^i - T_{n,m}^i \left(2 + \frac{1}{n}\right) \right] + \frac{dt}{\alpha dz^2} \left[T_{n,m+1}^i + T_{n,m-1}^i - 2T_{n,m}^i \right] \tag{2}$$

avec $\alpha = \frac{\rho c}{\lambda}$.

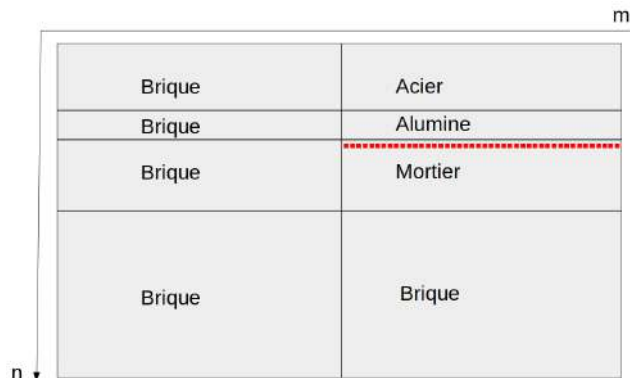


FIGURE 6 – Modélisation du four lors de la prise de mesure par un cylindre en plusieurs matériaux. Les fils de Nickel-Chrome sont modélisé par les carrés rouges (c'est à dire des resistance sous formes d'anneaux autour du tube et non en enroulement).

On découpe le plan (n,m) en 8 zones distinctes comme sur la figure 6 et on va résoudre l'équation de la chaleur dans chacune de ces zones. Pour correspondre aux mesures que l'on a réalisé, il faudrait également prendre en compte le fait que la barre en acier que l'on a utilisé pour imiter le tube d'acier

(qui contiendra le strontium solide) sort du four sur une dizaine de centimètres. Ce qui refroidit donc tout le système comme une sorte d'ailette de refroidissement. On aura donc a priori des températures plus élevées avec ce modèle qu'en réalité.

Les conductivités thermique et masse volumique étant différente dans chaque matériau, le paramètre α va dépendre de la où l'on se place et l'équation 2 est valable pour un matériau donné. On ne précisera pas dans la suite $\alpha_{matériau}$ pour ne pas surcharger les notations mais il faut comprendre que ce coefficient n'est pas le même dans toute les zones du système considéré.

On peut écrire l'équation 2 de manière matricielle dans chaque zones données par la figure 6,

en notant $U^i = \begin{pmatrix} T_{0,0}^i & T_{0,1}^i & \dots \\ T_{1,0}^i & \ddots & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}$ et U_{mat}^i le bloc de U^i correspondant à une zone donnée où il y a uniquement un matériau, on a dans chaque zone :

$$U_{mat}^{i+1} = U_{mat}^i + M_r U_{mat}^i + {}^t(M_z U_{mat}^i) \quad (3)$$

avec $M_r = \begin{pmatrix} 1 & 0 & & & & 0 \\ \beta_r & -\beta_r(2 + \frac{1}{n}) & \beta_r(1 + \frac{1}{n}) & & & \\ & \ddots & \ddots & \ddots & & \\ \vdots & & & \ddots & \ddots & \vdots \\ & & & & \beta_r & -\beta_r(2 + \frac{1}{n}) & \beta_r(1 + \frac{1}{n}) \\ 0 & & & & & 0 & 1 \end{pmatrix}$

et $M_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 & & & & 0 \\ \beta_z & -2\beta_z & \beta_z & & & \\ & \ddots & \ddots & \ddots & & \\ \vdots & & & \ddots & \ddots & \vdots \\ & & & & \beta_z & -2\beta_z & \beta_z \\ 0 & & & & & 0 & 1 \end{pmatrix}$

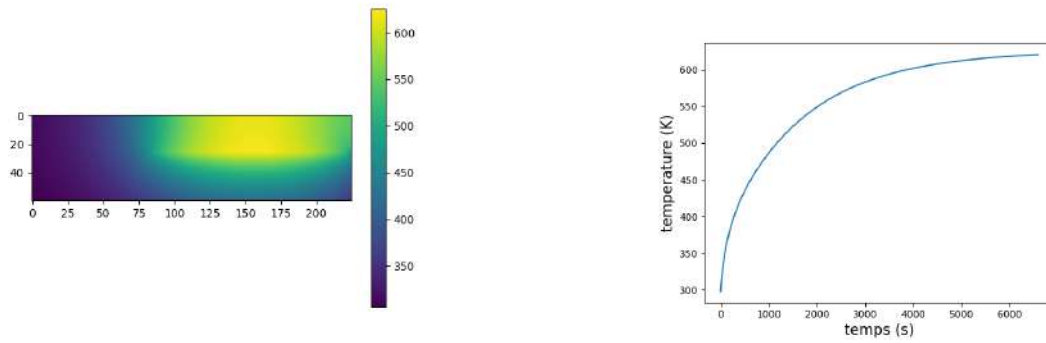
où $\beta_r = \frac{dt}{\alpha dr^2}$ et $\beta_z = \frac{dt}{\alpha dz^2}$. Ces trois matrices dépendent également de la zone considérée puisque les coefficients α dépendent des propriétés des matériaux.

La condition initiale sur $U^{i=0}$ traduit le fait qu'au début du chauffage tout le four est à 298K. On a donc $U_{n,m}^{i=0} = 298$, pour tout n et m.

Sur les bords extérieurs, la condition aux limites est donné par la loi de Newton $-\lambda \vec{\nabla} T = h(T_{surface} - T_{air})\vec{n}$ avec \vec{n} le vecteur unitaire normal à la surface et h le coefficient de transfert thermique. Nous avons alors imposer cette condition sur les bords (en $z=0\text{cm}$, $z=22.5\text{cm}$ et $r=12\text{cm}$) après chaque itération du calcul matriciel. En réalité, le four était posé sur une table, il y a donc une perte d'énergie par conduction en plus que nous ne considérons pas dans ce modèle.

Pour simuler le chauffage, nous avons mesuré la résistance R de notre enroulement de Nickel Chrome, le courant le parcourant est donc $I = U/R$. La puissance dissipée dans chaque anneau de résistance, comme modélisé en figure 6, est $P = 2\pi R_{resi} \rho_{fil} I^2$ avec R_{resi} le rayon de notre enroulement de fil resistif et ρ_{fil} sa resistivité. Nous imposons donc à chaque itération $CdT = Pdt$ au niveau des résistances du modèle.

On obtient alors les résultats présentés en figure 7a et 7b pour une tension de 35V. On voit que l'on obtient une courbe similaire à celle en figure 5. Cependant, le modèle ne correspondant pas parfaitement à la réalité, on atteint une température plus élevée que lors des mesures.



(a) Carte de la température dans le four comme présenté en figure 6 au bout de 1h50min. La colorbar donne la température en Kelvin. (b) Temperature en fonction du temps au niveau de la résistance au milieu.

FIGURE 7

Cette partie conclut alors la construction du four. Nous avons pu tester ce four et savons quelle tension permet d'atteindre quelle température. Il permettra bien de sublimer du strontium.

3 Ralentisseur Zeeman

La partie suivante traite du design, de la construction et de la caractérisation du ralentisseur.

On obtient en sortie du four des atomes de strontium à une vitesse longitudinale autour de $v_0 = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} = 380 \text{ m/s}$ en considérant la distribution des vitesses de Maxwell pour une température de 500°C .

Nous voulons alors les ralentir pour la suite de l'expérience : il faut que les atomes soient plus lents dans la cavité miroir pour y rester plus longtemps. Pour cela nous avons construit un ralentisseur Zeeman (on en explique le principe en dessous).

3.1 Principe du ralentisseur Zeeman

Le ralentisseur Zeeman est l'invention de William D. Phillips, il est régulièrement utilisé dans les expériences d'atomes froids pour ralentir les atomes pour la suite des expériences comme dans la thèse [3] par exemple. Le principe de ce ralentisseur est expliqué ci-dessous.

On oppose au flux d'atome un laser de sorte que les photons soient en résonance avec les atomes, c'est à dire $\omega_0 = \omega_{\text{photon}}$ avec ω_0 la pulsation de la transition du niveau $5s5p^1P_1$ du strontium. En gagnant l'impulsion des photons arrivant dans le sens opposé à celui du flux d'atomes, les atomes sont alors ralentis.

Cependant les atomes se déplaçant à une certaine vitesse v , ils sont soumis à l'effet Doppler et donc la fréquence des photons perçue par les atomes est $\omega_{\text{photon}} = \omega_L + kv$ où k est le nombre d'onde. La vitesse va changer lorsque les atomes sont ralentis, l'effet Doppler aussi.

Pour compenser cet effet le long de la trajectoire des atomes (et donc conserver la condition de résonance), on utilise l'effet Zeeman pour changer la fréquence des transitions des atomes de strontium : en imposant un champ magnétique sur la trajectoire des atomes, le niveau excité 1P_1 est divisé en trois niveaux d'écart d'énergie dépendant linéairement du champ B imposé. Cet effet est illustré en figure 8a.

L'idée est alors de bobiner un fil autour d'un tube dans lequel se propage les atomes pour imposer un champ magnétique (qui varie dans le long du tube) dans ce tube, en faisant circuler un courant dans

ce fil à l'aide d'une alimentation. Cet idée est illustrée en figure 9a, il faut alors aussi considérer un faisceau laser se propageant dans le sens z décroissant sur cette figure.

On note alors $\Delta = \omega_L + kv - \omega_0 - \frac{m_l g_J \mu_B}{\hbar} B$ la différence de pulsation entre un atome à la vitesse v et un photon arrivant dans le sens opposé. La condition de résonance est alors donné par $\Delta = 0$. La force de pression de radiation exercée par le faisceau laser sur un atome de strontium est donné par ([1]) :

$$\vec{F} = -\hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + 4 \frac{\Delta^2}{\Gamma^2}} \vec{u}_z \quad (4)$$

où $\hbar k$ est l'impulsion des photons, \vec{u}_z le vecteur unité dans le sens de propagation du jet d'atome, Γ est la largeur de bande du niveau 1P_1 du strontium ($\Gamma = 2\pi \cdot 30,5 \cdot 10^6 s^{-1}$) et $s = \frac{I}{I_{sat}}$ (avec I l'intensité du laser et I_{sat} l'intensité de saturation du niveau 1P_1).

On voit donc que pour que les atomes soient ralentis (c'est à dire pour que la force F soit suffisamment grande) il faut garder Δ le plus faible possible le long de la trajectoire des atomes.

Nous cherchons alors quel champ B(z) il faut imposer pour conserver la condition de résonance.

On peut regarder le Principe fondamental de la dynamique sur un atome : $m \frac{dv}{dt} = \vec{F}$
 On intègre et on exprime la vitesse en fonction de l'abscisse z (en notant $F = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s}$) :

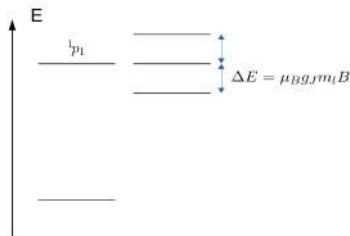
$$v(z) = v_0 \sqrt{1 - \frac{2F}{mv_0^2} z} \quad (5)$$

Avec v_0 la vitesse initial à l'entrée du ralentisseur maximal pour que les atomes soient ralentis (définie plus haut) (ici, c'est la vitesse de capture du ralentisseur).

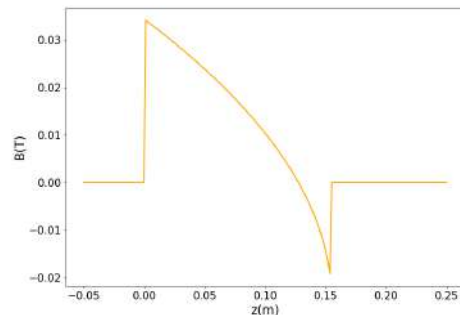
On remplace v dans la condition $\Delta = 0$ avec cette expression, on obtient alors le champ magnétique qui permettrait de ralentir les atomes (celui-ci est tracé en figure 8b) :

$$B(z) = \frac{\hbar}{m_l g_J \mu_B} \left(\omega_L - \omega_0 + kv_0 \sqrt{1 - \frac{2F}{mv_0^2} z} \right) \quad (6)$$

Nous choisissons de plus un désaccord $\omega_L - \omega_0$ non nul pour différentes raisons. D'abord, cela permet de ne plus ralentir (voir de ne pas faire reculer) les atomes dans le tube dès la fin du bobinage, les atomes se propagent encore à la sortie du ralentisseur sur une courte distance face au laser de fréquence ω_L . Ensuite, cela permet aussi de diminuer le champ magnétique (en valeur absolu) à imposer et donc de diminuer le courant et la dissipation de chaleur générée par le bobinage. Pour choisir la pulsation du laser ω_L , un modulateur accousto optique sera utilisé.



(a) Illustration de l'effet Zeeman sur un diagramme d'énergie d'un atome. Le niveau 1P_1 est séparé en trois sous niveau $m_l = +1, 0, -1$ d'énergies différentes.



(b) Champ magnétique souhaité le long de l'axe et dans le sens de propagation des atomes.

FIGURE 8

3.2 Choix du bobinage du tube

Nous cherchons ensuite quel bobinage va nous permettre de suivre au mieux ce champ (ie le bobinage tel que : $B_{bobinage} = B$).

En intégrant la loi de Biot et Savart sur une spire circulaire de rayon R parcourue par un courant I et centrée en z_{spire} , on obtient le champ magnétique à une abscisse z sur l'axe perpendiculaire à la spire : $B_{unespire}(z, z_{spire}, R, I) = \frac{\mu_0 I}{2} \frac{R^2}{((z - z_{spire})^2 + R^2)^{3/2}}$

avec z_{spire} l'abscisse de la spire considérée.

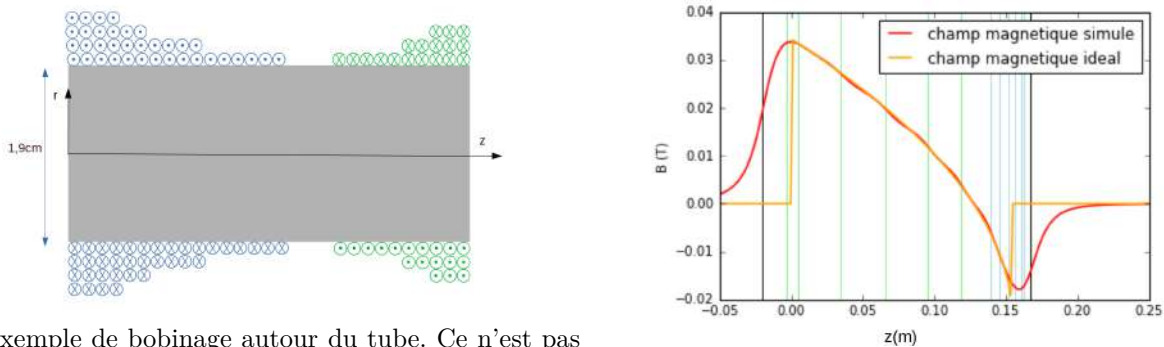
Puis, on somme sur toutes les spires constituant notre bobinage :

$$B_{bobinage}(z) = \sum_{\text{toutes les spires } i} B_{spire}(z, z_{spire\ i}, R_i, I) \tag{7}$$

On réalise le bobinage en 2 parties comme présenté en figure 9a parcouru par deux courants de signes différents. Celles si sont constituées de plusieurs enroulements de bobine que l'on a assimilé à des enchainements de spires qui sont parcourus par un courant I_1 (pour les spires de gauches) et I_2 (pour les spires de droites) (on a pris pour la simulation $I_2 = -I_1$).

Nous avons simulé le nombre de spire et le courant I avec un programme de sorte à minimiser la distance entre $z \rightarrow B_{bobinage}(z)$ et $z \rightarrow B(z)$ (en utilisant les fonctions d'optimisation de scipy).

Nous avons aussi choisi le rayon du fil de cuivre de sorte à ce que notre bobinage dissipe le moins de chaleur possible (s'il dissipe trop de chaleur, il faudrait le refroidir). Pour cela on a essayé de minimiser la distance $B_{bobinage}(z)$ à $B(z)$ avec plusieurs rayons de fil parmi ceux que l'on possédait, et on a choisi le rayon du fil qui couplait une puissance dissipée assez faible par rapport aux autres rayons et un champ magnétique simulé proche du champ idéal.



(a) Exemple de bobinage autour du tube. Ce n'est pas le bobinage retenu, le bobinage retenu est donné dans (b) Champ magnétique idéal (orange) et champ magnétique simulé (rouge) avec le bobinage retenu. On voit que la partie verte est parcourue par un courant +I et la partie bleu par un courant -I. Par le rapport au tableau ci-dessous le nombre N_i correspond aux nombres de spire au i -ème étage du bobinage. En vert et en bleu, on voit où s'arrêtent les enroulements de spire pour chaque niveau.

FIGURE 9

Le tableau suivant récapitule les paramètres choisis pour le ralentisseur Zeeman :

I (A)	13
$r_{fil\ de\ cuivre}$ (mm)	1.05
résistivité du fil (Ω/m)	0,004843
bobinage gauche	$N_1 = 66$ $N_2 = 55$ $N_3 = 41$ $N_4 = 26$ $N_5 = 12$ $N_6 = 8$
bobinage droite	$N_1 = 13$ $N_2 = 10$ $N_3 = 7$ $N_4 = 5$ $N_5 = 3$ $N_6 = 2$
Longueur du ralentisseur L (cm)	18,7
Intensité du laser	$I = I_{sat}$
δ (Hz)	$2.2 * 10^9$

Le nombre de spire donné suit le même principe qu'en figure 9a, c'est à dire que chaque N_i correspond aux nombres de spires sur l'étage i du bobinage. Par exemple sur cette figure, pour le bobinage de gauche, $N_4 = 4$.

Ce bobinage nous permet maintenant de déterminer l'évolution des vitesse en fonction de l'abscisse des atomes à l'intérieur du tube sur l'axe, et donc de déterminer la vitesse finale des atomes en sortie du ralentisseur.

Pour différentes vitesses initiales, il faut résoudre le PFD $m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}$ avec la force donnée en équation 4 en prenant en compte que la différence de pulsation Δ est non nul. Le résultat présenté en figure 10 a ainsi été obtenu (en utilisant la fonction odeint de scipy). On voit que l'on peut capter des atomes jusqu'à une vitesse $v_{capture} \approx 385 \text{ m/s}$ et les ralentir à un dizaine de mètre par seconde. En adaptant les courants qui parcourent les deux parties du ralentisseur Zeeman, on peut également changer la vitesse de capture ou la vitesse de sortie. Par exemple diminuer I_2 (que l'on a considéré égal à $-I_1 = -I$ jusqu'à là) peut permettre de d'augmenter la vitesse de sortie, et donc d'avoir un jet d'atome mieux collimaté (car la vitesse orthogonal à la direction propagation des atomes n'est pas strictement nulle à l'entrée du ralentisseur). Cela permettra de contrôler le temps que les atomes passent dans la cavité optique.

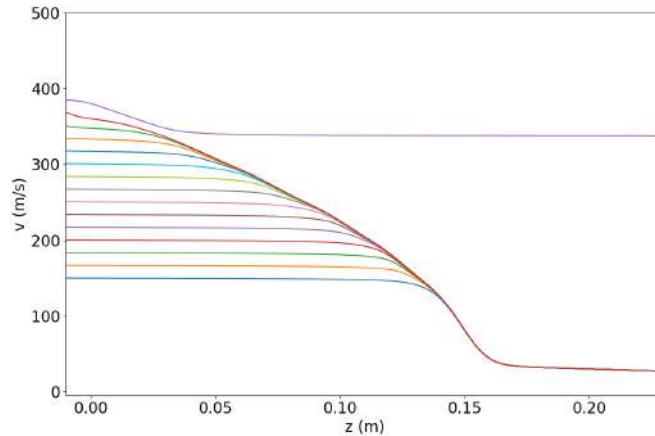


FIGURE 10 – Différents profils de vitesse pour différentes vitesses initiales (les vitesses initiales vont de 150 à 385 m/s). On voit que les atomes ayant des vitesses initiales inférieures à la vitesse de capture $v_{capture} = 385 \text{ m/s}$ vont être captés par le ralentisseur jusqu'à atteindre une vitesse finale de environ 27 m/s à 5 cm de la sortie du ralentisseur pour $I_g = 12.7$ et $I_d = 11$.

On peut alors tracer la vitesse de sortie en fonction du courant dans la seconde bobine. C'est ce que l'on obtient en figure 11.

On voit alors que l'on peut en théorie choisir simplement la vitesse de sortie des atomes tant que l'on peut modifier le courant.

Le ralentisseur Zeeman étant relativement court, on va capter les atomes ayant une vitesse $v_{capture}$ assez basse. Pour capturer des atomes avec une plus haute vitesse, il faudrait un écart $B(z = 0) - B(z = L)$ plus grand, ce qui est limité par L et par la décélération possible pour le ralentissement laser.

Le bobinage retenu conduit à une puissance dissipée simulée autour de 14.5 W.

3.3 Realisation du bobinage et mesure du champ

Une fois le nombre de spires à bobiner choisi, on a enroulé le fil de cuivre autour du tube d'acier en utilisant un tour (voir figure 12) et on a fixé le fil avec des serre flex pour pouvoir le maintenir

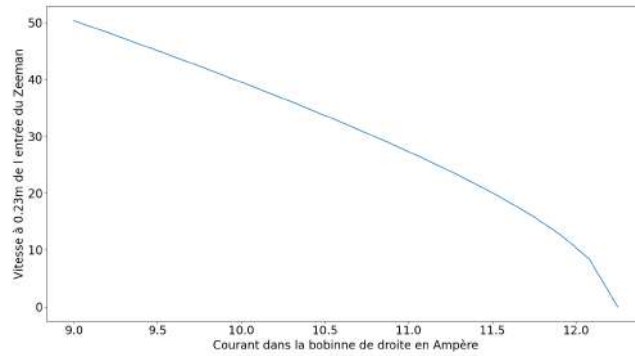


FIGURE 11 – Vitesse en sortie du ralentisseur pour des atomes de strontium arrivant dans le ralentisseur avec une vitesse de 380m/s en fonction du courant parcourant la bobine de droite, avec un courant parcourant la bobine de gauche de 12,7 A. On voit que lorsque l’intensité dépasse 12 A, il y a un décrochage. La pente du champ magnétique devient trop forte, la condition de résonance n’est plus vérifiée et les atomes ne peuvent plus être ralentis par le faisceau laser.

lors de l’enroulage. Nous avons noté qu’il était plus compliqué d’enrouler les fils sur les bords, ceux ci prennent alors une forme moins proche de la spire mais cela n’a pas eu un impact important sur le champ magnétique.



(a) Premiers tours autour du tube pour la partie gauche (partie où circulera un courant positif).



(b) Partie gauche du ralentisseur terminée et collé, et partie droite en cours. Le tout est tenu par des serre-flex le temps que la colle sèche. On voit que sur le bord gauche la forme de l’enroulement ne respecte pas très bien des formes de spires circulaires.



(c) Ralentisseur Zeeman terminé. On a utilisé de la colle epoxy (résistante jusqu’à 235°C) pour fixer les fils.

FIGURE 12 – Différentes étapes de la construction du ralentisseur Zeeman.

Une première manière de vérifier notre bobinage est de mesurer la résistance. Celle-ci correspondait relativement bien à celle prévue : 0.15Ω mesurée et 0.14Ω prévue (les fils pris pour brancher le ralentisseur à un voltmètre et les soudures réalisées ont une résistance non négligeable et la simulation est faite en considérant des spires et non un enroulement, la longueur de fil est légèrement différente). Ensuite, nous avons mesuré le champ magnétique créé par le ralentisseur Zeeman. Pour ne pas prendre le risque de salir l’intérieur du tube (dans lequel il y aura l’ultravide), nous mesurons le champ à l’extérieur du ralentisseur et nous comparons au champ simulé. Nous avons également écarté autant que

possible du ralentisseur les objets pouvant déformer les lignes de champ magnétiques. Nous pouvons simuler le champ à l'extérieur du ralentisseur avec le bobinage retenu en utilisant la formule pour une spire de courant donné par [4] (selon la direction de propagation des atomes) :

$$B_{1spire} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(R+r)^2 + x^2}} \left(K(m) + E(m) \frac{R^2 - r^2 - x^2}{(R-r)^2 + z^2} \right) \quad (8)$$

avec K et E les intégrales elliptiques de type 1 et 2, et $m = \frac{4Rr}{(R+r)^2 + x^2}$

Puis nous sommes sur toutes les spires constituant notre bobinage. Les résultats sont donnés pour quelques rayons r en figure 13.

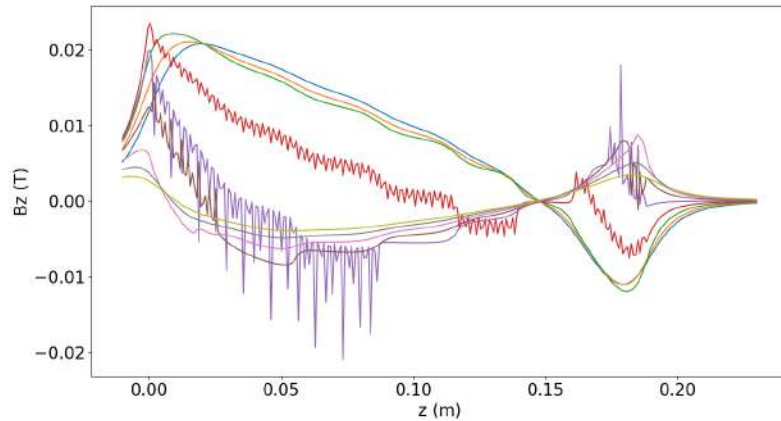
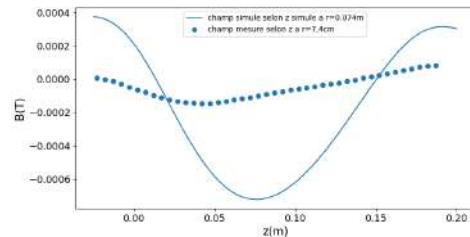


FIGURE 13 – Champ selon l'axe du ralentisseur à différents rayon pour I=8A par le calcul. Les rayons considérés sont : 0, 0.0038, 0.0075, 0.0113, 0.0150, 0.0188, 0.0225, 0.0263, 0.0300.

Nous avons alors mesuré le champ avec un magnétomètre Mag-03IE1000. Cet appareil pouvant mesurer uniquement sur un interval de -1000 à 1000 μT, on doit se placer suffisamment loin de l'axe ou baisser le courant pour baisser les valeurs du champ magnétique. La mesure réalisée correspond à la figure 14a et les résultats de la mesure à la figure 14b.



(a) Prise de mesure du champ magnétique à l'extérieur du ralentisseur Zeeman.



(b) Champ magnétique mesuré et simulé pour un courant I=8A.

FIGURE 14

On voit que le champ mesuré ne correspond pas au champ simulé à l'extérieur. Une raison à cette erreur est peut-être que le champ magnétique variait à cause d'élément présent dans la pièce (comme la table optique par exemple). Un autre élément non considérée dans la simulation est que le tube en acier inoxydable 304L sur lequel repose le bobinage pourrait peut être guider les lignes de champs.

Finalement, pour être certain que le bobinage permettra bien de ralentir le jet d'atome sortant du four, nous avons choisi de mesurer la champ magnétique à l'intérieur du ralentisseur, là où le champ

magnétique est le moins sensible à des champs extérieurs. Le résultat donné en figure 15 montre que le champ magnétique à l'intérieur suit la simulation.

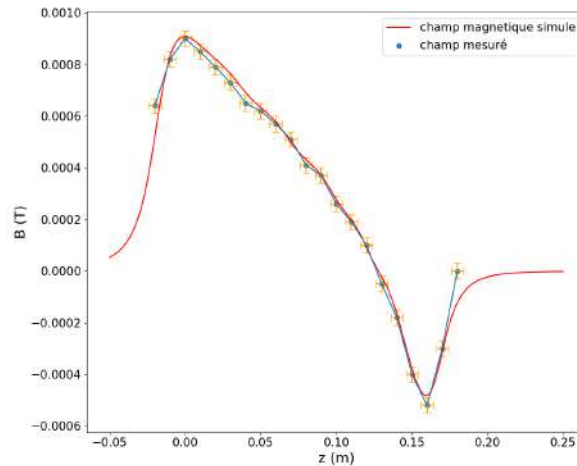


FIGURE 15 – Champ magnétique simulé (en plein) et mesuré (en pointillé) à l'intérieur du ralentisseur à $I=0.35A$.

Les atomes devraient donc à priori être ralenti comme en figure 10.

Nous avons de plus mesuré la température atteinte par le tube en acier alors qu'il n'était pas encore fixé à d'autres composantes de l'expérience (et donc moins de contact thermique), la température atteignait environ $40^{\circ}C$ pour une intensité de 10 A. Il sera alors certainement nécessaire de refroidir le tube pour ne pas dégrader le vide fait à l'intérieur.

Nous avons donc construit un ralentisseur Zeeman et mesuré que le champ magnétique correspondait bien aux simulations. Nous pouvons de plus contrôler la vitesse des atomes en sortie du ralentisseur.

4 Conclusion

Durant ce stage, j'ai pu concevoir et réaliser deux composants d'une expérience d'atomes froids : le four pour sublimer du strontium et le ralentisseur Zeeman. J'ai pu vérifier leurs caractéristiques (chauffage du four et champ magnétique du ralentisseur). Celles-ci correspondaient à nos attentes, ces composants pourront donc être utilisés pour la suite de l'expérience pour créer un laser super-radiant. Cependant, le matériel pour observer le jet d'atome (fibres optique et lasers) n'ayant pas été reçu assez tôt, je n'ai malheureusement pas pu observer les pièces conçues en fonctionnement.

Références

- [1] Jean Dalibard. Une brève histoire des atomes froids. *Collège de France, chaire Atomes et rayonnement*, page 115, Cours 2014-15.
- [2] R. H. Dicke. Coherence in spontaneous radiation processes. *Phys. Rev.*, 93 :99–110, Jan 1954.
- [3] Anais Molineri. *Un nouveau dispositif pour étudier la relaxation d'un système quantique à N corps*. Theses, Université Paris Saclay (COMUE), November 2019.
- [4] Harold J. Metcalf T. Bergeman, Gidon Erez. Magnetostatic trapping fields for neutral atoms. *Physical Review A*, 1987.