
Mise en oeuvre de faisceaux lasers en vue du refroidissement ultime de chrome fermionique

Résumé : Pour refroidir un nuage d'atomes de l'isotope fermionique du chrome, l'équipe "Atomes Froids" a besoin de quatre lasers, chacun légèrement et précisément décalé en fréquence par rapport à un laser à 425.5 nm très stable en fréquence et réalisé préalablement.

Afin d'obtenir ces faisceaux, j'ai conçu et réalisé le montage de la chaîne laser dite, "chaîne bleue fermionique". J'ai divisé le faisceau d'origine en quatre "bras" à l'aide de cubes séparateurs, puis j'ai fait passer chacun de ces "bras" à travers un modulateur acousto-optique pour effectuer le décalage en fréquence souhaité. J'ai ensuite injecté ces lasers dans des fibres optiques monomodes à maintien de polarisation afin de les envoyer sur la table de l'expérience principale.

Suite à cela, j'ai utilisé l'un des faisceaux générés pour réaliser une mesure de l'absorption du laser balayé en fréquence par le jet atomique de chrome à la sortie du four dans le but de "voir" l'isotope fermionique du chrome, le ^{53}Cr .

Mots clefs : laser, fibre optique, modulateur acousto-optique (AOM), absorption, fermion, chrome.

Stage encadré par :

Etienne MARECHAL

etienne.marechal@univ-paris13.fr / tél. (+33) 1 49 40 33 96

Laboratoire de Physique des Lasers - équipe Atomes Froids

Laboratoire de Physique des Lasers CNRS et Université Paris Nord

99 avenue Jean-Baptiste Clément

93430 Villetaneuse, France

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



Remerciements

Je souhaite remercier tout le personnel du Laboratoire de Physique des Lasers pour leur accueil et leur disponibilité, notamment les chercheurs qui ont accepté de consacrer un peu de leur temps pour nous présenter, à Nicolas et moi, les thèmes de recherche de leurs équipes respectives. Je remercie en particulier l'équipe "Atomes Froids" pour l'accueil, l'encadrement et l'aide qu'ils m'ont apportée tout au long de mon stage.



Table des matières

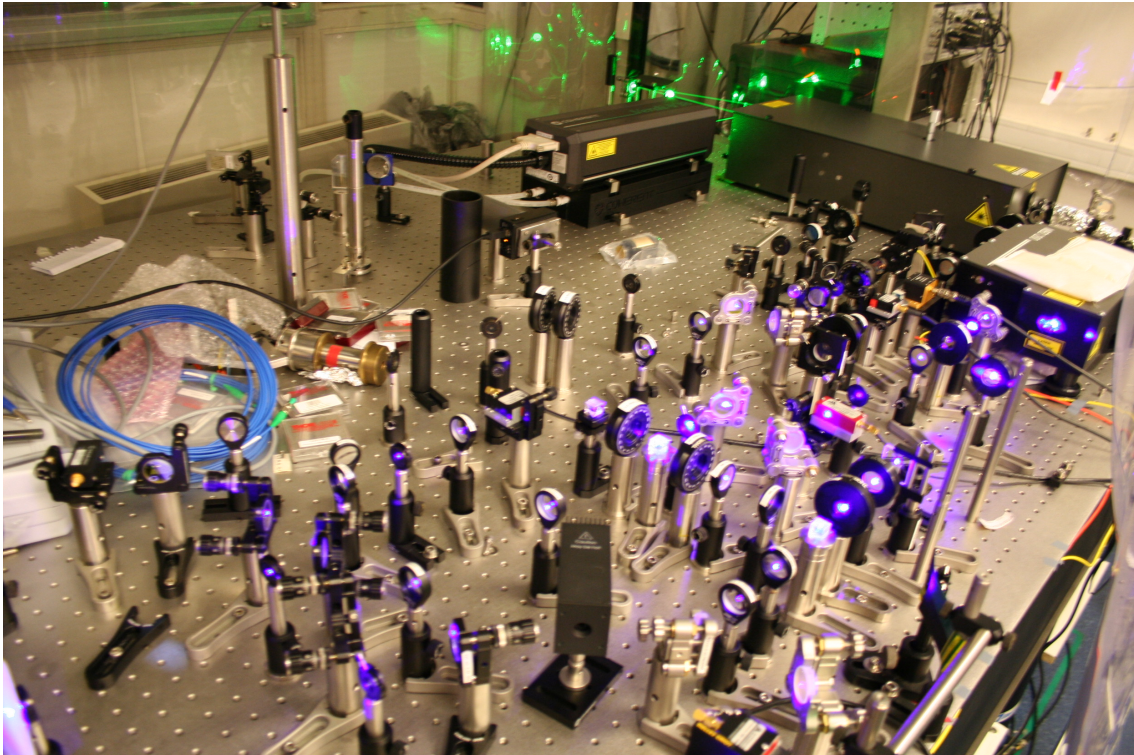
1	Introduction	1
2	Présentation de l'expérience	2
2.1	Résultats et objectifs de l'équipe	2
2.1.1	Le choix du chrome	2
2.1.2	Méthode expérimentale de refroidissement des atomes de chrome	2
2.1.3	Résultats de l'équipe sur l'étude du boson	3
2.1.4	Objectifs de l'équipe pour l'étude du fermion	3
2.2	La chaîne laser du fermion	3
2.2.1	Refroidir les fermions : quelles fréquences ?	3
2.2.2	Génération du faisceau bleu	4
3	La chaîne bleue fermionique : montage expérimental	4
3.1	Dispositif expérimental	5
3.1.1	Obtention des fréquences nécessaires au refroidissement du fermion	5
3.1.2	Choix des modulateurs acousto-optiques	6
3.1.3	Choix du montage	7
3.2	Les modulateurs acousto-optiques	9
3.2.1	Caractéristiques et intérêt des AOM	9
3.2.2	Etude de la transmission des AOM utilisés	9
3.3	Les fibres optiques	10
3.3.1	Caractéristiques des fibres utilisées	10
3.3.2	Adaptation de mode du faisceau laser entrant	11
3.3.3	Effet de la longueur de fibre	12
3.3.4	Etude du profil d'intensité en sortie de fibre	12
4	Mesure d'absorption sur le jet atomique de chrome	14
4.1	Montage expérimental pour la mesure d'absorption	14
4.2	Résultats expérimentaux	14
5	Conclusion	17

1 Introduction

Le laboratoire de physique des lasers est une unité mixte de recherche CNRS - Université Paris XIII, située à Villetaneuse. Il est constitué de dix équipes aux objectifs variés. Les domaines de recherche présents vont de l'étude du vivant à celle de l'atome seul, le tout étant lié à l'étude et l'utilisation des interactions lumière-matière, domaine de spécialité du laboratoire.

L'équipe, nommée "Atomes Froids", dans laquelle j'ai effectué mon stage, est dirigée par Olivier GORCEIX et est composée de cinq membres permanents (Olivier GORCEIX, professeur des universités, Etienne MARECHAL, ingénieur de recherche, Laurent VERNAC, maître de conférences, Bruno LABURTHER-TORLA, chargé de recherche au CNRS et Paulo PEDRI, maître de conférences), deux doctorants (Benjamin PASQUIOU et Gabriel BISMUT) et un post-doc (Maxime EFREMOV). Ils étudient les gaz ultrafroids et les gaz quantiques dégénérés de chrome. Leurs recherches actuelles portent sur les interactions dans un condensat de Bose-Einstein de ^{52}Cr (isotope bosonique majoritaire du chrome) dans des réseaux optiques 1D et 2D.

L'objectif de mon stage est de mettre en place le dispositif expérimental permettant d'obtenir les faisceaux lasers nécessaires au refroidissement de l'isotope fermionique du chrome, le ^{53}Cr . Cela permettra de réaliser une mesure d'absorption dans le jet effusif de chrome en sortie de four en utilisant l'un des lasers réalisés.



2 Présentation de l'expérience

2.1 Résultats et objectifs de l'équipe

2.1.1 Le choix du chrome

L'équipe a décidé d'utiliser le chrome en raison de ses propriétés intéressantes pour l'étude des gaz ultra-froids.

Tout d'abord, le chrome existe à l'état naturel sous plusieurs formes isotopiques stables (présentées dans la figure 1 : le ^{52}Cr , isotope bosonique d'abondance 80%, et le ^{53}Cr , isotope fermionique d'abondance 9,5%. Ceci permet l'étude de deux types de gaz quantiques dégénérés.

Isotope	ABONDANCE	STATISTIQUE SUIVIE	SPIN NUCLÉAIRE
^{50}Cr	4.35 %	Bose - Einstein	0
^{52}Cr	83.79 %	Bose - Einstein	0
^{53}Cr	9.50 %	Fermi - Dirac	$\frac{3}{2}$
^{54}Cr	2.36 %	Bose - Einstein	0

FIGURE 1 – Table des abondances et des statistiques suivies par les isotopes stables du chrome.

De plus, en raison de son spin électronique important ($S=3$) et de son fort moment magnétique ($6\mu_B$ avec μ_B le magnéton de Bohr, soit six fois le moment magnétique dipolaire des alcalins habituellement utilisés pour les expériences de formation de condensats), le chrome est intéressant pour étudier les interactions dipôle-dipôle dans un condensat de Bose-Einstein, ce qui est le thème de recherche actuel de l'équipe «Atomes Froids».

2.1.2 Méthode expérimentale de refroidissement des atomes de chrome

À l'origine, le chrome est à l'état solide sous forme de barre. Cette barre est chauffée à 1400°C dans une enceinte sous vide (la pression à l'intérieur de l'enceinte est de l'ordre du nanoPascal) dans un four dans le but de réaliser une sublimation partielle du chrome. Le gaz thermique de chrome sort du four sous la forme d'un jet effusif à travers deux ouvertures successives, placées ainsi pour collimater grossièrement le faisceau (cf figure 2). Les atomes ont alors une vitesse moyenne de 1000 m/s .

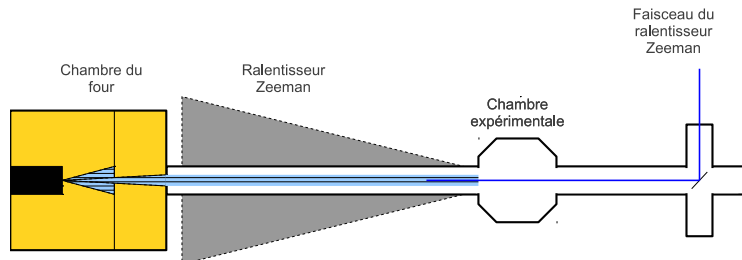


FIGURE 2 – Schéma du montage pour refroidir les atomes de chrome. Dans une enceinte à vide (la pression est de l'ordre du nPa), une barre de chrome est chauffée dans le four à 1400°C . Cela a pour effet de sublimer partiellement le chrome. Ce gaz chaud de chrome forme un jet effusif qui est grossièrement collimaté par deux ouvertures. Dans le ralentisseur Zeeman, ce jet est ralenti par un laser contre-propageant et soumis à un champ magnétique de telle sorte que les atomes soient sensibles à la lumière du laser sur tout le trajet. Ils arrivent alors dans la chambre expérimentale où ils sont pris dans un piège magnéto-optique.

Ce faisceau de matière est envoyé dans un système dit ralentisseur à effet Zeeman ou Zeeman Slower¹. Ce système utilise un laser contra-propageant dont la fréquence est verrouillée sur la fréquence de transition $^7\text{S}_3\text{-}^7\text{P}_4$ du chrome. Ce laser va être absorbé par les atomes, leur transmettant ainsi une impulsion qui a pour effet de diminuer leur vitesse. Les particules réémettent ensuite la lumière dans toutes les directions en retournant à l'état fondamental. Globalement, la vitesse des particules a donc diminué du fait de l'interaction avec le laser.

Cependant, à cause de leur vitesse, la fréquence du laser vu par les atomes de chrome est décalée par rapport à la fréquence liée à la transition $^7\text{S}_3\text{-}^7\text{P}_4$, ce qui les rend insensibles aux photons du laser. Pour parer à cela, on

1. ralentisseur Zeeman

fait passer les atomes au centre d'une bobine en forme de cône qui génère un champ magnétique inhomogène le long du trajet. Ce champ magnétique sert à compenser, via l'effet Zeeman, le décalage en fréquence introduit par l'effet Doppler, permettant ainsi de ralentir (et donc de refroidir) les atomes avec le laser de façon efficace tout au long du trajet. Une fois les atomes suffisamment refroidis par le ralentisseur Zeeman, ils sont capturés dans un piège magnéto-optique et refroidis jusqu'à environ $100 \mu\text{K}$ [1, 2].

2.1.3 Résultats de l'équipe sur l'étude du boson

L'équipe cherche à étudier les gaz ultra-froids de chrome. Pour la première fois en 2005, ils ont réussi à piéger simultanément dans un piège magnéto-optique des isotopes bosoniques (^{52}Cr) et fermioniques (^{53}Cr) de chrome [3]. Ils ont ensuite réalisé la condensation de Bose-Einstein du ^{52}Cr en 2007 [4].

Depuis, l'équipe a réalisé des expériences sur des atomes de ^{52}Cr ultrafroids [5, 6] et en effectue à présent directement sur les condensats [7, 8, 9, 10, 11] via des interactions avec des réseaux optiques [12, 13, 14].

2.1.4 Objectifs de l'équipe pour l'étude du fermion

Après avoir étudié les condensats de ^{52}Cr , l'équipe veut s'intéresser aux gaz de ^{53}Cr ultrafroids qui permettent d'étudier les gaz quantiques dégénérés de fermions.

Cette étude nécessite quelques aménagements de l'expérience actuelle, notamment pour le refroidissement et le piégeage des fermions via des lasers, comme nous allons le voir par la suite.

2.2 La chaîne laser du fermion

2.2.1 Refroidir les fermions : quelles fréquences ?

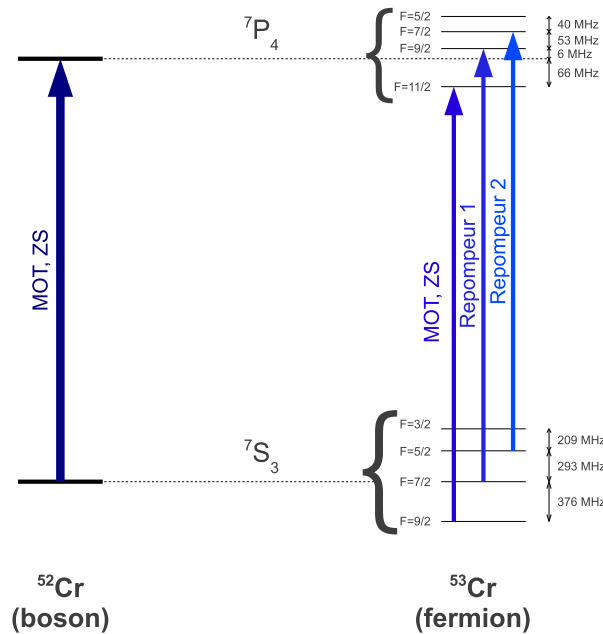


FIGURE 3 – Schéma des transitions ciblées pour refroidir et piéger le chrome bosonique et fermionique. La structure hyperfine du ^{53}Cr fait éclater les niveaux d'énergie et oblige à utiliser plus de fréquences différentes pour son refroidissement que pour celui du ^{52}Cr . (note : MOT : Magneto-Optic Trap : piège magnéto-optique, ZS : Zeeman Slower : ralentisseur à effet Zeeman)

Pour refroidir et piéger les atomes de chrome, l'équipe a choisi d'utiliser la transition cyclante entre les états $7S_3$ et $7P_4$. Mais si le ^{52}Cr , un boson, peut être considéré ici comme un atome à deux niveaux, ce n'est pas le cas du ^{53}Cr , un fermion. En effet, le ^{53}Cr a un spin nucléaire non nul ($I = \frac{3}{2}$). De ce fait, "l'état" $J = 3$ comporte une structure hyperfine composée des états de $F = \frac{9}{2}$ à $F = \frac{3}{2}$. De même pour "l'état" $J = 4$, composé des états de $F = \frac{11}{2}$ à $F = \frac{5}{2}$.

Cette structure hyperfine du chrome fermionique oblige à utiliser plus de fréquences laser pour refroidir et piéger les atomes de ^{53}Cr que pour le ^{52}Cr . En effet, les transitions entre les états hyperfins du niveau $^7\text{S}_3$ et ceux du niveau $^7\text{P}_4$ sont désaccordées par rapport à la transition $^7\text{S}_3$ - $^7\text{P}_4$ du ^{52}Cr (cf figure 3).

Alors que le dispositif du boson nécessite 2 lasers (qui seront légèrement désaccordés pour des raisons d'efficacité du système de refroidissement et du piégeage), celui du fermion en requiert au moins quatre (voire cinq pour augmenter l'efficacité du ralentissement) pour refroidir tous les atomes des niveaux éclatés. Pour obtenir ces fréquences, il a été décidé de partir d'un laser de longueur d'onde 425.5 nm.

2.2.2 Génération du faisceau bleu

Pour obtenir le faisceau bleu à 425.5 nm, on part d'un laser commercial basé sur un cristal Titane-Saphir², pompé optiquement par un laser commercial vert³ à 532 nm et d'une puissance de 15 W. On obtient alors un faisceau de 3 W dans le proche infrarouge ($\lambda = 851$ nm). On prélève une partie de ce faisceau (cf figure 4) pour l'asservissement précis en fréquence [15]. Le reste de la puissance est envoyé dans une cavité de doublement dont la fonction est de doubler la fréquence du laser et donc de diviser par deux la longueur d'onde. On obtient alors un faisceau bleu à 425.5 nm avec une puissance totale de 650 mW.

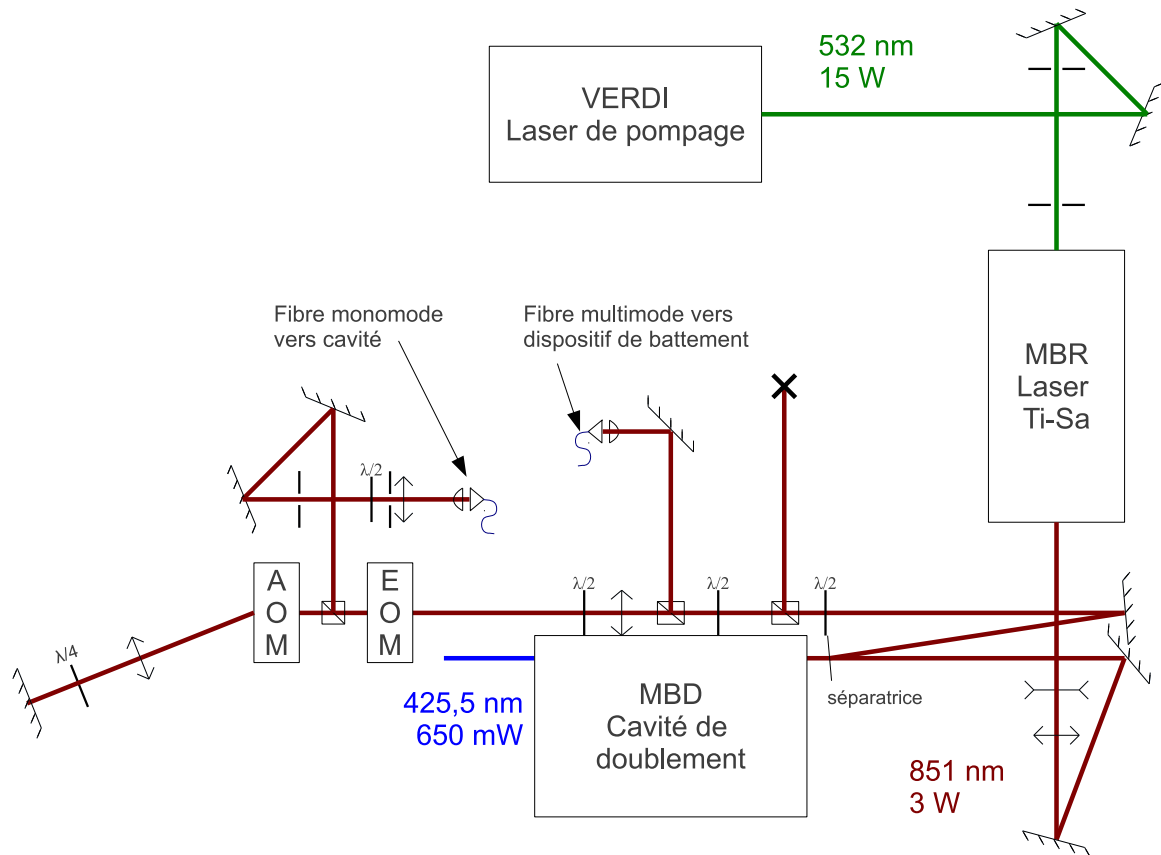


FIGURE 4 – Schéma du montage pour générer un laser bleu à 425.5 nm à partir d'un laser commercial Titane-Saphir à 852 nm, pompé optiquement par un laser commercial vert à 532 nm. Ce laser dans le proche infrarouge est envoyé d'une part dans un système d'asservissement en fréquence, d'autre part dans une cavité de doublement qui va diminuer de moitié sa longueur d'onde, générant en sortie le faisceau bleu désiré.

3 La chaîne bleue fermionique : montage expérimental

La chaîne bleue fermionique, ainsi que l'on nomme le dispositif optique qui sera utilisé pour refroidir le fermion, est installée sur une table annexe séparée de la table d'expérience principale. Ceci implique le transfert

2. COHERENT MBR-110

3. COHERENT VERDI V-18

de la lumière générée sur la table vers l'expérience principale, point technique non négligeable pour obtenir une puissance lumineuse suffisante au niveau du jet atomique pour refroidir les atomes.

Dans cette section, je vais présenter les différentes contraintes expérimentales ainsi que les solutions choisies pour obtenir au niveau de l'expérience principale les faisceaux désirés.

3.1 Dispositif expérimental

3.1.1 Obtention des fréquences nécessaires au refroidissement du fermion

On dispose d'un laser bleu à 425.5 nm d'une puissance de 650 mW dont l'obtention a été présentée précédemment (cf 2.2.2). Ce faisceau est asservi en fréquence et bloqué à +75 MHz de la fréquence associée à la transition atomique ${}^7S_3-{}^7P_4$.

Pour refroidir le fermion suivant la technique choisie par l'équipe (cf 2.1.2), il nous faut au total cinq faisceaux lasers, chacun légèrement décalé en fréquence par rapport au faisceau d'origine (que l'on nommera "laser fermion")⁴ :

- trois pour le MOT₅₃⁵ :
 - un principal (MOT₅₃ à +225 MHz),
 - deux repompeurs (R1 MOT₅₃ à -87,5 MHz et R2 MOT₅₃ à -320 MHz),
- deux pour le ZS₅₃⁶ :
 - un principal (ZS₅₃ à -225 MHz),
 - un repompeur (R1 ZS₅₃ à -525 MHz).

Certaines de ces fréquences ont déjà été générées, sont utilisées pour le refroidissement du boson et sont déjà envoyées au bon emplacement sur l'expérience, comme le ZS₅₂ qui coïncide avec le R1 ZS₅₃. Ce faisceau n'a donc pas besoin d'être généré à nouveau. Par contre, bien que le R1 MOT₅₃ coïncide en fréquence avec le MOT₅₂, ce dernier est critique pour l'expérience sur le boson. Il a donc été décidé de ne pas en faire double usage et de générer un faisceau indépendant pour le R1 MOT₅₃.

Nous voici donc avec quatre faisceaux à générer et à décaler en fréquence (cf Figure 5) :

- le MOT₅₃ à +225 MHz,
- le R1 MOT₅₃ à -87,5 MHz,
- le R2 MOT₅₃ à -320 MHz et
- le ZS₅₃ à -225 MHz.

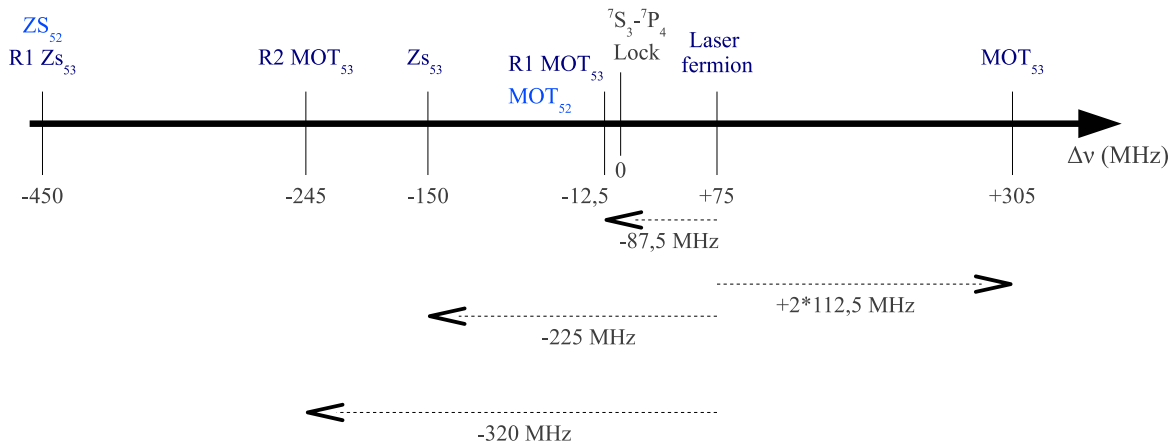


FIGURE 5 – Schéma des décalages en fréquence choisis pour le refroidissement du chrome fermionique, par rapport au laser bleu d'origine (Laser fermion). Pour refroidir les fermions, il nous faut générer quatre faisceaux décalés en fréquence : le laser du piège magnéto-optique MOT₅₃ à +225 MHz, les repompeurs pour le piège magnéto-optique R1 MOT₅₃ à -87,5 MHz et R2 MOT₅₃ à -320 MHz et le Zeeman Slower ZS₅₃ à -225 MHz.

Pour effectuer ces décalages en fréquences, on utilise des modulateurs acousto-optiques dont le principe de fonctionnement sera expliqué au paragraphe 3.2.

4. tous les décalages en fréquence seront désormais donnés par rapport au laser fermion

5. *Magneto-Optic Trap* : piège magnéto-optique

6. *Zeeman Slower* : ralentisseur Zeeman

3.1.2 Choix des modulateurs acousto-optiques

Un modulateur acousto-optique, abrégé AOM⁷ est un appareil qui, via un réseau d'indice causé par une onde ultra-sonore se propageant dans un cristal, permet de dévier un faisceau laser tout en décalant sa fréquence de quelques centaines de mégaHertz, et ce de façon ajustable par l'expérimentateur.

Pour générer les faisceaux requis, nous allons utiliser ces propriétés des AOM et construire la chaîne en conséquence. L'inconvénient de ce matériel réside dans le fait que la déviation du faisceau dépend de la fréquence ajoutée (ou soustraite).

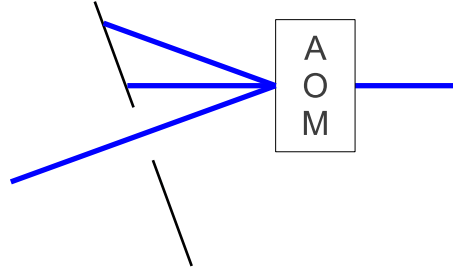


FIGURE 6 – Schéma de montage en simple passage d'un AOM. La fréquence du laser sortant est décalée de quelques centaines de mégaHertz suivant l'AOM utilisé. Le faisceau décalé en fréquence comme on le souhaite est dévié par l'AOM. Il est donc nécessaire de construire le reste de la chaîne en aval après avoir repéré et optimisé la transmission en puissance du faisceau qui nous intéresse.

Pour les faisceaux dont la fréquence sera fixée tout au long de l'expérience (ZS₅₃, R1 MOT₅₃ et R2 MOT₅₃), cela ne pose pas de problème. Il suffira de construire la chaîne en tenant compte de cette déviation (cf Figure 6). Pour le faisceau du MOT₅₃, cela est plus ardu. En effet, la fréquence de ce faisceau a besoin d'être modifiée régulièrement durant l'expérience. Un montage simple comme celui des autres AOM est donc exclu pour des raisons d'alignement.

Pour parer à cela, on utilise un AOM qui ne réalise que la moitié du décalage en fréquence souhaité, mais on fait passer le laser deux fois par l'AOM (cf Figure 7). En vertu du principe de retour inverse de la lumière, quelque soit l'angle de déviation que l'AOM donne au faisceau laser le traversant, en faisant se réfléchir le faisceau sur un miroir plan perpendiculaire à sa direction de propagation, celui-ci, deux fois dévié (car la déviation en fréquence se fait dans le même sens quelque soit le sens de passage du rayon), ressort de l'AOM par le même trajet que celui par lequel il est entré. On peut ensuite séparer le faisceau entrant et sortant en introduisant une lame $\frac{\lambda}{4}$ entre les deux passages. Cette lame aura pour effet de faire tourner la polarisation du laser de $\frac{\pi}{2}$ (après deux passages du faisceau). Un cube séparateur de polarisation⁸ placé en amont de l'AOM servira à récupérer le faisceau décalé en fréquence comme souhaité.

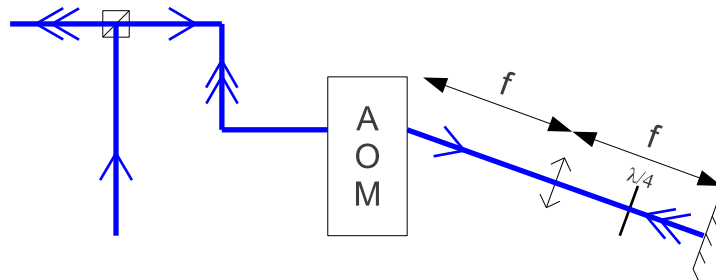


FIGURE 7 – Schéma de montage dit "en œil de chat" d'un AOM. Un tel montage en double passage permet de modifier la fréquence de l'AOM sans perturber l'alignement dans la suite du montage, souvent critique.

Ce montage permet un balayage sur une petite plage de fréquence (de l'ordre de la centaine de MHz) sans mettre en péril l'alignement des optiques en aval, alignement souvent critique à cause de l'injection du laser dans une fibre optique. Cependant, du fait du double passage, le laser subit deux fois l'atténuation en puissance engendrée par l'AOM. De plus pour séparer le faisceau entrant du faisceau sortant, on fait tourner la polarisation du laser de $\frac{\pi}{2}$. Or les AOM ont un axe de polarisation privilégié suivant lequel ils transmettent

7. Acousto-Optic Modulator

8. PBS : Polarization Beam Splitter

mieux la lumière. Avec une polarisation orthogonale à l'autre passant dans l'AOM, il est alors évident que le taux de transmission en puissance lumineuse de l'AOM en double passage sera moins bon que celui de deux simples passages successifs.

La puissance lumineuse à la sortie de ce montage est donc bien plus atténuée qu'avec un montage simple, ce qui en limite l'usage au strict nécessaire pour éviter le gaspillage de puissance lumineuse.

La puissance lumineuse transmise dépende aussi de la taille du faisceau en entrée. En effet, les AOM ont des ouvertures circulaires de 1.5 mm de diamètre⁹(une exception dans le montage : l'AOM du bras du repompeur 2 du MOT₅₃ a une ouverture de 1 mm de diamètre). Cela introduit une contrainte sur la largeur des faisceaux entrant. L'équipe a déterminé que la transmission était optimale pour une largeur de faisceau de l'ordre du tiers du diamètre de l'ouverture de l'AOM. On adapte donc les faisceaux avec des paires de lentilles (une convergente, une divergente) montées en configuration télescope en amont des AOM.

3.1.3 Choix du montage

Pour le montage expérimental de la chaîne bleue fermionique, il faut garder à l'esprit plusieurs points pour limiter les pertes en puissance lumineuse.

Tout d'abord, il est nécessaire d'adapter la largeur des faisceaux aux ouvertures des AOM via des associations de lentilles montées en télescope afin d'optimiser la transmission en puissance. Celle-ci est optimale quand la largeur du faisceau représente le tiers de l'ouverture de l'AOM.

Ensuite, cette même largeur en sortie d'AOM doit être adapté au mode de la fibre par un autre jeu de lentilles montées en télescope.

Enfin, afin de faciliter les ajustements dans la position du faisceau, il est utile de monter avant chaque AOM et chaque injection un système de miroirs sur supports inclinables en périscope. À noter que, pour l'injection du laser dans la fibre, le montage en périscope est absolument nécessaire avec des supports à vis micrométriques.

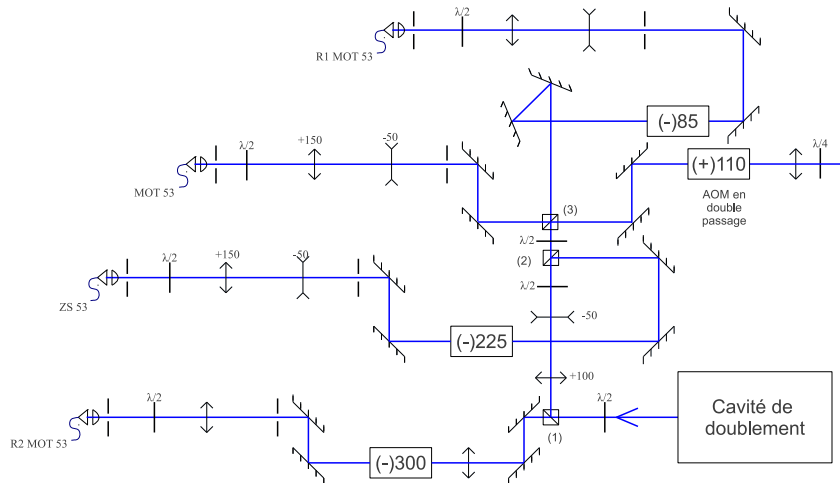


FIGURE 8 – Schéma de montage proposé pour la chaîne dite "bleu 53". À partir de la cavité doubleuse de fréquence, on divise le faisceau en plusieurs bras passant chacun dans un AOM différent afin d'obtenir toutes les fréquences nécessaires à l'expérience sur l'isotope fermionique du chrome. Ce montage a l'avantage que le bras où se situe l'AOM à -225 MHz est déjà monté et injecté dans la fibre. Mais il oblige à faire travailler les cubes séparateurs en extinction, ce qui rend la puissance transmise instable et déforme le profil en intensité du laser. Il n'est donc pas satisfaisant.

Une fois ces quelques points en tête, il faut réfléchir au positionnement des bras sur la chaîne. En effet, chaque bras nécessite une certaine puissance lumineuse pour être utilisé au refroidissement du fermion : il faut beaucoup plus de puissance pour le ZS₅₃ et le MOT₅₃ que pour les repompeurs du MOT₅₃. Cela doit être pris en compte dans la conception globale de la chaîne, car les cubes séparateurs de polarisation, s'ils sont utilisés en extinction, déforment le profil d'intensité du laser et induisent des variations de puissance au delà des seuils de tolérance de cette expérience.

J'avais tout d'abord pensé au montage représenté sur la figure 8, car cela m'évitait de déplacer le bras de l'AOM à -225 MHz (ZS₅₃), déjà monté avant mon arrivée. Cependant, les cubes (1) et (3) auraient dû travailler à l'extinction (car les repompeurs R1 et R2 du MOT₅₃ n'ont besoin que de quelques mW alors que le ZS₅₃ et

9. (

le MOT₅₃). Cette situation de travail fait que la puissance en bout de chaîne varie beaucoup plus que ce que l'expérience peut tolérer.

J'ai donc conçu les montages des figures 9 et 10. Sur ceux-ci, c'est le deuxième cube qui travaille partiellement en extinction, même si cela est moins important que sur la figure 8. Le choix entre ces deux possibilités s'est fait sur un critère d'espace disponible sur la table de montage.

En effet, le faisceau d'origine se situe à une vingtaine de centimètres du bord de la table auquel il est parallèle. Or sur la figure 9, le montage en double passage, plus gourmand en espace qu'un simple passage, est sensé se situer sur ce bord de table. Ce fait rend donc ce schéma moins bon voire irréalisable par rapport au schéma de la figure 10, qui est finalement le schéma retenu pour réaliser le montage expérimental.

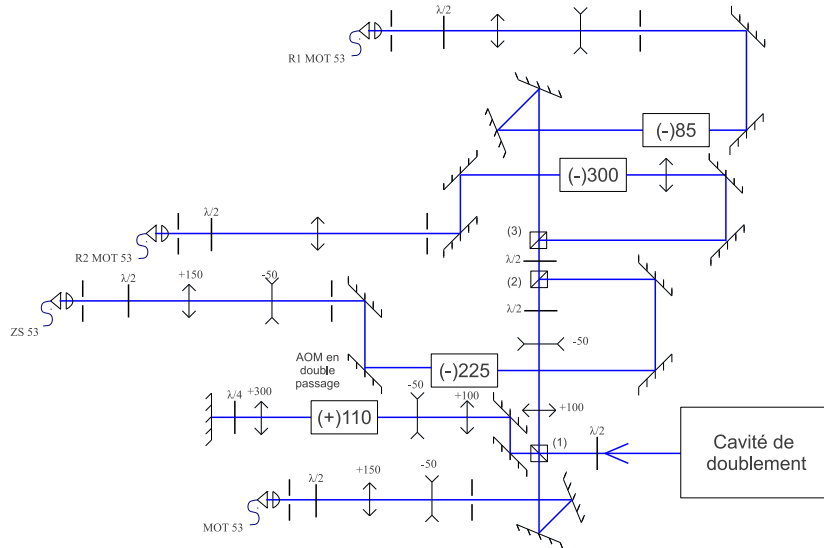


FIGURE 9 – Schéma de montage proposé pour la chaîne dite "bleu 53". À partir de la cavité doubleuse de fréquence, on divise le faisceau en plusieurs bras passant chacun dans un AOM différent afin d'obtenir toutes les fréquences nécessaires à l'expérience sur l'isotope fermionique du chrome. Sur ce montage, le problème du travail à l'extinction des cubes séparateurs est partiellement résolu, mais le double passage, gourmand en place, est situé dans une zone en bord de table, peu propice à ce genre d'installation. Cela rend ce schéma non satisfaisant.

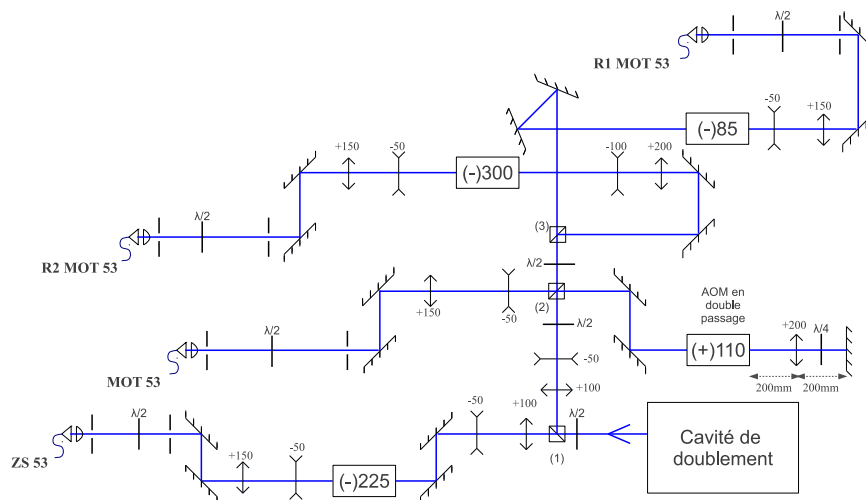


FIGURE 10 – Schéma de montage de la chaîne dite "bleu 53". À partir de la cavité doubleuse de fréquence, on divise le faisceau en plusieurs bras passant chacun dans un AOM différent afin d'obtenir toutes les fréquences nécessaires à l'expérience sur l'isotope fermionique du chrome. Les problèmes de travail à l'extinction des cubes séparateurs est partiellement résolu et l'encombrement de la partie du montage sur le bord de table est réduit. Cela rend ce schéma satisfaisant pour le montage expérimental.

3.2 Les modulateurs acousto-optiques

3.2.1 Caractéristiques et intérêt des AOM

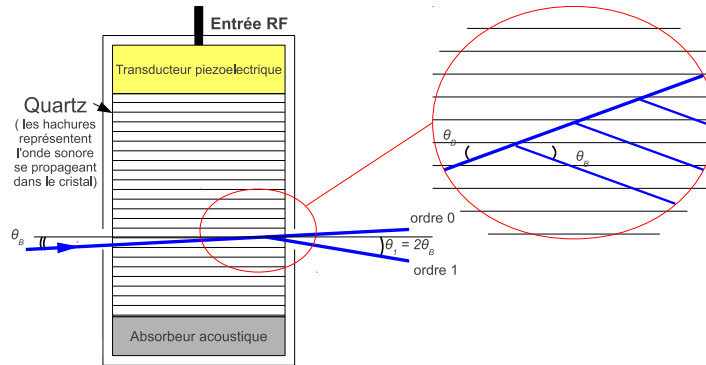


FIGURE 11 – Schéma de fonctionnement d'un AOM (Acousto-Optic Modulator modulateur acousto-optique). L'envoi d'une tension sinusoïdale dans le transducteur piézoélectrique lui fait générer des ondes sonores dans le quartz. Cela crée un réseau de diffraction de Bragg. Le faisceau laser entrant est alors diffracté par le réseau formé et les ordres diffractés sortent avec un angle θ et une fréquence $f' = f + mF$ où m est l'ordre de diffraction.

Un modulateur acousto-optique est principalement composé d'un transducteur piézoélectrique et d'un cristal. Son fonctionnement est le suivant (cf Figure 11) : un signal radio-fréquence (de l'ordre de quelques centaines de mégaHertz et d'une puissance de l'ordre de 0.5 W à 1.5 W, suivant les appareils) est délivré par le "driver" vers le transducteur piézoélectrique. Celui-ci, sous l'effet du signal RF¹⁰, va générer une onde sonore progressive dans le cristal. Cette onde sonore créée dans le cristal fait fluctuer l'indice de réfraction du milieu, formant ainsi un réseau de diffraction. Celui-ci, du fait que l'onde sonore est progressive, peut être considéré comme en mouvement. On a ainsi formé un réseau de diffraction de Bragg¹¹.

Le faisceau laser incident est alors diffracté par ce réseau suivant plusieurs ordres discrets dont les intensités dépendent de l'angle d'incidence (elles sont données par des fonctions de Bessel pour de faibles incidences). À une certaine valeur de l'angle d'incidence, le réseau ne produira plus qu'un seul ordre de diffraction, les autres ordres étant détruits par interférences. On appelle cet angle l'*incidence de Bragg* θ_B , dont la valeur est :

$$\sin(\theta_B) = \frac{\lambda}{2\Lambda}, \text{ avec } \lambda = \frac{\lambda_0}{n} \quad (1)$$

où λ_0 la longueur d'onde du laser, n l'indice du cristal et Λ la longueur d'onde associée à la fréquence du signal RF.

L'AOM introduit aussi un décalage en fréquence des ordres diffractés.

$$\nu' = \nu + mF \quad (2)$$

avec ν la fréquence du laser en entrée, ν' celle du laser en sortie et F la fréquence du signal radiofréquence.

Cette dernière propriété est celle que l'on utilise pour décaler légèrement et précisément la fréquence du laser.

3.2.2 Etude de la transmission des AOM utilisés

On cherche à obtenir la meilleure transmission en puissance lumineuse à travers un AOM. Pour cela, je me suis intéressé à l'évolution de la transmission en puissance lumineuse dans l'ordre -1 de l'AOM dont on se sert pour le ZS₅₃ en fonction de la puissance RF délivrée par le *driver*. Cette étude a pour objectif de déterminer une plage de puissance RF optimisant la transmission tout en limitant les risques de casse pour l'AOM. Les données, représentées dans la figure 12, sont modélisables par une sigmoïde. On remarque qu'à plus de 1.2 W de puissance RF délivrée, l'augmentation du taux de transmission en fonction de la puissance RF est très petite. Cela rend donc inutile et même dangereux pour l'AOM le fait de l'utiliser avec une puissance RF supérieure à 1.2 W. On obtient alors un taux de transmission de $70\% \pm 3\%$ ¹².

10. radiofréquence : le signal est une sinusoïde d'une fréquence de quelques centaines de MHz et d'environ 1 W de puissance

11. aussi applé "cellule de Bragg"

12. Le fabricant annonce pour cet aom MT220-B40-A1.5 une efficacité supérieure à 60%

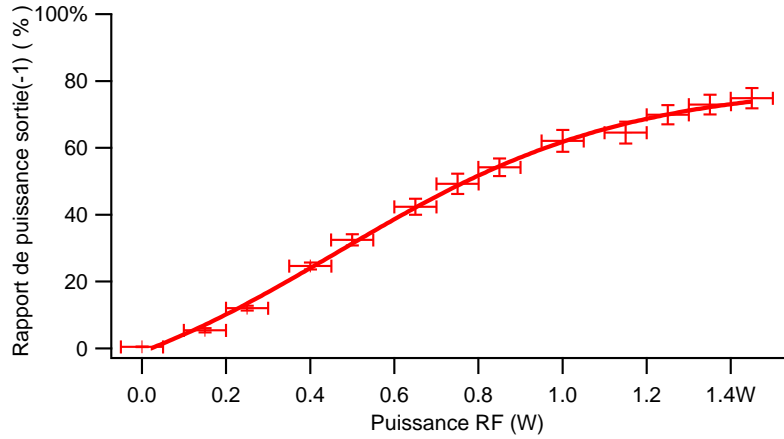


FIGURE 12 – *Taux de transmission en puissance lumineuse de l’AOM à -225 MHz en fonction de la puissance RF délivrée par le driver. Les mesures ont été effectuées à une puissance lumineuse en entrée d’AOM de $10.15 \text{ mW} \pm 0.15 \text{ mW}$. On constate qu’à partir de 1.2 W, l’augmentation de la puissance RF n’améliore que peu la transmission de l’AOM à l’ordre (-1).*

3.3 Les fibres optiques

3.3.1 Caractéristiques des fibres utilisées

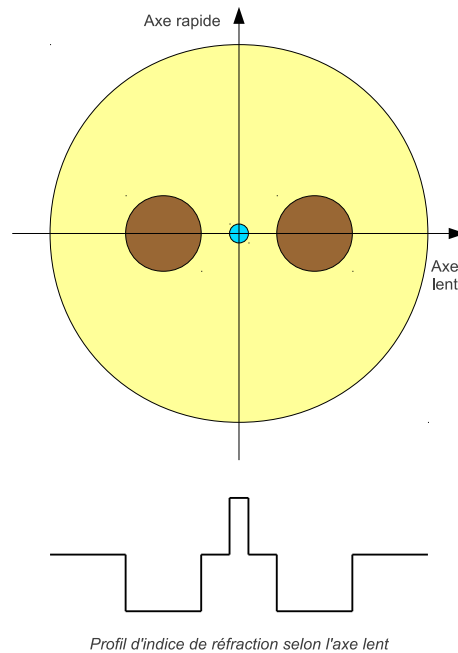


FIGURE 13 – *Schéma en coupe d’une fibre optique de type PANDA (à maintien de polarisation). Le cœur (en bleu) est entouré par la gaine (en beige) dans laquelle ont été glissés de part et d’autre du cœur selon un axe deux éléments de faible indice de réfraction. L’alignement de ces deux éléments définit un axe dit “lent”. Si la lumière injectée est polarisée perpendiculairement à cet axe, la polarisation en sortie de fibre sera constante malgré les variations des paramètres extérieurs.*

Une fibre optique est un guide d’onde lumineuse dont le principe de fonctionnement peut être compris avec la loi de la réfraction de Snell-Descartes (dans le cas de la réflexion totale) entre un cœur (dans lequel va se propager la lumière) et une gaine. Cependant, le fonctionnement exact nécessite l’interprétation de la théorie de électromagnétisme.

À ce titre, une fibre, en tant que guide d’onde électromagnétique, possède un ensemble de modes spatiaux de propagation sur lesquels le mode transverse du faisceau entrant sera projeté lors de son injection dans la

fibres. À chaque mode (excepté le fondamental) est associé une fréquence de coupure en dessous de laquelle il ne se propage plus. Il existe donc une plage de fréquence dans laquelle il n'y a plus qu'un seul mode qui se propage dans la fibre. On dit alors de celle-ci qu'elle est monomode sur cette plage de fréquences.

Certaines fibres sont dites "à maintien de polarisation". Ces fibres possèdent un axe propre (cf figure 13). Si la polarisation en entrée est alignée sur cet axe (axe rapide), alors la polarisation en sortie de fibre est constante au cours du temps, malgré les variations des paramètres extérieurs (température, etc)

Les fibres optiques utilisées¹³ pour transférer les faisceaux lasers de la chaîne bleue fermionique vers l'expérience principale sont des fibres traitées pour des longueurs d'ondes entre 400 nm et 500 nm, monomodes et à maintien de polarisation (de type PANDA).

3.3.2 Adaptation de mode du faisceau laser entrant

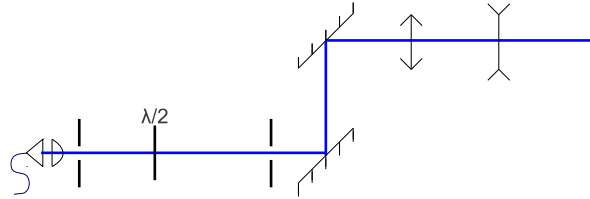


FIGURE 14 – Montage du système d'injection du laser dans une fibre optique monomode. On place d'abord un télescope pour optimiser la taille du faisceau en vue de l'injection. On monte ensuite deux miroirs sur des supports inclinables avec des vis micrométriques pour déplacer de façon précise le faisceau lors de l'injection. On place deux ouvertures pour marquer l'alignement optimal (au cas où l'on perdrait l'alignement) ainsi qu'une lame $\lambda/2$ pour contrôler la polarisation de la lumière injectée.

L'une des caractéristiques de ces fibres monomodes est le faible diamètre de coeur (ici $3.2 \mu\text{m}$), ce qui nécessite une très grande précision dans l'injection du laser et dans l'adaptation du mode.

La précision de l'injection s'obtient en montant le support d'entrée de fibre et son colimateur sur une cage permettant de régler la distance entre la fibre et la lentille de colimation avec une vis micrométrique en utilisant deux miroirs sur des montures dont l'inclinaison est réglable avec, encore un fois, des vis micrométriques. Afin de pouvoir modifier à la fois l'inclinaison et la position du faisceau, ces deux miroirs sont montés en configuration de périscope (cf figure 14). Il faut ensuite jouer sur les vis fines afin de positionner le faisceau de façon à ce que celui-ci soit "parfaitement" aligné avec l'axe central de la fibre et que sa largeur soit adaptée au mode propre de celle-ci. Une astuce de montage permet de faire rapidement un alignement grossier du faisceau. Si l'on a une fibre du même type injectée avec un laser à peu près à la même fréquence, on installe la sortie de cette fibre sur l'entrée à régler. On place alors deux diaphragmes comme indiquée sur la figure 14 de telle sorte que le faisceau sortant de la fibre passe exactement au milieu des ouvertures. On fixe ceux-ci et on réinstalle la fibre à injecter. On obtient alors un alignement grossier en positionnant le laser à injecter au centre des deux ouvertures.

Pour l'adaptation de la largeur du faisceau au mode de la fibre, il est nécessaire de monter une paire de lentilles (une divergente, une convergente) en configuration télescope juste avant les miroirs d'injection. En effet, pour optimiser la transmission en puissance dans la fibre, on doit obtenir à l'entrée de cette dernière une largeur d' de $3.2 \mu\text{m}$. On obtient la largeur d du faisceau à injecter avant la lentille de collimation de focale f avec la formule de conjugaison des lentilles pour les faisceaux gaussiens :

$$d = 4 \frac{\lambda f}{\pi d'} \quad (3)$$

avec λ la longueur d'onde du laser.

Avec un faisceau de longueur d'onde $\lambda = 425.5 \text{ nm}$, pour une lentille de focale $f = 11 \text{ mm}$ et une largeur attendue en sortie $w' = 3.2 \mu\text{m}$, on doit avoir en entrée un laser de largeur $d = 1.86 \text{ mm}$. Or, après l'adaptation faite pour optimiser la transmission des AOM, nos faisceaux ont une largeur de 0.5 mm . Il faut donc installer des télescopes de grossissement de l'ordre de 3,7 pour optimiser la transmission en puissance dans la fibre.

Pour des raisons matérielles¹⁴ il fallait choisir le meilleur grossissement disponible tout en limitant l'écartement entre les deux lentilles pour des raisons de compacité du montage), j'ai décidé d'utiliser des télescopes de grossissement 3. L'optimisation de la taille du faisceau se fait en modifiant la distance entre les deux lentilles du télescope ainsi que la distance entre le télescope et la lentille de collimation. Avec une fibre de 6 m de long

13. modèle PM-S405-HP

14. (

et du type décrit plus haut, ce type de montage d'injection et un laser à 425.5 nm, on arrive à obtenir un taux de transmission en puissance lumineuse jusqu'à 72%.

3.3.3 Effet de la longueur de fibre

En vue d'optimiser le transfert des lasers de la table fermionique à la table principale, j'ai étudié l'effet de la longueur de la fibre sur l'atténuation lumineuse. J'ai comparé les taux de transmission maximum que j'arrivais à obtenir avec trois fibres de longueurs respectivement de 6 m, 8 m, et 10 m. Les résultats sont présentés sur la figure 15.

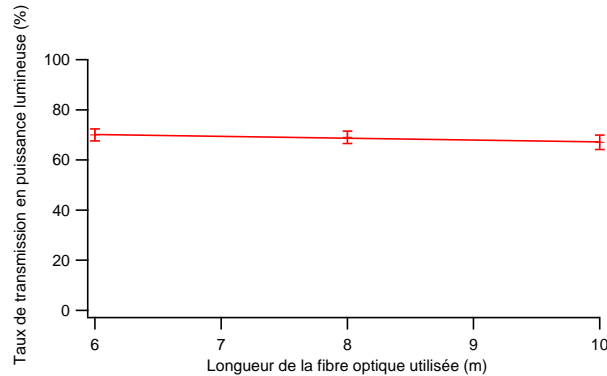


FIGURE 15 – Taux de transmission en puissance lumineuse dans une fibre en fonction de la longueur de la fibre. À chaque point de mesure, l'injection du laser dans la fibre a été optimisée. La seule remarque que l'on peut faire est qu'à cet ordre de grandeur de modification de la longueur (de l'ordre de 2 m), celle-ci n'a que peu d'influence sur le taux de transmission en puissance lumineuse, même si l'on peut voir une légère tendance décroissante quand la longueur augmente.

On peut remarquer que l'effet du changement de longueur n'est vraiment pas évident et donc peu sensible sur des variations de longueur de l'ordre de quelques mètres. On obtient en moyenne une atténuation de 0.047 dB/m, conforme aux informations fournies par le constructeur¹⁵ atténuation annoncée inférieure à 50 dB/km, soit 0.05 dB/m)

On peut donc en déduire que la longueur de fibre ne sera pas un paramètre critique quant à l'optimisation de la transmission en puissance de l'ensemble de la chaîne, même s'il reste recommandé de ne pas utiliser une fibre inutilement longue, pour des raisons d'encombrement entre autres.

3.3.4 Etude du profil d'intensité en sortie de fibre

Avec l'idée d'optimiser la largeur du faisceau laser injecté dans la fibre, j'ai étudié le profil en intensité du faisceau laser à la sortie de la fibre (monté avec pour collimateur le même modèle de lentille que celle d'injection), pensant alors trouver de façon empirique le rapport à obtenir avec le télescope d'adaptation de mode. M'attendant à obtenir, comme pour le faisceau à l'entrée de la fibre, un profil d'intensité gaussien (cf figure 16(a)), je m'interroge lorsque je mesure en sortie un profil qui l'est beaucoup moins (cf figure 16(b)).

Pensant que le fait que le profil d'intensité ne soit pas gaussien est dû à des aberrations sphériques introduites par la lentille de collimation¹⁶ ce qui serait étrange car la lentille utilisée est asphérique et a priori de bonne qualité), je mesure le profil du faisceau en sortie de fibre, mais cette fois sans collimateur (cf figure 16(c)). On constate que le faisceau est beaucoup plus large car franchement divergent en sortie de fibre. Les profils obtenus ne sont pas gaussiens, ce qui peut s'expliquer par le fait que le mode de transmission de la fibre n'a aucune raison de l'être¹⁷ le profil de ce mode dépendant fortement des caractéristiques de la fibre). Cela pourrait néanmoins poser problème pour l'utilisation de ces faisceaux dans l'expérience de refroidissement et de piégeage des fermions.

Ces mesures ont été réalisées avec la caméra très proche de la sortie de la fibre (à environ 5 cm). Je fais alors des mesures en mettant la caméra à différentes distances de la sortie de fibre.

Lorsque l'on met la caméra relativement près de la sortie de fibre (ici à 30 cm), on mesure le profil représenté sur la figure 17(a). Ce profil ne peut être comparé à une gaussienne. En éloignant la caméra, on constate une "amélioration" progressive (comme on le voit sur le profil mesuré à 1 m sur la figure 17(b), pas encore gaussien mais nettement mieux que le profil 17(c)) pour arriver à un profil gaussien aux environs de 1.30 m.

15. (

16. (

17. (

Ce phénomène reste encore assez mystérieux pour moi. L'explication fournie par les aberrations sphériques ne tient pas et le fait que le profil, non gaussien en sortie de fibre, le redevienne par la suite me laisse dubitatif. Peut-être le profil se moyenne-t-il en gaussienne en parcourant une certaine distance.

Par la suite, il a été remarqué que la caméra ne répondait pas linéairement lorsque l'intensité lumineuse était très faible ou bien proche de la limite de saturation des capteurs. Cela peut aussi expliquer la déformation des courbes proches du maximum d'intensité qui se trouve être dans la zone de non-linéarité de la réponse de la caméra. Cependant, on s'attendrait plus à ce que la courbe se tasse, comme montré sur la figure 16(d), plutôt que d'obtenir un profil en pic.



FIGURE 16 – Profils d'intensité du faisceau laser (a) avant l'injection, (b) à la sortie de la fibre avec un collimateur, (c) à la sortie de la fibre sans collimateur et (d) à la sortie de la fibre avec collimateur en saturant la caméra. La caméra est placée à 5 cm du collimateur (ou de la sortie de fibre s'il n'y a pas de collimateur).

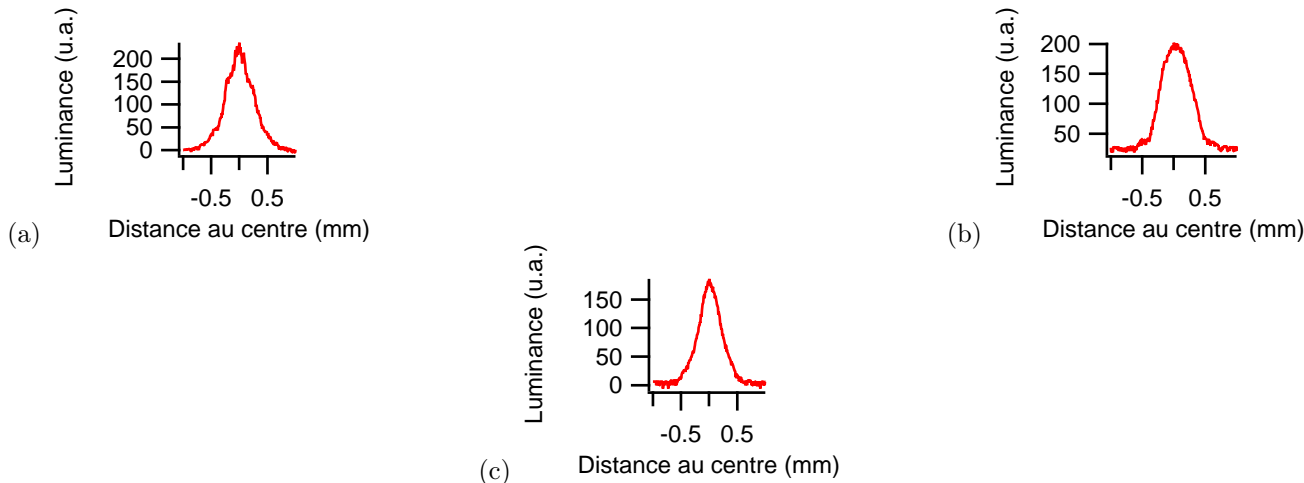


FIGURE 17 – Profils d'intensité du faisceau laser (a) à 30 cm de la sortie de la fibre avec un collimateur, (b) à 1 m de la sortie de la fibre avec un collimateur et (c) à 1.30 m de la sortie de la fibre avec un collimateur.

4 Mesure d'absorption sur le jet atomique de chrome

4.1 Montage expérimental pour la mesure d'absorption

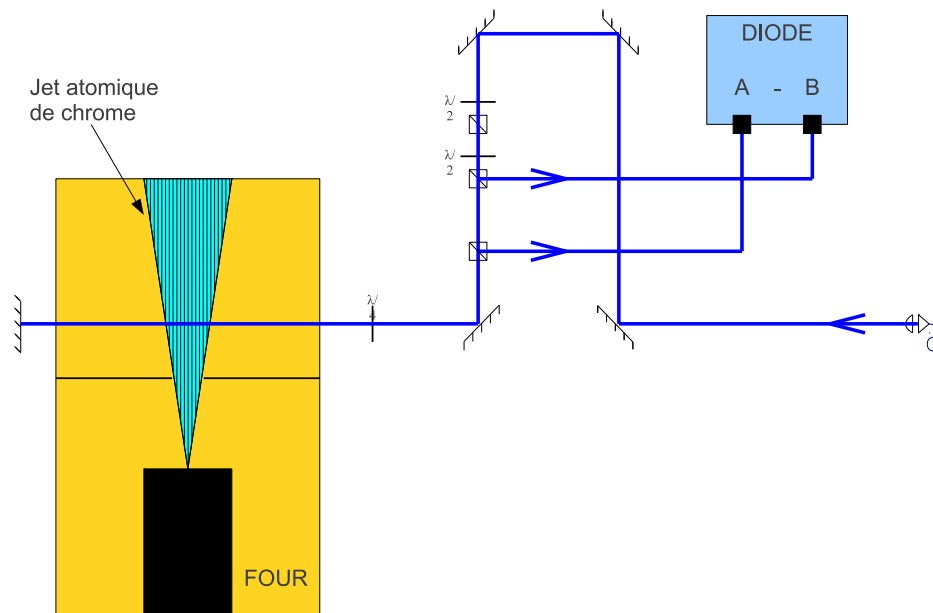


FIGURE 18 – Schéma du montage pour effectuer les mesures d'absorption. Le premier cube sert à maîtriser la puissance lumineuse utilisée pour la mesure. En effet, on n'utilise qu'une infime partie de la puissance du laser en sortie de fibre pour ne pas saturer l'absorption. Le deuxième cube sert à séparer le faisceau pour faire la mesure via une diode A - B : on soustrait le signal lié au faisceau d'origine au signal du faisceau servant à l'absorption. Cela permet de s'affranchir d'une grande partie du bruit en fréquence du laser. On fait ensuite passer deux fois le faisceau dans le jet atomique de chrome pour doubler les effets de l'absorption et ainsi augmenter le rapport signal sur bruit. L'acquisition se fait ensuite via un oscilloscope en moyennant les signaux pour encore diminuer le bruit. Avec le système de contrôle de la fréquence du laser, on effectue alors un balayage autour de la fréquence liée à la transition du ^{52}Cr en déclenchant l'acquisition via un signal de rampe émis par le système de balayage.

Pour réaliser les mesures d'absorption dans le jet atomique de chrome en sortie de four, j'ai utilisé le laser prévu pour le MOT $_{53}$. Je l'ai amené près du four via une fibre optique décrite en 3.3.1, puis je l'ai greffé sur le montage préexistant, montré sur la figure 18, prévu pour les mesures d'absorption du boson, servant à surveiller l'état du four [16]. Ce montage permet de mesurer l'absorption due aux différents isotopes du chrome via un balayage en fréquence du laser¹⁸ la plage de fréquences est trop importante pour que le balayage soit fait en utilisant l'AOM en double passage (on balaye sur plus de 1GHz alors que l'AOM ne peut balayer que sur une plage de l'ordre de la centaine de MHz). On balaye directement la fréquence du laser Titane-Saphir.). On commence d'abord par éliminer la puissance lumineuse risquant de saturer l'absorption. On sépare ensuite le faisceau en deux afin de pouvoir soustraire le bruit en fréquence du laser au signal d'absorption. On procède alors à un double passage dans le jet atomique en sortie de four pour doubler le signal dû à l'absorption. Le rapport signal sur bruit obtenu nous laisse espérer qu'en moyennant les signaux acquis, on puisse voir les signaux d'absorption du ^{53}Cr . On envoie enfin le signal dans une diode A - B qui enverra un signal électrique correspondant à la différence entre le signal du laser d'origine et celui du laser ayant subi l'absorption.

4.2 Résultats expérimentaux

L'acquisition se fait sur un oscilloscope déclenché par un signal de rampe émis par le système de balayage en fréquence du laser Ti-Sa. Une fois le système de mesure étalonné, on fait plusieurs acquisitions en moyennant les signaux. Après traitement, on obtient la courbe d'absorption représentée sur la figure 19. On remarque sans difficulté le pic d'absorption (de 1%) dû au ^{52}Cr sur lequel j'ai centré les mesures. On distingue aussi, à -400 MHz, une petite bosse (la valeur de l'absorption est de 0.048%) qui ne disparaît pas au moyennage, de même aux alentours de +350 MHz (absorption de 0,096%). Enfin, on peut voir que le pied du pic d'absorption du

18. (

^{52}Cr est plus large à gauche (vers les décalages en fréquence négatifs) qu'à droite (vers les décalages en fréquence positifs). Cela peut laisser supposer la présence d'une bosse supplémentaire à environ -150 MHz, mal résolue par la mesure.

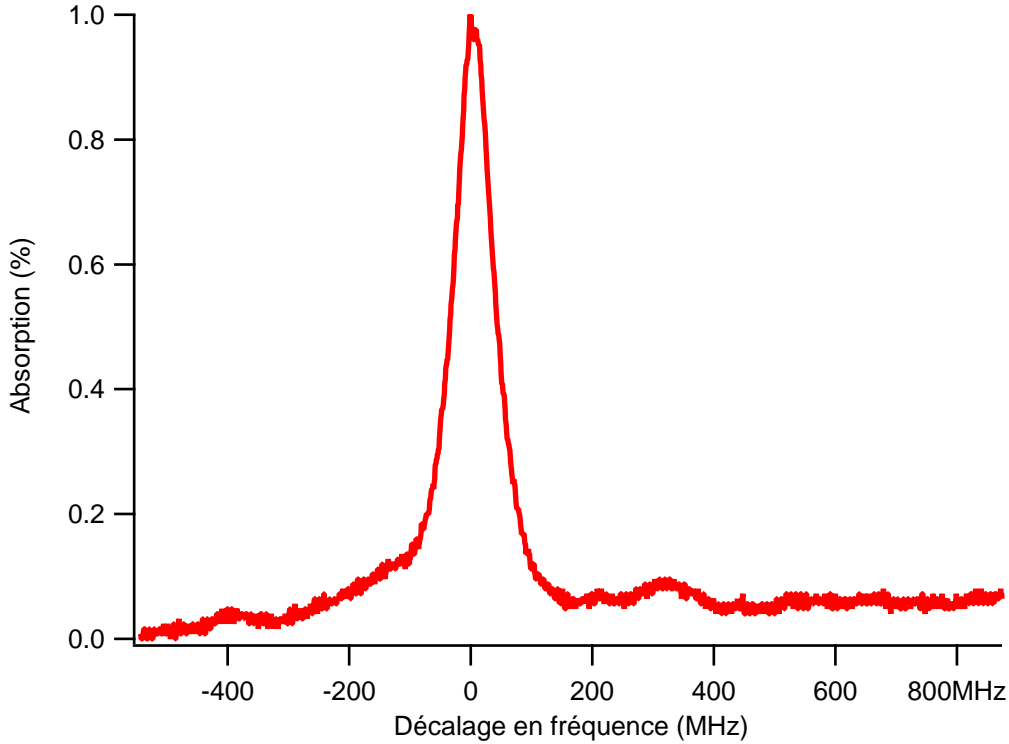


FIGURE 19 – Mesures d'absorption du laser MOT_{53} balayé en fréquence en double passage dans le jet atomique de chrome à la sortie du four. Les mesures sont centrées sur le pic principal d'absorption lié au ^{52}Cr . On remarque à -400 MHz et aux environs de +350 MHz la présence de deux bosses (les maximums locaux d'absorption sont respectivement de 0,048% et de 0,096%) étant liées à l'absorption due au ^{53}Cr . De même, l'élargissement asymétrique du pied du pic d'absorption du ^{52}Cr suggère la présence d'une troisième bosse mal résolue vers -150 MHz.

Ces trois bosses représentent les signaux d'absorption de trois transitions des isotopes du chrome. Pour déterminer les isotopes et les transitions observés, nous avons réalisé une simulation du signal d'absorption obtenu à partir des abondances relatives des différents isotopes du chrome et des fréquences associées aux transitions cyclantes $^7\text{S}_3$ - $^7\text{P}_4$. On obtient le signal simulé représenté sur la figure 21 On prend ici en compte [17, 18] :

- la transition $^7\text{S}_3$ - $^7\text{P}_4$ du ^{52}Cr choisie comme référence pour les décalages en fréquence,
- la transition $^7\text{S}_3$ (9/2) - $^7\text{P}_4$ (11/2) du ^{53}Cr à +306 MHz,
- la transition $^7\text{S}_3$ (7/2) - $^7\text{P}_4$ (9/2) du ^{53}Cr à -6 MHz,
- la transition $^7\text{S}_3$ (5/2) - $^7\text{P}_4$ (7/2) du ^{53}Cr à -245 MHz,
- la transition $^7\text{S}_3$ (3/2) - $^7\text{P}_4$ (5/2) du ^{53}Cr à -412 MHz,
- la transition $^7\text{S}_3$ - $^7\text{P}_4$ du ^{50}Cr (isotope bosonique d'abondance proche de 4%) à -132 MHz.

Afin de déterminer les populations relatives théoriques des niveaux hyperfins de l'état $^7\text{S}_3$ du ^{53}Cr , on utilise la distribution de Boltzmann :

$$\frac{N_i}{N_0} = \frac{g_i e^{\frac{\Delta\nu_i}{k_B T}}}{\sum_{l=0}^3 g_l e^{\frac{\Delta\nu_l}{k_B T}}} \quad (4)$$

avec h la constante de Planck, $\Delta\nu_i$ les décalages en fréquence entre les niveaux hyperfins et le niveau $F = \frac{9}{2}$, g_i la dégénérescence de ces niveaux et k_B la constante de Boltzmann.

On obtient alors les valeurs indiquées dans le tableau 20.

Du fait de la largeur spectrale des pics d'absorption, la raie à -6 MHz ne peut être résolue avec notre système de mesure. On a donc en théorie quatre pics d'absorption décalés en fréquence par rapport au pic central du ^{52}Cr de -412 MHz, -245 MHz, -132 MHz et +306 MHz.

Niveau hyperfin	DÉGÉNÉRESCENCE	$\Delta\nu$ (MHz)	POPULATION RELATIVE
$\frac{3}{2}$	4 %	795	14,29%
$\frac{5}{2}$	6 %	586	21,43%
$\frac{7}{2}$	8 %	293	28,57%
$\frac{9}{2}$	10 %	0	35,71%

FIGURE 20 – Table de population, selon une distribution de Boltzmann, des niveaux hyperfins de l'état 7S_3 du ${}^{53}\text{Cr}$ à $T = 1700\text{ K}$.

Sur ces quatre pics, deux sont clairement présents sur nos mesures : le pic à -412 MHz correspondant à la transition ${}^7S_3(3/2) - {}^7P_4(5/2)$ du ${}^{53}\text{Cr}$ et le pic à $+306\text{ MHz}$ correspondant à la transition ${}^7S_3(9/2) - {}^7P_4(11/2)$ du ${}^{53}\text{Cr}$. L'élargissement asymétrique du pied du pic d'absorption de ${}^{52}\text{Cr}$ peut correspondre au pic de la transition ${}^7S_3(5/2) - {}^7P_4(7/2)$ du ${}^{53}\text{Cr}$ à -245 MHz mal résolu avec le pic de la transition ${}^7S_3 - {}^7P_4$ du ${}^{50}\text{Cr}$ à -132 MHz .

Du fait de l'identification de deux pics d'absorption correspondant à des transitions du ${}^{53}\text{Cr}$, nous sommes sûrs d'avoir "vu" l'isotope fermionique. Avec les valeurs d'absorption rapportées à celle du ${}^{52}\text{Cr}$, on calcule une abondance de ${}^{53}\text{Cr}$ de $11,2\%$, ce qui est plutôt bon au vu de notre rapport signal sur bruit (de 48 pour le pic du ${}^{52}\text{Cr}$, 4,6 pour le signal de la transition ${}^7S_3\frac{3}{2} - {}^7P_4\frac{5}{2}$ du ${}^{53}\text{Cr}$ et 2,3 pour ce lui de la transition ${}^7S_3\frac{3}{2} - {}^7P_4\frac{5}{2}$).

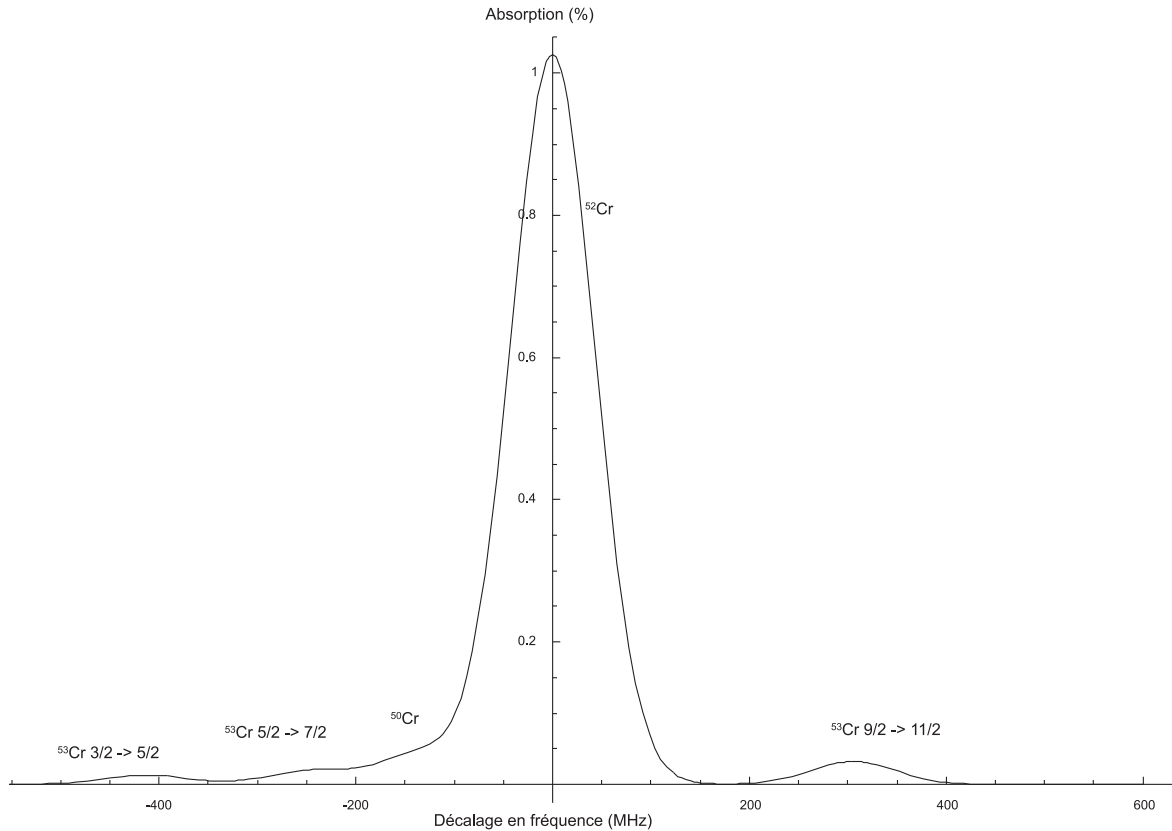


FIGURE 21 – Profil simulé du signal d'absorption du laser balayé en fréquence par le jet atomique de chrome, centré sur la fréquence d'absorption du ${}^{52}\text{Cr}$. On a, du fait de l'absorption du ${}^{53}\text{Cr}$, des pics à -412 MHz , -245 MHz , -6 MHz , $+306\text{ MHz}$ et, du fait de l'absorption du ${}^{50}\text{Cr}$, un pic à -132 MHz . Le pic à -6 MHz est indiscernable du pic central avec ce système de mesure d'absorption. On voit que les pics à -245 MHz et à -132 MHz seront très difficiles à distinguer.

5 Conclusion

À la fin de ces huit semaines de stage, la chaîne bleue fermionique est au trois-quart installée (je n'ai pas pu mettre en place le bras prévu pour le repompeur R1 du MOT₅₃ faute d'avoir le modulateur acousto-optique nécessaire). La transmission en puissance des AOM des trois bras installés est optimisée pour les ordres de diffraction souhaités.

L'injection des lasers dans les fibres reste à améliorer (actuellement, le meilleur taux de transmission en puissance est aux alentours de 20% pour le bras du MOT₅₃ dont on s'est servi pour réaliser les mesures d'absorption). Pour la suite du montage (après avoir optimisé les injections dans les fibres), il faudra placer les sorties de fibres avec collimateurs aux emplacements prévus (et à aménager) sur la table de l'expérience principale et relier l'entrée de contrôle du *driver* de l'AOM servant au décalage en fréquence du faisceau du MOT₅₃ à l'ordinateur.

Ce stage a été pour moi une véritable immersion dans la vie d'une équipe de recherche. J'ai pu découvrir nombre d'applications de mes cours suivis durant l'année, me permettant ainsi de solidifier mes acquis. J'ai découvert la vie d'un laboratoire et le travail sur des expériences et des montages prévus pour durer plusieurs années. J'ai aussi pu suivre et ressentir les émotions qui se succèdent pendant différentes phases d'une expérience : de la déception quand le montage sur lequel on s'acharne pour faire qu'il fonctionne au mieux ne marche pas au bonheur ressenti lorsque le signal tant attendu arrive enfin.

Références

- [1] Radu Chicireanu, “Studies of cold chromium atoms in magnetic and optical traps : steps towards Bose-Einstein Condensation”, *Thèse de doctorat de physique*, Université Paris XIII (2007).
- [2] Arnaud Pouderos, “Refroidissement et piégeage d’atomes de chrome”, *Thèse de doctorat de physique*, Université Paris XIII (2007).
- [3] R. Chicireanu, A. Pouderos, R. Barbe, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, J. Keller, and O. Gorceix, “Simultaneous magneto-optical trapping of bosonic and fermionic chromium atoms”, *Physical Review A*, **73**, no. 5 (2006).
- [4] Q. Beaufils, R. Chicireanu, T. Zanon, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, J. Keller, and O. Gorceix, “All-optical production of chromium Bose-Einstein condensates”, *Physical Review A*, **77**, no. 6 (2008).
- [5] Q. Beaufils, A. Crubellier, T. Zanon, B. Laburthe-Tolra, É. Maréchal, L. Vernac, and O. Gorceix, “Radiofrequency association of molecules : an assisted Feshbach resonance”, *The European Physical Journal D Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, **56**, no. 1, pp. 99–104, 2010.
- [6] Q. Beaufils, A. Crubellier, T. Zanon, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, and O. Gorceix, “Feshbach resonance in d-wave collisions”, *Physical Review A*, **79**, no. 3, 2009.
- [7] Q. Beaufils, T. Zanon, R. Chicireanu, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, J. Keller, and O. Gorceix, “Radio-frequency-induced ground-state degeneracy in a Bose-Einstein condensate of chromium atoms”, *Physical Review A*, **78**, no. 5, p. 51603, 2008.
- [8] B. Pasquiou, G. Bismut, Q. Beaufils, A. Crubellier, E. Maréchal, P. Pedri, L. Vernac, O. Gorceix, and B. Laburthe-Tolra, “Control of dipolar relaxation in external fields”, *Physical Review A*, **80**, p.42716 (2010).
- [9] G. Bismut, B. Pasquiou, E. Maréchal, P. Pedri, L. Vernac, O. Gorceix, B. Laburthe-Tolra, “Collective Excitations of a Dipolar Bose-Einstein Condensate”, *Physical Review Letters*, **105**, p.040404 (2010).
- [10] G. Bismut, B. Pasquiou, D. Ciampini, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, and O. Gorceix, “Optimized loading of an optical dipole trap for the production of Chromium BECs”, *Applied Physics B : Laser and Optics*, (2010).
- [11] B. Pasquiou, G. Bismut, E. Maréchal, P. Pedri, L. Vernac, O. Gorceix, B. Laburthe-Tolra, “Spin Relaxation and Band Excitation of a Dipolar Bose-Einstein Condensate in 2D Optical Lattices”, *Physical Review Letters*, **106**, p.015301 (2011).
- [12] J. Hecker Denschlag, J.E. Simsarian, H. Häffner, C. McKenzie, A. Browaeys, D. Cho, K. Helmerson, S.L. Rolston, W.D. Phillips, “A Bose-Einstein Condensate in an optical lattice”, *Journal of Physics B*, **35**, 3095 (2002).
- [13] I. Bloch, “Ultracold quantum gases in optical lattices”, *Nature physics*, **1**, p.23-30 (octobre 2005).
- [14] R. Grimm, M. Weidemüller, “Optical dipole traps for neutral atoms”, *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*, **42**, p.95-170 (2000).
- [15] Maxime Trebitsch, “Asservissement en fréquence d’un laser Titane-Saphir sur une cavité optique ultra-stable”, *Rapport de stage L3*, ENS Lyon, (2010).
- [16] Baptiste Bourget, “Mesure du flux d’une source effusive de chrome”, *Rapport de stage L3*, ENS Lyon, (2008).
- [17] K. Heilig, D. Wendlandt, “Isotope shift in Cr I”, *Physics Letters*, **25A**, no.3, p.277 (1967).
- [18] W. Ertmer, U. Johann, R. Mosmann, “Measurement of the nuclear quadrupole moment of ^{53}Cr by laser-RF double resonance”, *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, **309**, p.1-4 (1982).
- [19] E. Hecht, *Optics*, Pearson Education (2002).