

Rapport de Stage
Master 2 Dispositifs Quantiques
Université Paris Diderot - Paris 7

Lucas GABARDOS

mars-juin 2016

**Transitions radiofréquences entre états hyperfins
du Chrome 53
Vers son imagerie résolue en spin**

Sous la direction de Laurent VERNAC et Bruno LABURTHERIE-TOLRA

Au Laboratoire de Physique des Lasers - Université Paris 13 - Institut Galilée
99 avenue Jean-Baptiste Clément - 93430 Villetaneuse

Sommaire

I	Contexte général	1
1	Introduction	1
2	L'expérience chrome	1
2.1	Intérêt du chrome	1
2.2	Étapes de l'expérience	2
3	Mon stage	5
II	Transitions hyperfines dans le niveau fondamental du ^{53}Cr	7
1	Théorie des transitions hyperfines pour le ^{53}Cr	7
1.1	Les états hyperfins de $^7\text{S}_3$	7
1.2	Couplage entre les niveaux hyperfins	8
1.3	Les transitions adiabatiques	9
2	La source radiofréquence à DDS	10
2.1	Présentation de la source	10
2.2	Programme de contrôle	10
2.3	Montage et mesures	10
3	Les antennes RF	12
3.1	Deux types d'antennes	12
3.2	Émission théorique d'une antenne $\lambda/2$	13
3.3	Mesures d'émission de l'antenne	13
III	Expériences effectuées sur les fermions	15
1	Spécificités du ^{53}Cr par rapport au ^{52}Cr	15
1.1	Les niveaux du ^{53}Cr	15
1.2	Les lasers	16
2	Piégeage du ^{53}Cr	18
3	Transitions Radiofréquences	18
3.1	Effets des rampes sur l'expérience	18
3.2	Position de la raie $ 9/2, -9/2\rangle \rightarrow 7/2, -7/2\rangle$	19
3.3	Effets de la vitesse de la rampe	19
3.4	Amélioration du nombre d'atomes transférés	20
3.5	Mise en évidence de la polarisation	20
3.6	Limite	20
	Table des figures	22
	Liste des tableaux	23
	Références	23

Résumé

Dans ce rapport, je présente en première partie le contexte général de l'expérience de refroidissement du chrome effectuée par le groupe *Gaz Quantiques Dipolaires* du Laboratoire de Physique des Lasers ainsi que ma contribution lors du stage.

Dans la deuxième partie, je présente la théorie ainsi que la méthode et le montage utilisés pour effectuer des transitions hyperfines dans le niveau fondamental du chrome 53.

Et enfin, dans la troisième partie, je présente les spécificités du piégeage du chrome 53, les expériences effectuées et les résultats obtenus.

Première partie

Contexte général

1. Introduction

Mon stage a été effectué à Villeteuse du 29 février au 1^{er} juillet 2016 au Laboratoire de Physique des Lasers (LPL), unité mixte de recherche du CNRS et de l'Université Paris 13 (UMR 7538). Le LPL compte huit équipes de recherche ayant en commun l'étude ou l'utilisation des interactions entre lumière et matière, que ce soit pour la recherche fondamentale (atomes froids, métrologie...) ou appliquée (LED organiques, optique biomédicale...).

Mon stage s'est déroulé au sein l'équipe *Gaz Quantiques Dipolaires* (GQD) actuellement composée de neuf personnes réparties en trois groupes :

- le groupe chrome :
 - Bruno LABURTHER-TOLRA, chargé de recherche CNRS
 - Laurent VERNAC, maître de conférence (maître de stage)
 - Steven LEPOUTRE, post-doctorant
 - Bruno NAYLOR, doctorant
- le groupe strontium :
 - Martin ROBERT DE SAINT-VINCENT, chargé de recherche CNRS
 - Étienne MARÉCHAL, ingénieur recherche
 - John HUCKANS, professeur invité de l'université de Bloomsburg en Pennsylvanie
- le groupe théorie :
 - Paolo PEDRI, maître de conférence
 - Kaci KECHADI, doctorant

L'expérience chrome, sur laquelle j'ai pu travailler lors de ce stage, a commencé à être construite en 2003. Elle a notamment permis d'effectuer en 2006 le piégeage simultané d'atomes de chrome fermioniques et bosoniques dans un piège magnéto-optique [1], en 2007 un condensat de Bose-Einstein (BEC) a été obtenu avec l'isotope ^{52}Cr grâce à un piège optique hors résonance [2] et en 2014 une mer de Fermi a été réalisée avec l'isotope ^{53}Cr [3].

L'expérience strontium, encore en cours de mise en place, aura pour objectif l'étude de l'isotope fermionique ^{87}Sr qui devrait permettre d'observer, au sein du gaz d'atomes ultra-froids, l'apparition de phases magnétiques exotiques.

Le groupe théorie se charge quant à lui du développement de la base théorique des expériences menées par les groupes chrome et strontium, apportant notamment une aide précieuse à la compréhension des phénomènes physiques à l'origine des résultats obtenus.

2. L'expérience chrome

2.1. Intérêt du chrome

Le chrome est un métal de transition de numéro atomique $Z = 24$ et de configuration électronique $[\text{Ar}]3d^5 4s^1$ ce qui correspond à un état fondamental 7S_3 de spin $S = 3$. Le chrome dans son niveau fondamental a donc un moment magnétique $\mu = g_S S \mu_B = 6 \mu_B$ ¹ six fois plus important que celui des alcalins habituellement utilisés dans les expériences d'atomes froids. Cela permet d'observer des effets importants des interactions dipôle-dipôle sur la physique des gaz quantiques par rapport aux interactions de Van der Waals (dipôle induit-dipôle induit).

1. $g_S = g_J \approx 2$ est le facteur de Landé du niveau fondamental et $\mu_B = 9.274 \cdot 10^{-24} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$ est le magnéton de Bohr

Isotope	^{50}Cr	^{52}Cr	^{53}Cr	^{54}Cr
Abondance naturelle	4.35%	83.79%	9.50%	2.36%
Spin nucléaire	$I = 0$	$I = 0$	$I = 3/2$	$I = 0$
Statistique	bosonique	bosonique	fermionique	bosonique

TABLEAU 1 – Caractéristiques des différents isotopes naturels du chrome.

De plus, comme on peut le voir dans le tableau 1, les isotopes du chrome les plus abondants sont les isotopes ^{52}Cr et ^{53}Cr qui obéissent à une statistique respectivement bosonique et fermionique ce qui permet d'étudier des phénomènes associés à l'une et l'autre de ces statistiques.

2.2. Étapes de l'expérience

2.2.1. Le four

Le chrome ayant une pression de vapeur saturante très faible à température ambiante, il est nécessaire de le chauffer à très haute température ($\sim 1500^\circ\text{C}$) pour obtenir un flux atomique important en sortie du four (figure 1).

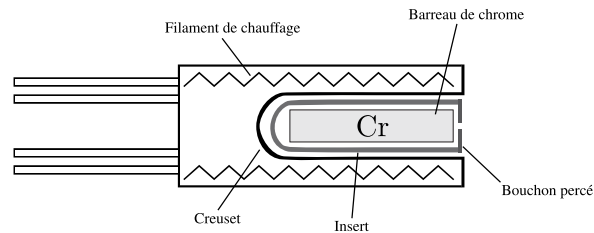


FIGURE 1 – Schéma du four.

Le flux atomique est mesuré en regardant l'absorption subie par un faisceau laser polarisé σ^+ traversant le jet d'atomes lorsqu'on balaye sa fréquence autour de la transition $^7S_3 \rightarrow ^7P_4$. La température est alors réglée pour avoir au moins 1% d'absorption ce qui correspond par expérience au flux minimum à avoir pour un bon déroulement de l'expérience.

2.2.2. Le ralentisseur Zeeman

La vitesse moyenne des atomes en sortie du four est de 500 m/s. Le ralentisseur Zeeman (ZS¹) qui relie l'enceinte du four à l'enceinte expérimentale (figure 2) permet de ralentir les atomes ayant une vitesse inférieure à cette vitesse moyenne. Leur vitesse en sortie du ralentisseur est alors d'environ 30 m/s, suffisamment faible pour permettre leur piégeage.

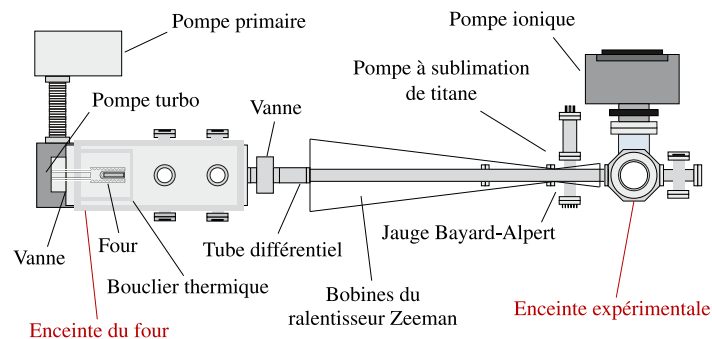


FIGURE 2 – Système de vide comprenant la chambre du four, le ralentisseur Zeeman et la chambre expérimentale.

1. Zeeman Slower

2.2.3. Piégeage du chrome

Les niveaux d'énergie et les faisceaux laser utilisés pour piéger les atomes de ^{52}Cr sont présentés en figure 3. Les niveaux et faisceaux lasers spécifiques au ^{53}Cr seront présentés en partie III.

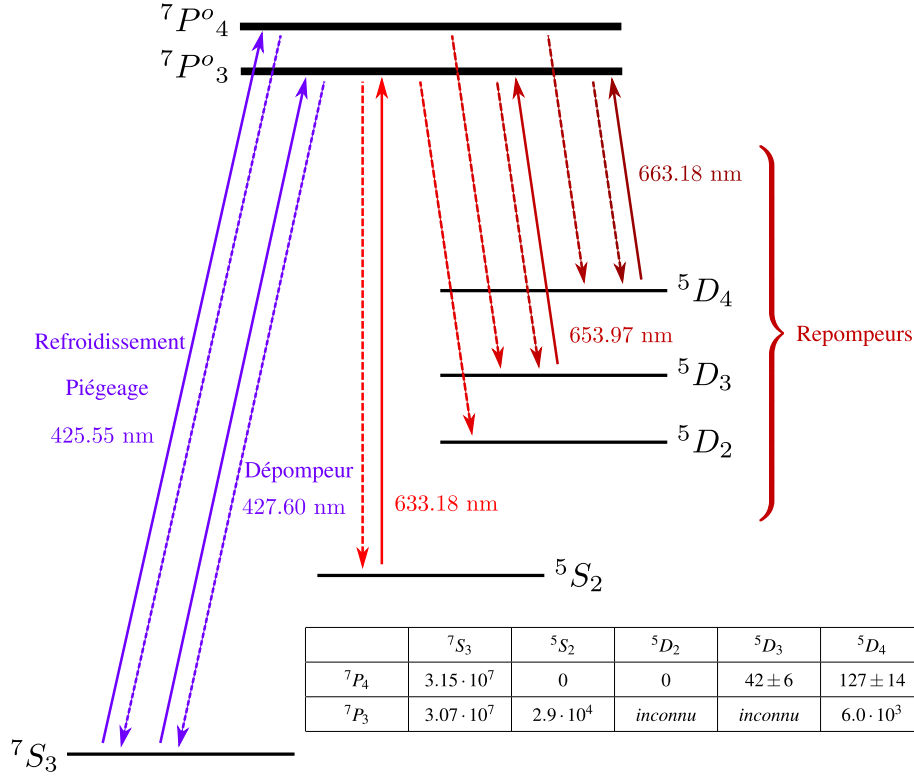


FIGURE 3 – Niveaux du ^{52}Cr adressés durant l'expérience. En traits pleins sont indiqués les lasers utilisés et en traits pointillés les lignes de transition des états 7P_4 et 7P_3 vers l'état fondamental 7S_3 et les états métastables 5S_2 , 5D_2 , 5D_3 et 5D_4 (temps de vie $\tau \geq 50$ s).

Dans le tableau sont indiqués les taux (en s^{-1}) pour les transitions vers les états métastables.

Les atomes sont dans un premier temps piégés dans un piège magnéto-optique (MOT¹) où ils peuvent atteindre une température $T \approx 120 \mu\text{K}$. La transition $^7S_3 \rightarrow ^7P_4$ étant quasi-fermée (voir tableau figure 3), c'est elle qui a été choisie pour le refroidissement. La partie magnétique est quant à elle assurée par deux bobines en configuration anti-Helmholtz placées de part et d'autre de la zone de piégeage et qui maintiennent un gradient de champ magnétique d'environ $18 \text{ G}\cdot\text{cm}^{-1}$ dans les trois directions de l'espace au niveau du MOT.

Comme on peut le voir dans le tableau de la figure 3, les atomes ont une probabilité petite mais non négligeable d'échapper à la boucle de refroidissement en se désexcitant vers les états métastables 5D_3 et 5D_4 , c'est pourquoi ils sont repompés vers le niveau 7P_3 à partir duquel ils peuvent soit retourner dans la boucle de refroidissement soit se désexciter vers l'un des quatre états métastables. Le seul repompage supplémentaire alors nécessaire est celui de 5S_2 vers 7P_3 (repomper à partir de 5D_2 c'est révélé expérimentalement inutile [4]).

Le repompage dans 7P_3 a été préféré au repompage dans 7P_4 car il permet dans un second temps le piégeage des atomes dans un piège dipolaire. En effet, les taux de transitions du niveau 7P_3 vers les états métastables sont plus grands que ceux à partir de 7P_4 ce qui permet une meilleure accumulation. L'intérêt d'accumuler les atomes dans les états métastables pour le piège dipolaire étant qu'ils ne subissent pas de collisions inélastiques assistées par la lumière contrairement à ceux accumulés dans l'état 7S_3 ce qui permet de limiter les pertes. De plus, l'état 5S_2 - uniquement accessible à partir de 7P_3 - a de meilleures propriétés collisionnelles que les 5D .

1. Magneto-Optical Trap

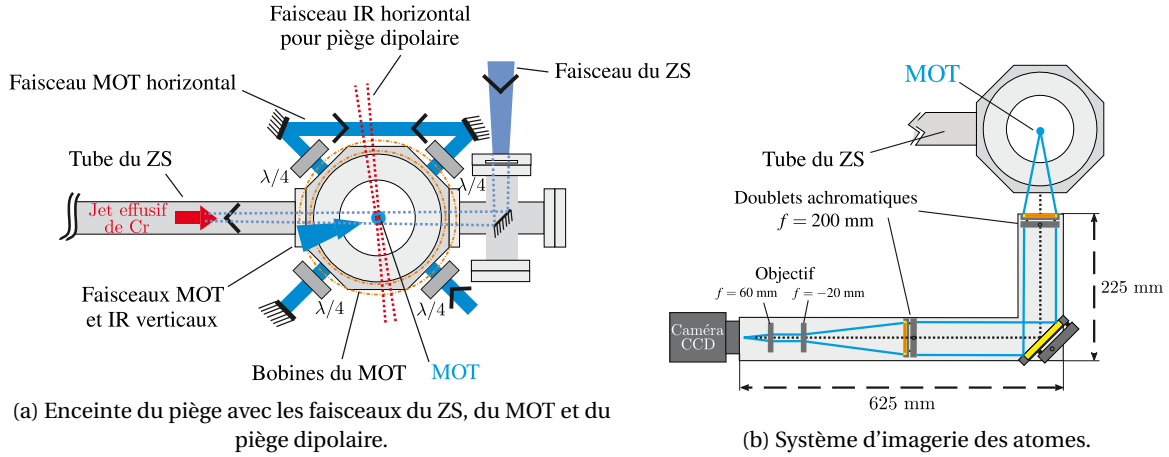


FIGURE 4 – Enceinte du piège et imagerie.

Le piégeage dipolaire est assuré par un laser infrarouge hors résonance de longueur d'onde 1075 nm et puissance 100 W. Le champ électrique $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t)$ du laser entraîne la création d'un dipôle atomique oscillant $\mathbf{d} = \alpha(\omega) \mathbf{E}$ où α est la polarisabilité des atomes. L'énergie potentielle électrostatique des atomes est alors donnée par :

$$V_{\text{dipôle}} = -\frac{\Re(\alpha) I}{2\epsilon_0 c}$$

où $I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E_0^2$ est l'intensité du laser.

Comme le laser est décalé vers le rouge, $\Re(\alpha) > 0$; l'énergie potentielle est donc minimum quand l'intensité laser est maximum. Il suffit alors de focaliser le faisceau laser pour que les atomes soient confinés au point de focalisation (voir figure 4a). Dans le piège dipolaire, les atomes sont chargés à une température égale à celle du MOT, $T \approx 120 \mu\text{K}$.

Une technique mise en place afin d'améliorer le piégeage est celle du "dark spot" qui consiste à placer un fil sur le chemin des faisceaux repompeurs et de l'imager sur le piège dipolaire. Cela permet de continuer à repomper les atomes dans les niveaux métastables trop énergétiques pour être piégés dans le piège dipolaire sans affecter ceux déjà piégés. Ces atomes entrent à nouveau dans la boucle de refroidissement et, une fois suffisamment froids, peuvent à leur tour être piégés dans le piège dipolaire.

Une fois les atomes accumulés dans le piège dipolaire, les faisceaux et champ magnétique du MOT sont coupés et les atomes repompés dans 7S_3 . Une impulsion laser σ^- de longueur d'onde 427 nm les polarise alors dans le niveau Zeeman $m_s = -3$. La puissance du laser à 1075 nm est alors répartie entre deux faisceaux horizontal et vertical pour obtenir un piège croisé, puis diminuée ce qui réduit la profondeur du puits de potentiel et permet de se débarrasser des atomes les plus énergétiques. Cette étape est appelée évaporation, elle permet aux atomes d'atteindre une température $T \approx 100$ nK.

2.2.4. Système d'imagerie

Le système utilisé pour l'imagerie est présenté en figure 4b. Il permet à la fois une imagerie par fluorescence (pour observer le MOT) et une imagerie par absorption (pour observer le piège dipolaire). Le système est constitué de deux doublets achromatiques et d'un télescope permettant un grossissement $\times 3$. La caméra CCD¹ utilisée a une efficacité quantique de 50% à 425 nm. Un pixel de la caméra ayant une taille de $6.5 \mu\text{m}$, un pixel sur l'image représente une taille de $2.16 \mu\text{m}$. La résolution du système a été estimée à $2 \mu\text{m}$.

1. pixelfly de pco. (12 bits, 1392×1024 pixels)

2.2.5. Système laser

Les faisceaux à 425 nm sont obtenus par pompage d'un laser titane:saphir (Ti:Sa) par un laser Verdi-V18 de Coherent de longueur d'onde 532 nm et de puissance 18 W. Cela permet d'obtenir un faisceau laser de puissance 1.5 W à 851 nm qui est ensuite injecté dans une cavité de doublement de fréquence TechnoScan permettant d'obtenir un faisceau de puissance 300 mW à 425 nm.

Les faisceaux à 427 nm sont obtenus par doublement de fréquence d'une diode laser Toptica DL-100 à 855 nm en cavité.

Les faisceaux de repompage à 633, 654 et 663 nm sont également obtenus grâce à des diodes laser Toptica DL-100.

Le faisceau laser du piège dipolaire à 1075 nm est obtenu par un laser à fibre dopée à l'ytterbium YLR-100-LP d'IPG.

Le Ti:Sa est asservi sur une cavité Fabry-Pérot sur le flanc d'un pic de transmission. Les diodes à 633 et 663 nm sont asservies par la méthode de Pound-Drever-Hall (PDH) [5] sur la même cavité Fabry-Pérot. Celle-ci est référencée sur la transition $^7S_3 \rightarrow ^7P_4$ par absorption saturée sur une cathode creuse de chrome. La diode à 654 nm est asservie sur une cavité FP passive ultra-stable et la diode pour le faisceau à 427 nm est asservie sur la transition $^7S_3 \rightarrow ^7P_3$ par absorption saturée.

Les longueurs d'onde des différents faisceaux sont ensuite accordées finement à l'aide de modulateurs acousto-optiques (AOM).

3. Mon stage

Mon stage a pour sujet la préparation de l'état interne pour l'imagerie résolue en spin d'atomes de chrome 53 ultra-froids. Ce travail a été mis en place principalement dans le but d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit dans l'imagerie résolue en spin du fermion. La méthode d'imagerie (méthode de Stern et Gerlach) utilisée pour le boson consiste à imager les atomes par absorption après une chute libre de quelques millisecondes sous un fort gradient de champ magnétique (ce qui permet de les séparer spatialement en fonction de leur état Zeeman). Cependant cette méthode n'est pas adaptée pour le fermion. En effet, ceux-ci étant piégés en plus petit nombre (1000 au lieu de typiquement 20000), l'expansion du nuage atomique lors de la chute libre engendre un rapport signal sur bruit beaucoup plus faible que pour le boson.

La nouvelle méthode d'imagerie consiste à effectuer un transfert adiabatique des atomes dans les niveaux Zeeman $^7S_3|9/2, m_F\rangle$ que l'on ne souhaite pas observer vers des états $^7S_3|7/2, m_F\rangle$, ce qui permet ensuite de faire l'imagerie par absorption des atomes dans l'état Zeeman $^7S_3|9/2, m_F\rangle$ choisi (absorption vers $^7P_4|11/2, m_F'\rangle$). Les atomes non imagés peuvent par la suite être ramenés vers leur état d'origine, un état après l'autre, de manière à pouvoir les imager à leur tour (voir figure 5).

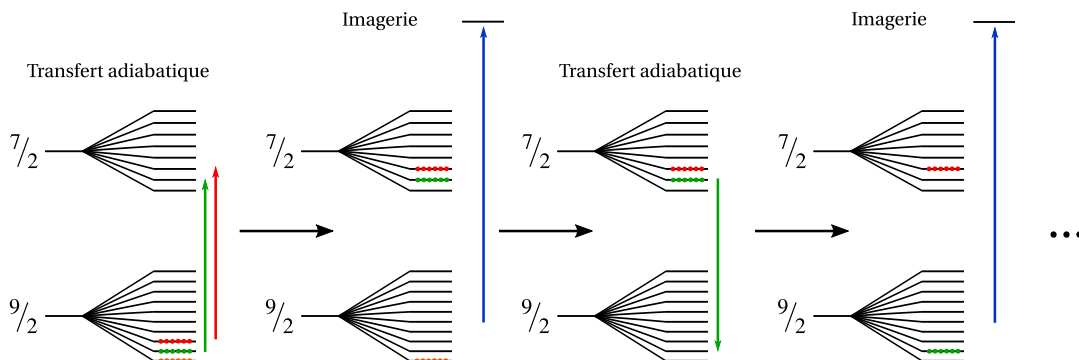


FIGURE 5 – Principe de l'imagerie résolue en spin à l'aide de transitions adiabatiques.

Pour arriver à ce résultat, un travail préparatoire important a dû être effectué. Il a tout d'abord fallu caractériser la source radiofréquence utilisée pour les transferts adiabatiques, tester les antennes RF émettrices et installer l'antenne choisie sur le dispositif expérimental.

L'installation de l'antenne m'a donnée l'opportunité d'interagir avec l'atelier mécanique du LPL. En effet l'antenne choisie étant une antenne $\lambda/4$, il fallait la fixer sur une plaque métallique de façon à obtenir une antenne $\lambda/2$. La plaque de grande dimension ($\sim 50cm$) a donc dû être coupée et percée de façon à fixer l'antenne dessus et à pouvoir la monter sur le dispositif expérimental caractérisé par un fort encombrement.

Ensuite, les dernières expériences faites avec l'isotope fermionique datant de 2014, il a fallu ré-optimiser la chaîne laser dédiée au refroidissement du fermion. Ce qui m'a permis de me familiariser avec les méthodes utilisées pour produire les faisceaux lasers nécessaires au piégeage des atomes.

Pour finir, j'ai été initié au fonctionnement plus général de l'expérience afin de pouvoir commencer les expériences sur le chrome. J'ai donc appris à me servir du logiciel LabView permettant de contrôler le dispositif expérimental, j'ai appris le fonctionnement des différents asservissements des lasers utilisés et nous avons pu alors piéger les fermions dans le piège magnéto-optique puis dans le piège dipolaire. Nous avons ainsi pu piéger jusqu'à 100 000 atomes ce qui est du même ordre de grandeur que ce qui était obtenu (au mieux) par l'équipe en 2014. Les expériences effectuées ensuite nous ont permis d'observer des transitions entre niveaux hyperfins du niveau fondamental 7S_3 .

Deuxième partie

Transitions hyperfines dans le niveau fondamental du ^{53}Cr 1. Théorie des transitions hyperfines pour le ^{53}Cr 1.1. Les états hyperfins de $^7\text{S}_3$

Comme indiqué dans le tableau 1, le ^{53}Cr a un spin nucléaire $I = 3/2$, il possède donc (contrairement au ^{52}Cr) une structure hyperfine. L'objectif de mon stage était de mettre à profit cette structure hyperfine afin d'effectuer l'imagerie résolue en spin du ^{53}Cr . Les transitions hyperfines mises en jeu ont lieu dans le niveau fondamental $^7\text{S}_3$ du ^{53}Cr . D'après l'équation 1.1, le niveau fondamental compte quatre niveaux hyperfins, $F \in \{3/2, 5/2, 7/2, 9/2\}$, et pour chaque niveau F , les sous-états Zeeman sont tels que $-F \leq M_F \leq F$. La structure hyperfine du niveau fondamental ainsi que l'évolution des sous-états Zeeman pour un champ magnétique de quantification variant de quelques Gauss (quasi linéaire) sont présentées en figure 6.

$$|J - I| \leq F \leq J + I \quad (1.1)$$

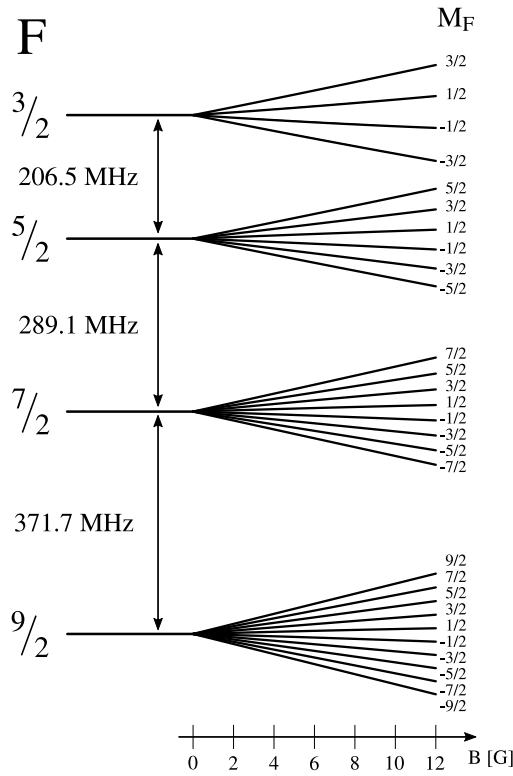


FIGURE 6 – Structure hyperfine de $^7\text{S}_3$. Les séparations entre les différents niveaux F sont tirées de [6]. L'évolution en énergie des états M_F avec le champ magnétique (à l'échelle) a été obtenue en diagonalisant le Hamiltonien du ^{53}Cr .

Les champs magnétiques utilisés durant l'expérience étant relativement faibles (de l'ordre du Gauss), nous pouvons faire une approximation linéaire de l'évolution de l'énergie des niveaux M_F par l'équation :

$$E_{F,M_F} = g_F M_F \mu_B B = g_F M_F \Omega$$

où $\Omega = \mu_B B$ est la fréquence de Larmor et les g_F sont les facteurs de Landé qui peuvent être approximés par la formule :

$$g_F = \frac{g_J}{2} + g_J \frac{J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)}$$

Les valeurs obtenues sont présentées dans le tableau 2.

F	$9/2$	$7/2$	$5/2$	$3/2$
g_F	$4/3$	$32/21$	$68/35$	$16/5$

TABLEAU 2 – Facteurs de Landé du niveau fondamental du ^{53}Cr .

1.2. Couplage entre les niveaux hyperfins

L'imagerie étant effectuée sur le niveau hyperfin $9/2$, les transitions qui nous intéressent sont celles entre les niveaux Zeeman de $9/2$ et ceux de $7/2$ (la transition $|^7S_3, 7/2\rangle \rightarrow |^7P_4, 9/2\rangle$ est suffisamment loin de la transition d'imagerie $|^7S_3, 9/2\rangle \rightarrow |^7P_4, 11/2\rangle$ pour que les atomes dans $7/2$ ne soient pas affectés).

Ces transitions sont des transitions dipolaires magnétiques qui se font à travers l'Hamiltonien d'interaction :

$$\begin{aligned}\widehat{W}_{DM}^\perp &= -\frac{q}{2m} (\widehat{L}_x + 2\widehat{S}_x) B_{RF} \cos(\omega t) \quad \widehat{L}_x = 0, \widehat{J}_x = \widehat{S}_x \\ &= -\frac{2\mu_B}{\hbar} \widehat{J}_x B_{RF} \cos(\omega t) \\ &= -\frac{2\mu_B}{\hbar} \frac{\widehat{J}_+ + \widehat{J}_-}{2} B_{RF} \cos(\omega t)\end{aligned}$$

quand $\mathbf{B}_{RF} = B_{RF} \mathbf{u}_x \cos(ky - \omega t) \perp (Oz)$ où (Oz) est l'axe de quantification ; ou :

$$\begin{aligned}\widehat{W}_{DM}^\parallel &= -\frac{q}{2m} (\widehat{L}_z + 2\widehat{S}_z) B_{RF} \cos(\omega t) \quad \widehat{L}_z = 0, \widehat{J}_z = \widehat{S}_z \\ &= -\frac{2\mu_B}{\hbar} \widehat{J}_z B_{RF} \cos(\omega t)\end{aligned}$$

quand $\mathbf{B}_{RF} = B_{RF} \mathbf{u}_z \cos(ky - \omega t) \parallel (Oz)$.

Afin de calculer les éléments de matrices de ces Hamiltoniens, il est nécessaire de décomposer les $|F, m_F\rangle$ sur la base des $|I, m_I, J, m_J\rangle$ à l'aide des coefficients de Clebsh Gordan. Une fois cette décomposition effectuée, on peut calculer les éléments de matrice grâce aux relations :

$$\widehat{J}_+ |J, m_J\rangle = \hbar \sqrt{J(J+1) - m_J(m_J+1)} |J, m_J+1\rangle$$

$$\widehat{J}_- |J, m_J\rangle = \hbar \sqrt{J(J+1) - m_J(m_J-1)} |J, m_J-1\rangle$$

$$\widehat{J}_z |J, m_J\rangle = \hbar m_J |J, m_J\rangle$$

Le module carré des éléments de matrice obtenus nous renseigne sur les forces relatives des 24 raies respectant les règles de transition. Un graphique de ces raies est présenté en figure 7.

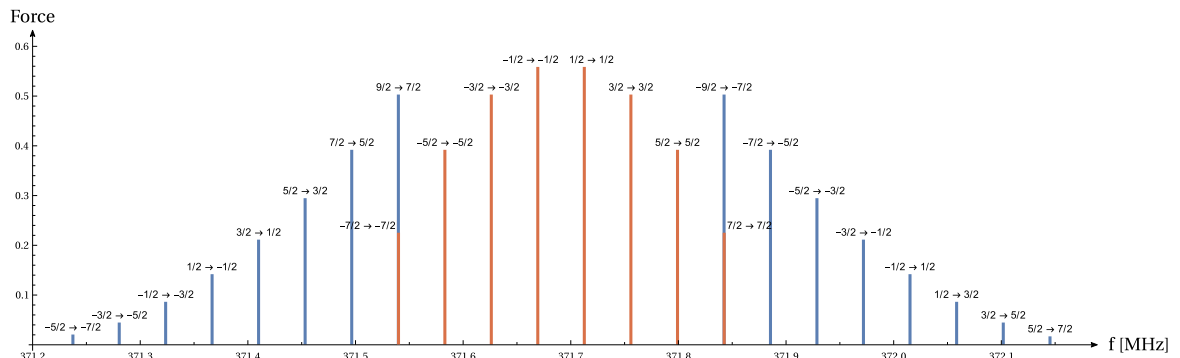


FIGURE 7 – Raies des transitions entre $9/2$ et $7/2$ pour un champ magnétique de quantification d'environ 0,17 G. Les fréquences des transitions ont été obtenues par diagonalisation du Hamiltonien du ^{53}Cr . En bleu sont représentées les raies dues à \widehat{W}_{DM}^\perp et en orange celles dues à $\widehat{W}_{DM}^\parallel$.

1.3. Les transitions adiabatiques

Les fluctuations du champ magnétique de quantification sont *a minima* de $\pm 100 \mu\text{G}$ quand le dispositif d'asservissement de l'équipe est activé. Elles engendrent des fluctuations de la position des raies d'environ 200 Hz. Effectuer les transitions à l'aide d'impulsions π nécessiterait donc pour obtenir de manière reproductible un transfert complet des atomes d'un niveau à l'autre, une fréquence de Rabi bien supérieure à 1 kHz, ce qui semble difficile d'après nos estimations. C'est pourquoi la méthode qui a été choisie pour effectuer un transfert complet de population entre les différents niveaux de spin est celle du passage adiabatique, beaucoup plus robuste vis-à-vis des fluctuations.

La méthode du passage adiabatique a pour base le théorème adiabatique (énoncé en 1928 par Max Born et Vladimir Fock [7]) qui nous dit qu'un système physique restera dans un état propre instantané de son Hamiltonien $H(t)$ tant que celui-ci variera lentement en fonction du temps.

Pour un système à deux niveaux (ce qui est notre cas) où l'état fondamental $|0\rangle$ et l'état excité $|1\rangle$ sont couplés par une onde électromagnétique de pulsation Rabi $\Omega_R \geq 0$ et d'écart à la résonance $\Delta(t)$, dans l'approximation des ondes tournantes (RWA¹) et dans la base $\{|0\rangle, |1\rangle\}$, le Hamiltonien du système est donné par (avec $\hbar = 1$) [8] :

$$H(t/T) \equiv H(\tau) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_R \\ \Omega_R & 2\Delta(\tau) \end{pmatrix}$$

où T est un temps caractéristique du système (pour nous la durée d'une rampe).

Le système évolue alors à chaque instant de manière à rester solution de l'équation de Schrödinger :

$$\frac{i}{T} \frac{\partial}{\partial \tau} |\psi(\tau)\rangle = H(\tau) |\psi(\tau)\rangle$$

Pour avoir un transfert de population total tel que présenté en figure 8, il est nécessaire que la fréquence de Rabi $f_R = \frac{\Omega_R}{2\pi}$ obéisse au critère d'adiabaticité :

$$f_R^2 \gtrsim \frac{df}{dt} \text{ (pente de la rampe)}$$

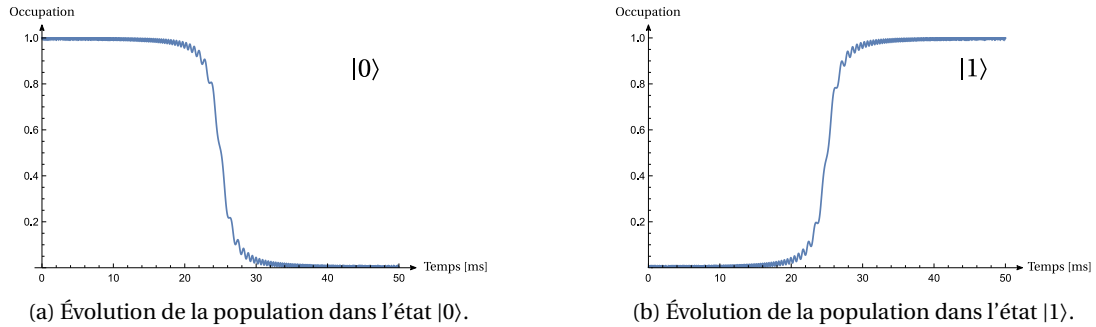


FIGURE 8 – Exemple de transfert de population par passage adiabatique. Les courbes ont été obtenues par résolution numérique de l'équation de Schrödinger avec $|0\rangle$ pour état initial. Le passage est effectué à l'aide d'une rampe $\Delta(t) = -\Delta_0 + 2\Delta_0 \frac{t}{T}$.

Sachant que l'on souhaite faire des rampes de quelques dizaines de kHz pour être insensible aux fluctuations mais n'effectuer la transition que sur une raie et que l'on souhaite se limiter à des rampes de quelques ms, la fréquence de Rabi que l'on souhaite obtenir est de l'ordre du kHz.

La fréquence de Rabi de la transition $|9/2, -9/2\rangle \rightarrow |7/2, -7/2\rangle$ est donnée par la formule :

$$f_R = \frac{g_J \mu_B}{2\pi \hbar^2} |\langle 9/2, -9/2 | \hat{J}_x | 7/2, -7/2 \rangle| B_{RF} = \frac{\mu_B}{2\pi \hbar} \sqrt{2} B_{RF}$$

L'amplitude du champ magnétique radiofréquence que l'on souhaite obtenir est donc au minimum de 0.5 mG (pour $f_R = 1 \text{ kHz}$).

1. Rotating Wave Approximation

2. La source radiofréquence à DDS

2.1. Présentation de la source

La source RF que nous utilisons a été développée par l'atelier d'électronique du LPL. Il s'agit d'un générateur RF à base de DDS¹ permettant de programmer des rampes de fréquence. Mon travail a consisté à en tester le fonctionnement puis à échanger avec Fabrice Wiotte, électronicien à l'atelier d'électronique du LPL, afin qu'il puisse reprogrammer le DDS pour obtenir les rampes de fréquence souhaitées aux fréquences qui nous intéressent. Plusieurs aller-retour ont ainsi été nécessaires afin que la source RF réponde parfaitement à nos besoins.

Le choix a été fait de développer la source de rampes de fréquence à l'atelier d'électronique car les sources commerciales, en plus d'être chères, ne correspondaient pas à nos besoins.

Le DDS utilisé dans la source RF est un synthétiseur de fréquence permettant de produire n'importe quelle forme d'onde. Celles-ci sont définies numériquement puis converties en signal analogique.

La mesure de la largeur spectrale du signal nous a permis de déterminer que celle-ci était inférieure à 1 kHz cependant nous avons atteint lors de cette mesure les limites de l'analyseur de spectre et ne pouvons donc pas donner une estimation plus précise.

La puissance de sortie de la source RF est de 0.5 mW.

2.2. Programme de contrôle

Le logiciel créé par Fabrice Wiotte (figure 9) nous permet ainsi d'effectuer des rampes de fréquence autour de 370 MHz. Nous pouvons donc choisir la fréquence de départ et la pente (à travers le pas en temps et le pas en fréquence) de la rampe que l'on souhaite effectuer.

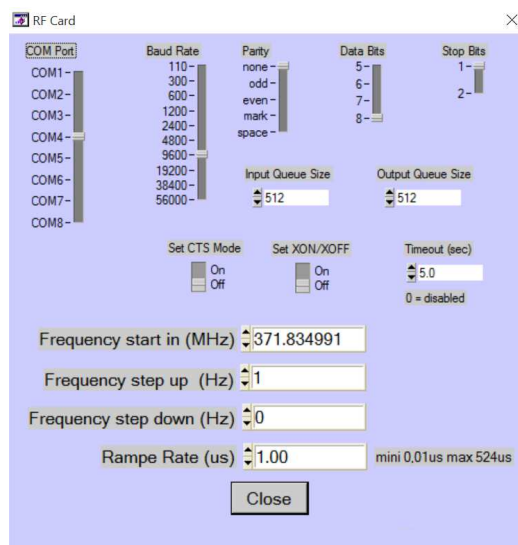


FIGURE 9 – Capture d'écran du logiciel permettant de définir les rampes émises par la source RF.

2.3. Montage et mesures

La source peut recevoir deux types de TTL, l'un permettant l'allumage et l'extinction de la RF grâce à un atténuateur variable (voir figure 10) et l'autre permettant de lancer et d'arrêter la rampe. La source RF est contrôlée par le logiciel Labview qui gère l'ensemble de l'expérience à travers une carte envoyant les TTL de commande.

J'ai mesuré à l'aide d'un oscilloscope à 350 MHz les délais entre l'allumage (extinction) du TTL et le démarrage (arrêt) de l'émission de RF. Ils valent entre 100 et 300 ns environ, ce qui est négligeable comparé à la durée d'une rampe (~ 1 ms).

1. Direct Digital Synthetiser (synthétiseur numérique direct)

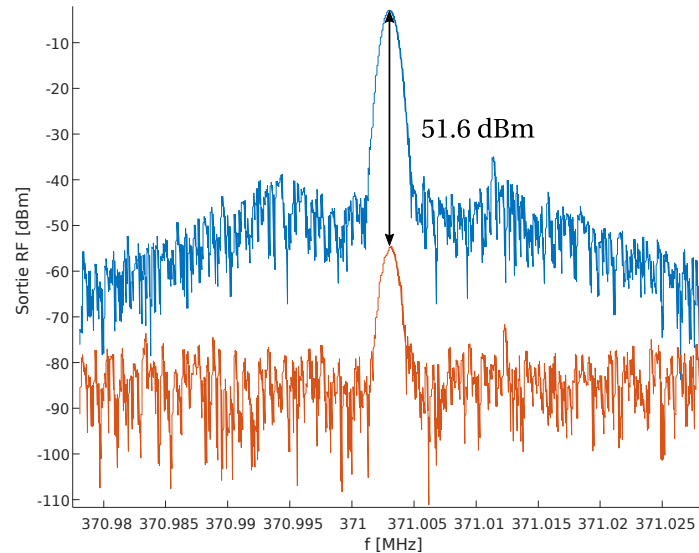


FIGURE 10 – Spectres obtenus à l'analyseur de spectre en sortie de la source RF lorsque le TTL de marche/arrêt est à 0 V (en orange) et lorsqu'il est à 5 V (en bleu).

Toujours avec cet oscilloscope, j'ai mesuré les délais entre l'allumage (extinction) du TTL de rampe et le début (fin) de la rampe de fréquence. Ceux-ci varient eux entre 78 et 84 μs . Comme il n'y a que quelques μs de différence entre les deux délais, la durée de la rampe n'est que très peu affectée (pas plus de 1% de différence) ce qui ne change pas son adiabaticité.

J'ai également mesuré la pente de la rampe de fréquence (figure 11). Cette courbe a été obtenue avec une consigne de pente de 200 kHz/ms et l'ajustement de la courbe donne une pente de 239.1 kHz/ms soit une variation de 20%, ce qui est raisonnable par rapport à ce qui était attendu.

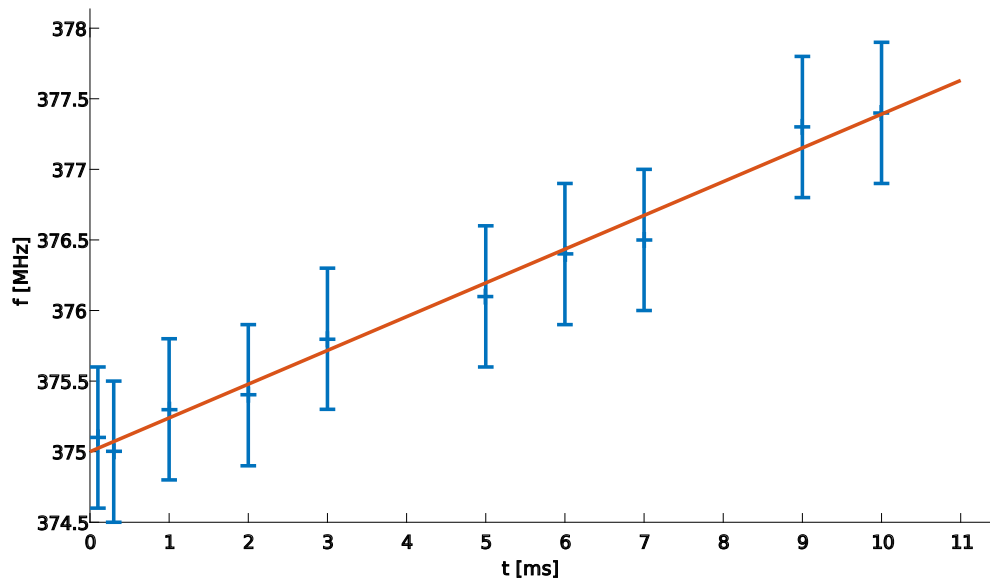


FIGURE 11 – Rampe de fréquence observée avec un oscilloscope rapide. Les mesures de fréquence ont été effectuées sur 186 périodes du signal (oscilloscope à 350 MHz, échantillonnage : $1\text{ GHz}\cdot\text{s}^{-1}$).

La source RF est ensuite reliée à un amplificateur RF de puissance maximale 30 W. Il s'est avéré pendant nos mesures qu'une liaison avec un câble N plutôt qu'un câble BNC était capitale pour la stabilité de l'émission par les antennes. L'amplificateur permet de varier la puissance transmise aux antennes entre 5 et 30 W soit un gain entre 37 et 45 dBm.

3. Les antennes RF

3.1. Deux types d'antennes

Nous avons, pour faire nos expériences, deux antennes à disposition, une antenne hélicoïdale et une antenne $\lambda/2$. L'antenne hélicoïdale, plus compacte, a hélas rapidement cessé de fonctionner correctement. Nous disposons d'un wattmètre¹ permettant de mesurer la puissance transmise à l'antenne et la puissance réfléchie par l'antenne. Au bout de quelques jours l'antenne réfléchissait plus de la moitié de la puissance qui lui était envoyée. Cela peut être dû au fait que nous l'utilisons à des puissances plus élevées que sa puissance maximale annoncée de 25 W. L'antenne $\lambda/2$ quant à elle n'a pas eu de problème (puissance maximale annoncée de 100 W), c'est elle qui a été utilisée dans les expériences à suivre.

3.1.1. L'antenne $\lambda/2$

L'antenne à proprement parler est une antenne de taille $\lambda/4$ que l'on fixe sur une plaque conductrice reliée à la terre (voir photo 12). L'antenne et son image dans la plaque métallique se comportent alors comme une antenne $\lambda/2$.

Le wattmètre permet de mesurer le rapport d'onde stationnaire (R.O.S.) de l'antenne. Celui-ci est donné par la formule :

$$R.O.S. = \frac{1 + \rho}{1 - \rho} \quad \text{avec } \rho = \sqrt{\frac{P_{ref}}{P_{in}}}$$

où P_{in} est la puissance incidente sur l'antenne et P_{ref} est la puissance réfléchie par l'antenne.

Pour $P_{in} = 30$ W, je mesure $P_{ref} = 3.7$ W (avec la RF à 371 MHz) ce qui donne un rapport d'onde stationnaire de 2.1 un peu supérieur à la valeur annoncée par le constructeur (< 1.5).

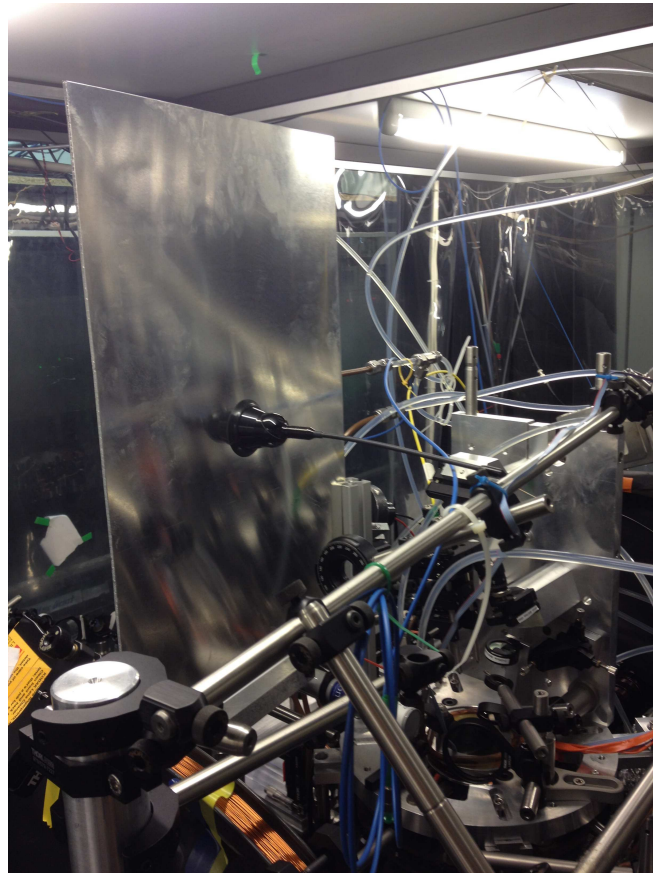


FIGURE 12 – Photo de l'antenne $\lambda/2$ installée au-dessus de l'enceinte du piège.

1. Wattmètre 44A - fréquence 20 MHz à 1 GHz - impédance 50 Ohms de Telewave, Inc.

3.2. Émission théorique d'une antenne $\lambda/2$

Commençons par étudier l'émission d'une antenne isotrope. On définit S comme la sphère de centre O (centre de l'antenne) et de rayon R et $\Pi_{iso} = \frac{E \wedge B}{\mu_0}$ le vecteur de Poynting. La puissance émise par l'antenne est alors donnée par :

$$P = \oint_S \Pi_{iso} \cdot d\mathbf{S}$$

Pour une émission en champ lointain ($r \gg \lambda$), nous avons $\Pi_{iso} = \frac{E_0 B_0}{2\mu_0} \mathbf{u}_r = \frac{c}{2\mu_0} B_0^2 \mathbf{u}_r$. En remplaçant dans l'expression de P et en intégrant, on obtient alors :

$$P = 4\pi \frac{c}{2\mu_0} B_0(R)^2 R^2$$

soit

$$B_0(R) = \sqrt{\frac{\mu_0 P}{2\pi c}} \frac{1}{R} \quad (3.1)$$

Cependant, une antenne $\lambda/2$ n'a pas une émission isotrope, celle-ci est nulle dans l'axe de l'antenne et plus importante dans le plan orthogonal. En considérant θ l'angle par rapport à l'axe de l'antenne, le gain directionnel d'une antenne $\lambda/2$ par rapport à une antenne isotrope (donné dans [9]) est :

$$G(\theta) = 4\pi R^2 \frac{\Pi_{\lambda/2}(\theta)}{P} \approx \frac{1}{0.61} \frac{\cos^2(\pi \cos(\theta)/2)}{\sin^2(\theta)}$$

On obtient donc que, dans le plan orthogonal à l'antenne, $G(\frac{\pi}{2}) \approx \frac{1}{0.61}$. Sachant que la norme du vecteur de Poynting du champ émis par l'antenne $\lambda/2$ est $\Pi_{\lambda/2}(\theta) = \frac{c}{2\mu_0} B_{0\lambda/2}(\theta)^2$, l'amplitude du champ magnétique dans le plan orthogonal est alors donnée par :

$$B_{0\lambda/2}(\theta = \pi/2, R) = \sqrt{\frac{\mu_0 P}{0.61 \times 2\pi c}} \frac{1}{R} = \frac{1}{\sqrt{0.61}} B_0(R) \quad (3.2)$$

3.3. Mesures d'émission de l'antenne

Pour évaluer l'amplitude du champ magnétique en champ proche, j'ai effectué des mesures d'émission de l'antenne en utilisant l'antenne hélicoïdale comme réceptrice. La puissance reçue a été mesurée à l'aide d'un analyseur de spectre.

La courbe de la puissance reçue multipliée par la distance entre antennes au carré est présentée en figure 13. D'après la formule 3.2, on devrait obtenir une courbe constante en champ lointain ($r \gg \lambda = 81$ cm), cependant, les mesures ayant été faite dans un couloir, cela crée des perturbations et la puissance chute sur les plus grandes distances.

Les mesures prises à courte distance (champ proche), pour lesquelles la formule 3.2 ne fonctionne plus, indiquent que la puissance à moins d'un mètre est environ 50% plus petite que celle que l'on obtiendrait si la formule 3.2 était encore valable. L'amplitude de champ que l'on pense alors obtenir à 50 cm avec une puissance totale de 30 W émise par l'antenne est :

$$B_{réel}(50 \text{ cm}) \approx \frac{B_{0\lambda/2}(50 \text{ cm})}{\sqrt{2}} \approx 2.6 \text{ mG}$$

soit une fréquence de Rabi d'environ 3.6 kHz, supérieure à la fréquence minimum que l'on souhaitait obtenir.

Nous avons également remarqué pendant nos mesures qu'un environnement métallique affectait l'émission de l'antenne. Les atomes se trouvant dans un enceinte métallique, il est impossible de savoir avec certitude le champ que l'on aura au niveau des atomes. La valeur de la fréquence de Rabi obtenue n'est donc qu'indicative, l'expérience déterminera si celle-ci est suffisamment grande pour effectuer les transitions adiabatiques.

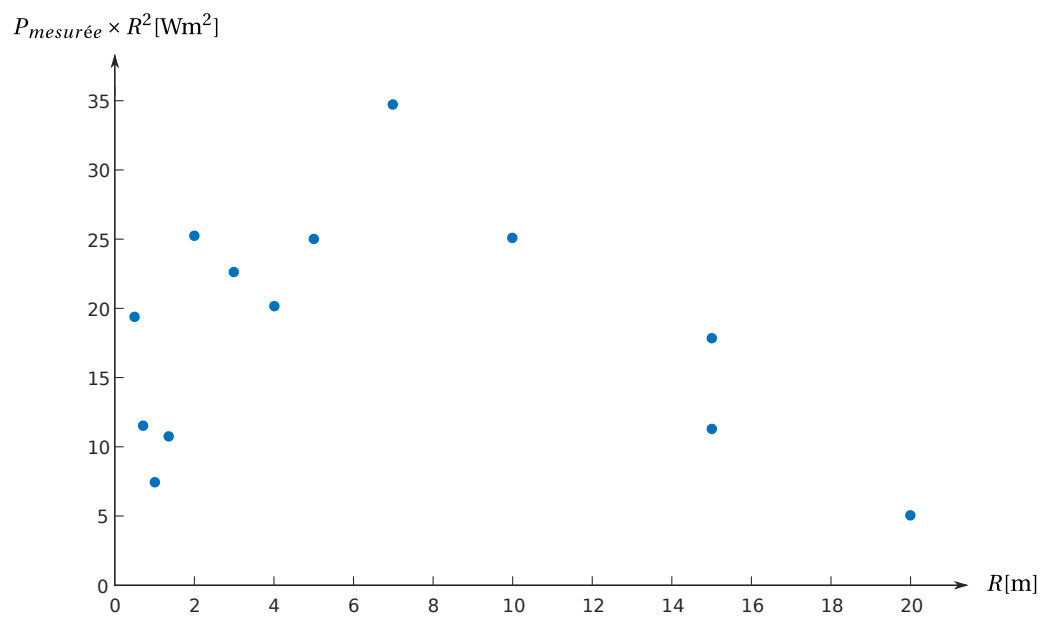


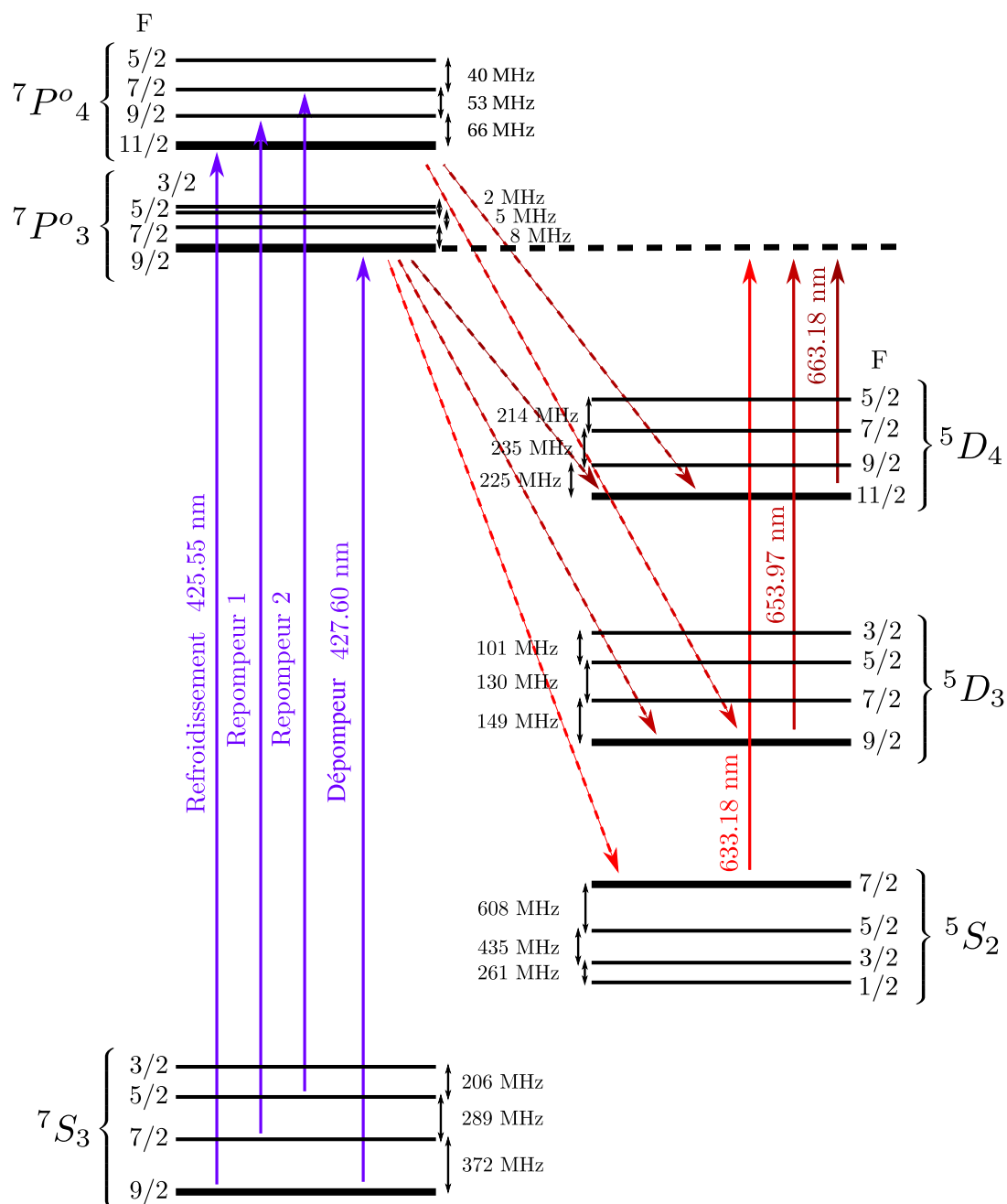
FIGURE 13 – Évolution de la puissance mesurée multipliée par la distance entre antennes au carré en fonction de la distance entre antennes.

Troisième partie

Expériences effectuées sur les fermions

1. Spécificités du ^{53}Cr par rapport au ^{52}Cr 1.1. Les niveaux du ^{53}Cr

Les niveaux du ^{53}Cr utilisés durant l'expérience sont présentés en figure 14. Les niveaux sont les mêmes que ceux du ^{52}Cr , la seule différence étant la présence d'une structure hyperfine due au spin nucléaire $I = 3/2$ du fermion.

FIGURE 14 – Schéma niveaux d'énergie du ^{53}Cr .

1.2. Les lasers

La méthode pour l'obtention des faisceaux à 425 nm du fermion est identique à celle utilisée pour le boson mais utilise un laser Ti :Sa et une cavité de doublement de fréquence Coherent¹ (montage optique en figure 15). Le Ti :Sa est asservi par la méthode P.D.H. sur un pic de la cavité Fabry-Pérot ultra-stable, le pic étant choisi de manière à avoir un battement à 112.5 MHz avec le Ti :Sa du boson (lorsque celui-ci est lui-même asservi sur la raie atomique). La cavité de doublement de fréquence est asservie par la méthode "Hansch et Couillaud" et les différents faisceaux sont accordés grâce à des AOM (voir figure 16). Il m'a fallu procéder à la réoptimisation de ce système. Les efficacités de transmission obtenues lors du réalignement des AOM et de la réinjection des fibres sont indiqués sur le schéma 15.

La probabilité pour que des atomes soient excités par le faisceau du MOT de $|^7S_3, F = 9/2\rangle$ vers $|^7P_4, F = 9/2\rangle$ étant non négligeable et les atomes de $|^7P_4, F = 9/2\rangle$ se désexcitant vers $|^7S_3, F = 7/2\rangle$, il est nécessaire de mettre en place un faisceau de repompage (repompeur 1) afin d'empêcher l'accumulation des atomes dans $|^7S_3, F = 7/2\rangle$. Le rôle du repompeur 1 est assuré par le faisceau du MOT du boson. Le faisceau repompeur 2 de $|^7S_3, F = 5/2\rangle$ vers $|^7P_4, F = 7/2\rangle$ a été mis en place pour la même raison.

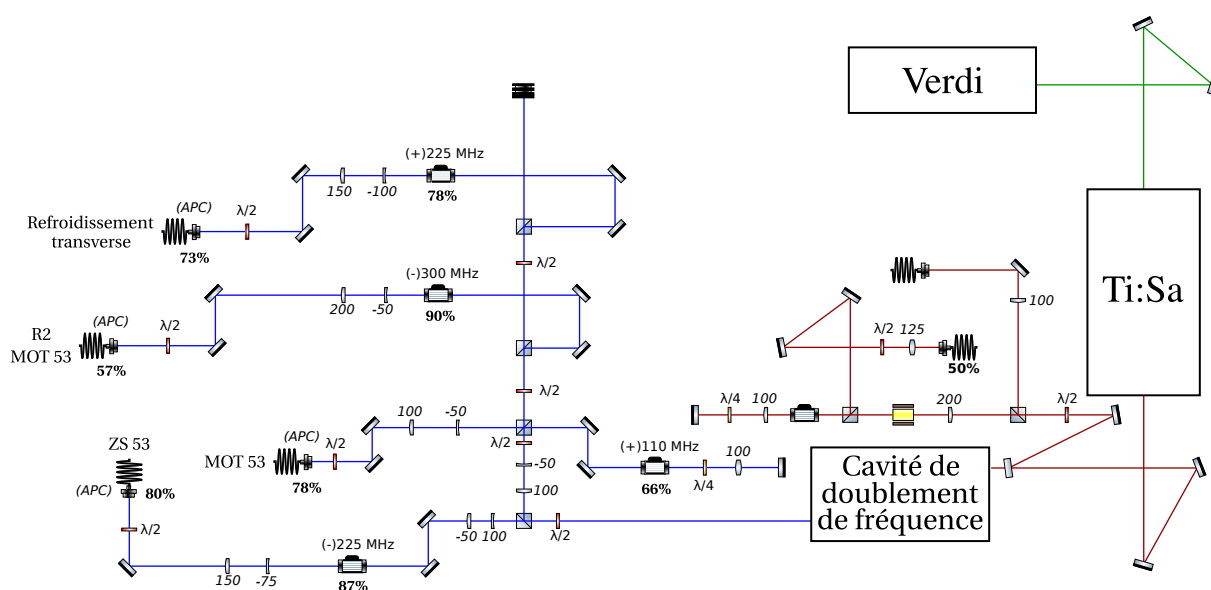


FIGURE 15 – Schéma optique table fermions.

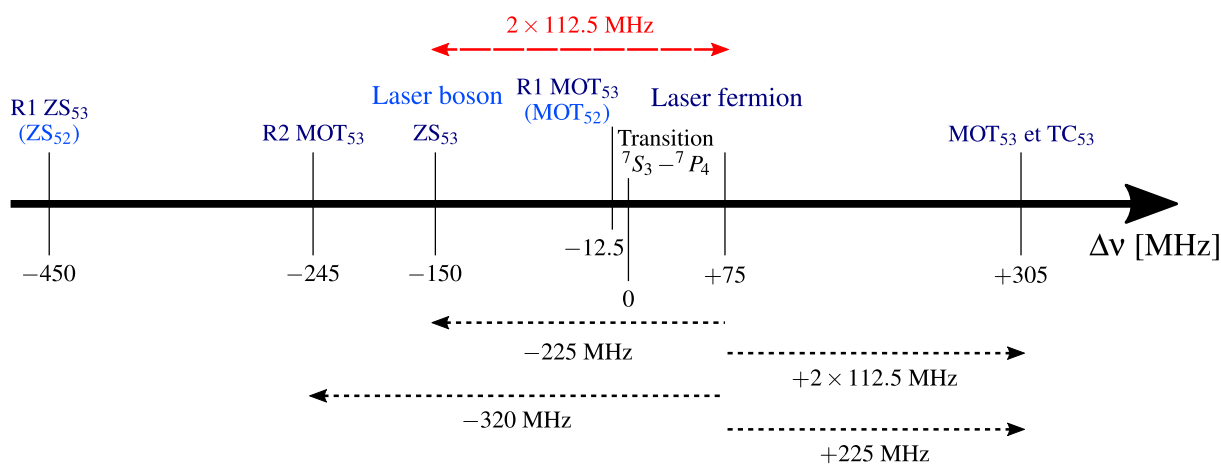


FIGURE 16 – Fréquences relatives des faisceaux à 425 nm du fermion.

1. laser Ti :Sa MBR 110 et cavité de doublage MBD 200 de Coherent.

Les schémas optiques des montages pour les faisceaux dépompeur et de de polarisation à 427 nm et des diodes de repompage à 654 et 663 nm sont présentés figures 17 et 18. Lors des expériences que nous avons effectuées, nous n'avons pas eu besoin du dépompeur et donc nous n'avons pas non plus eu besoin du repompeur à 633 nm.

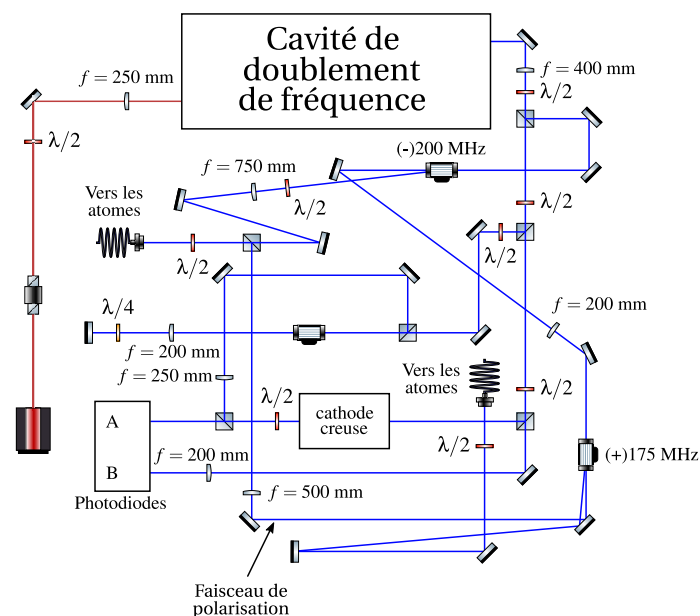


FIGURE 17 – Schéma optique pour la création des faisceaux dépompeur et de polarisation à 427 nm.

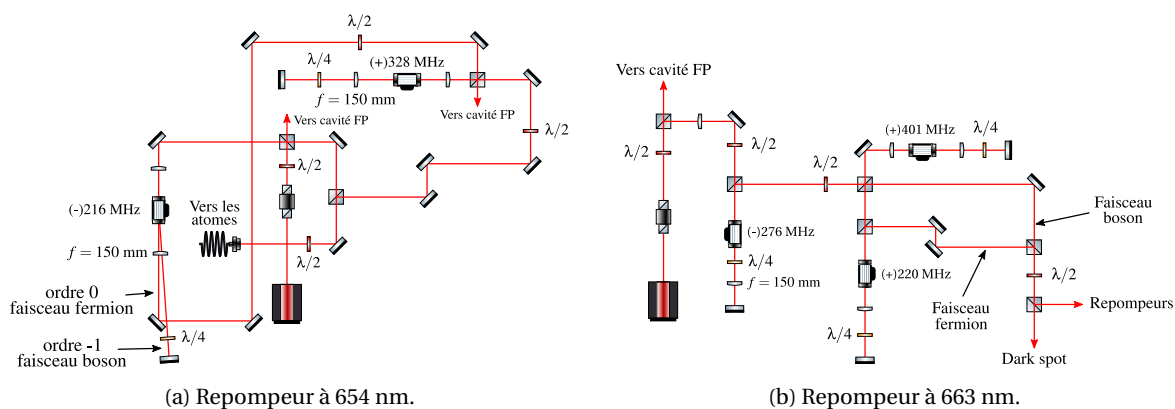


FIGURE 18 – Schéma optique pour la création des faisceaux repompeurs.

Avant de commencer le piégeage du ^{53}Cr , nous avons dû réaligner les AOM des différents montages optiques. Je me suis occupé de celui du laser à 663 nm. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 3.

AOM	Boson	Fermion 1	Fermion 2
η	60.8%	31.3%	61.6%

TABLEAU 3 – Efficacité en double-passage des AOM du faisceau à 663 nm.

2. Piégeage du ^{53}Cr

Les atomes de ^{53}Cr sont tout d'abord piégés dans un MOT (figure 19). Les faisceaux du MOT ont dû être réalignés ainsi que les autres faisceaux (ZS, TC et repompeurs) afin de maximiser la fluorescence du MOT.

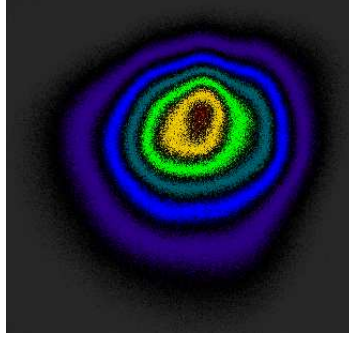


FIGURE 19 – MOT

Les atomes sont ensuite piégés dans un piège dipolaire. Le nombre d'atomes piégés pouvant être mesuré à partir des images d'absorption obtenues, les faisceaux sont alignés afin de maximiser le nombre d'atomes. Nous avons obtenu un maximum de 100 000 atomes ce qui est équivalent à ce qui était obtenu au mieux par l'équipe en 2014.

Nous procédons également à une polarisation des atomes dans le niveau $|9/2, -9/2\rangle$ par pompage optique (voir figure 20). La polarisation σ^- de la lumière permet d'accumuler les atomes dans $|9/2, -9/2\rangle$. Le fait que 7S_3 et 7P_3 aient le même "J" et donc le même "F" permet que $|9/2, -9/2\rangle$ soit un état noir (qui ne voit pas le faisceau de polarisation), cela permet de minimiser le chauffage des atomes par la polarisation.

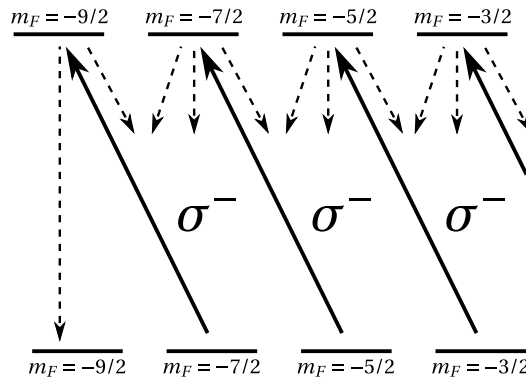


FIGURE 20 – Principe de la polarisation des atomes dans $|9/2, -9/2\rangle$ par pompage optique entre $^7S_3; F = 9/2$ et $^7P_3; F = 9/2$.

Les rampes RF de $|9/2, -9/2\rangle$ vers $|7/2, -7/2\rangle$ sont alors effectuées sur les atomes polarisés ce qui permet d'avoir un meilleur signal lorsque la rampe s'adresse spécifiquement à cette transition.

3. Transitions Radiofréquences

3.1. Effets des rampes sur l'expérience

Lors des premières expériences que nous avons faites, les rampes étaient de durées très longues ($\sim 1\text{s}$) afin de trouver la fréquence de la raie $|9/2, -9/2\rangle \rightarrow |7/2, -7/2\rangle$. Cela provoquait la perte de l'asservissement des lasers et nous avons dû diminuer la puissance envoyée dans l'antenne afin de ne plus avoir ce problème.

3.2. Position de la raie $|9/2, -9/2\rangle \rightarrow |7/2, -7/2\rangle$

Connaissant à peu près le champ magnétique de quantification appliqué sur les atomes (~ 0.2 mG), nous avons déjà une idée de la fréquence à laquelle se trouvait la raie $|9/2, -9/2\rangle \rightarrow |7/2, -7/2\rangle$ soit environ 371.88 MHz.

En effectuant des rampes assez lentes et de longue durée et en changeant la fréquence de départ des rampes, nous avons pu voir que la raie se trouvait vers 371.845 MHz. Nous avons alors pu diminuer la durée des rampes et optimiser leur vitesse et leur étendue en fréquence en minimisant le nombre d'atomes encore observés lors de l'imagerie après un passage adiabatique. La figure 21 a été obtenue après ces optimisations.

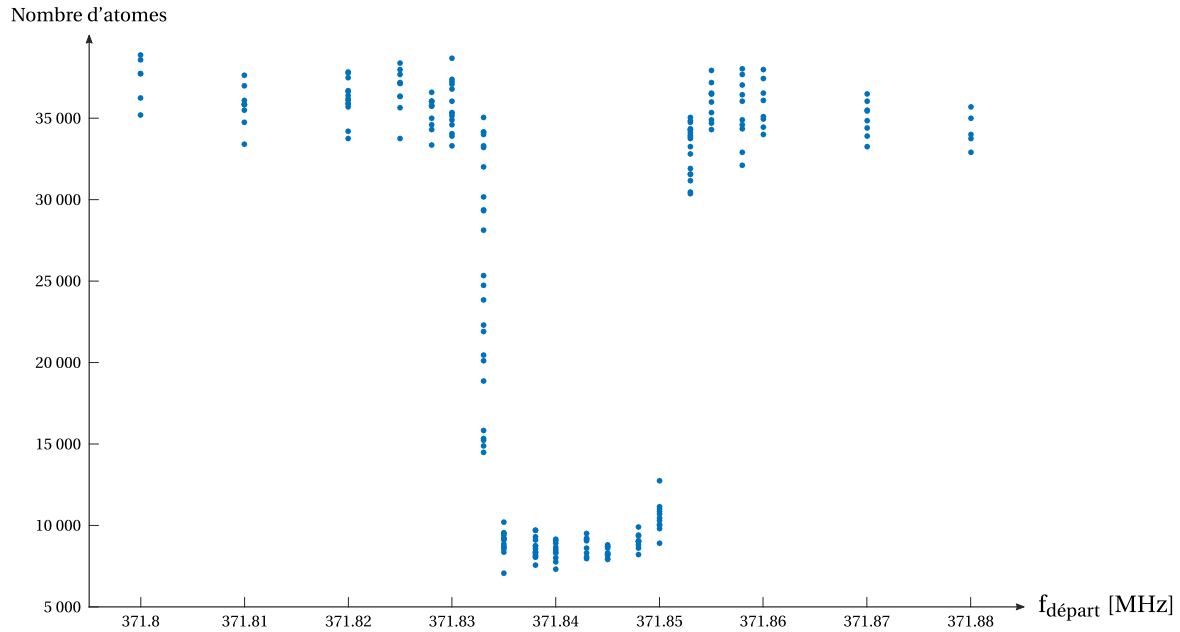


FIGURE 21 – Image de la raie obtenue avec des rampes de 1 kHz/ms sur des durées de 20 ms en faisant varier la fréquence de départ de la rampe.

3.3. Effets de la vitesse de la rampe

Une optimisation très importante a été celle de la vitesse de rampe qui doit être suffisamment faible pour que les rampes soient adiabatiques. Comme on peut le voir sur la figure 22, la pente qui maximise le nombre d'atomes transférés vers $|7/2, -7/2\rangle$ est de 1 kHz/ms.

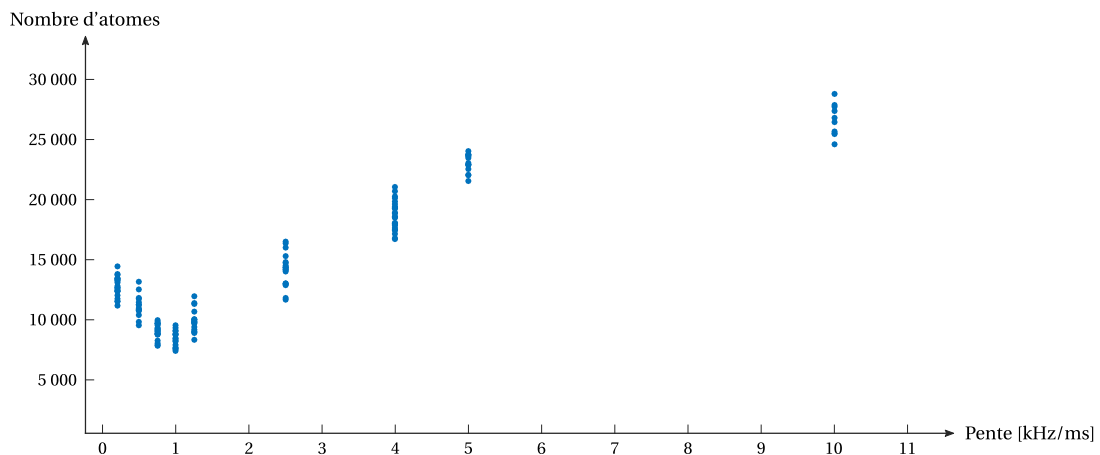


FIGURE 22 – Évolution du nombre d'atomes restant dans $|9/2, -9/2\rangle$ après un passage adiabatique de durée 1 s pour différentes vitesses de rampes.

La remontée du nombre d'atomes pour des pentes faibles est dû au fait que la largeur en fréquence de la rampe doit être grande devant les fluctuations du champ magnétique de quantification (qui font fluctuer la position de la raie).

3.4. Amélioration du nombre d'atomes transférés

Nous avons essayé de réaugmenter la puissance envoyée à l'antenne afin d'améliorer le transfert. Les rampes étant plus courtes (≤ 100 ms) cela n'a plus provoqué le désasservissement des lasers et nous sommes, en effet, passés de 75% d'atomes transmis à près de 90%. Nous avons également vérifié que nous pouvions, en faisant une deuxième rampe adiabatique, faire revenir les atomes vers $|9/2, -9/2\rangle$. La courbe de la figure 23 a ainsi été obtenue en mesurant le nombre d'atomes présents dans $|9/2, -9/2\rangle$ après deux passages adiabatiques.

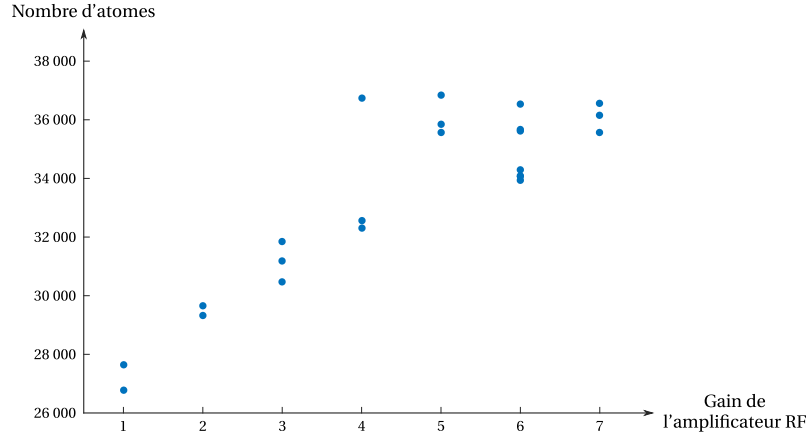


FIGURE 23 – Évolution du nombre d'atomes après deux passages adiabatiques en fonction de la puissance envoyée à l'antenne avec des rampes de 0.5 kHz/ms sur des durées de 100 ms (nombre d'atomes sans RF : 44 000).

Au mieux (pour les puissances les plus élevées) nous obtenons environ 36 000 atomes dans $|9/2, -9/2\rangle$ pour 44 000 atomes au départ soit 81.8% ce qui correspond d'après la figure 24 à une probabilité de transfert de $p = 89.9\%$. Pour la puissance la plus basse, il reste 61.4% des atomes ce qui correspond à une probabilité $p = 73.9\%$.

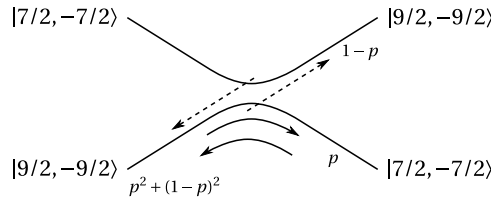


FIGURE 24 – Croisement évité entre les niveaux $|9/2, -9/2\rangle$ et $|9/2, -9/2\rangle$ avec p la probabilité de faire le transfert d'un niveau vers l'autre.

3.5. Mise en évidence de la polarisation

Avec 45 000 atomes au départ, nous obtenons, après un pulse de polarisation de 500 ms et une rampe adiabatique, 5 000 atomes restants dans $|9/2, -9/2\rangle$. Si on réduit la durée du pulse de polarisation à moins de 100 ms, le nombre d'atomes restants est de 20 000. Nous passons donc de 88.9% d'atomes transférés à 55.6%. Cela montre la bonne efficacité du pulse de polarisation et permet de confirmer que la raie adressée est bien $|9/2, -9/2\rangle \rightarrow |7/2, -7/2\rangle$.

3.6. Limite

Nous souhaiterions maintenant obtenir encore mieux que 90% de transfert. Augmenter la fréquence de Rabi (en augmentant la puissance RF) ayant amélioré les choses mais diminuer la pente de la rampe n'ayant rien changé, on suppose que le fait que nous ne soyons pas complètement adiabatiques est dû à un bruit magnétique à haute fréquence. En effet, un tel bruit, en faisant bouger rapidement la fréquence de la transition, serait équivalent à une augmentation de la vitesse de la rampe. Pour améliorer encore l'adiabaticité de nos rampes, il faudrait donc trouver et réduire ce bruit magnétique ou augmenter encore la fréquence de Rabi en changeant la position de l'antenne par rapport aux atomes.

Conclusion

Durant mon stage, j'ai pu tester un système d'émission d'ondes radiofréquences à 400 MHz pour des transitions hyperfines dans le niveau fondamental du chrome 53, l'installer sur le dispositif expérimental et en vérifier le bon fonctionnement sur la transition $|9/2, -9/2\rangle \rightarrow |7/2, -7/2\rangle$. L'objectif étant de pouvoir rapidement utiliser ce système afin d'effectuer l'imagerie résolue en spin du fermion.

Cela m'a permis de découvrir et de commencer à prendre en charge une expérience très complexe, mais également passionnante, tant sur le plan technique que sur le plan physique. J'ai été confronté de manière pratique à différents pans de la physique tels que les antennes, les lasers et bien sûr les atomes froids.

J'ai également pu interagir avec les ateliers mécanique et d'électronique du Laboratoire de Physique des Lasers, deux entités absolument vitales du laboratoire.

J'ai choisi de continuer en thèse dans l'équipe afin de poursuivre mon parcours d'étudiant mais également commencer mon parcours professionnel dans une équipe chaleureuse sur un sujet difficile mais extrêmement intéressant. En espérant que ces trois prochaines années soient épanouissantes à la fois intellectuellement et sur le plan personnel.

Table des figures

1	Schéma du four.	2
2	Système de vide comprenant la chambre du four, le ralentisseur Zeeman et la chambre expérimentale.	2
3	Niveaux du ^{52}Cr adressés durant l'expérience. En traits pleins sont indiqués les lasers utilisés et en traits pointillés les lignes de transition des états 7P_4 et 7P_3 vers l'état fondamental 7S_3 et les états métastables 5S_2 , 5D_2 , 5D_3 et 5D_4 (temps de vie $\tau \geq 50$ s). Dans le tableau sont indiqués les taux (en s^{-1}) pour les transitions vers les états métastables.	3
4	Enceinte du piège et imagerie.	4
5	Principe de l'imagerie résolue en spin à l'aide de transitions adiabatiques.	5
6	Structure hyperfine de 7S_3 . Les séparations entre les différents niveaux F sont tirées de [6]. L'évolution en énergie des états M_F avec le champ magnétique (à l'échelle) a été obtenue en diagonalisant le Hamiltonien du ^{53}Cr	7
7	Raies des transitions entre 9/2 et 7/2 pour un champ magnétique de quantification d'environ 0,17 G. Les fréquences des transitions ont été obtenues par diagonalisation du Hamiltonien du ^{53}Cr . En bleu sont représentées les raies dues à \tilde{W}_{DM}^\perp et en orange celles dues à \tilde{W}_{DM}^\parallel	8
8	Exemple de transfert de population par passage adiabatique. Les courbes ont été obtenues par résolution numérique de l'équation de Schrödinger avec $ 0\rangle$ pour état initial. Le passage est effectué à l'aide d'une rampe $\Delta(t) = -\Delta_0 + 2\Delta_0 \frac{t}{T}$	9
9	Capture d'écran du logiciel permettant de définir les rampes émises par la source RF.	10
10	Spectres obtenus à l'analyseur de spectre en sortie de la source RF lorsque le TTL de marche/arrêt est à 0 V (en orange) et lorsqu'il est à 5 V (en bleu).	11
11	Rampe de fréquence observée avec un oscilloscope rapide. Les mesures de fréquence ont été effectuées sur 186 périodes du signal (oscilloscope à 350 MHz, échantillonnage : 1 GHz·s $^{-1}$).	11
12	Photo de l'antenne $\lambda/2$ installée au-dessus de l'enceinte du piège.	12
13	Évolution de la puissance mesurée multipliée par la distance entre antennes au carré en fonction de la distance entre antennes.	14
14	Schéma niveaux d'énergie du ^{53}Cr	15
15	Schéma optique table fermions.	16
16	Fréquences relatives des faisceaux à 425 nm du fermion.	16
17	Schéma optique pour la création des faisceaux dépompeur et de polarisation à 427 nm.	17
18	Schéma optique pour la création des faisceaux repompeurs.	17
19	MOT.	18
20	Principe de la polarisation des atomes dans $ 9/2, -9/2\rangle$ par pompage optique entre 7S_3 ; $F = 9/2$ et 7P_3 ; $F = 9/2$	18
21	Image de la raie obtenue avec des rampes de 1 kHz/ms sur des durées de 20 ms en faisant varier la fréquence de départ de la rampe.	19
22	Évolution du nombre d'atomes restant dans $ 9/2, -9/2\rangle$ après un passage adiabatique de durée 1 s pour différentes vitesses de rampes.	19
23	Évolution du nombre d'atomes après deux passages adiabatiques en fonction de la puissance envoyée à l'antenne avec des rampes de 0.5 kHz/ms sur des durées de 100 ms (nombre d'atomes sans RF : 44 000).	20
24	Croisement évité entre les niveaux $ 9/2, -9/2\rangle$ et $ 9/2, -9/2\rangle$ avec p la probabilité de faire le transfert d'un niveau vers l'autre.	20

Liste des tableaux

1	Caractéristiques des différents isotopes naturels du chrome.	2
2	Facteurs de Landé du niveau fondamental du ^{53}Cr	8
3	Efficacité en double-passage des AOM du faisceau à 663 nm.	17

Références

- [1] R. Chicireanu, A. Pouderous, R. Barbé, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, J.-C. Keller, and O. Gorceix. Simultaneous magneto-optical trapping of bosonic and fermionic chromium atoms. *Physical Review A*, 73(5), May 2006. [1](#)
- [2] Q. Beauvils, R. Chicireanu, T. Zanon, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, J.-C. Keller, and O. Gorceix. All-optical production of chromium Bose-Einstein condensates. *Physical Review A*, 77(6), June 2008. [1](#)
- [3] B. Naylor, A. Reigue, E. Maréchal, O. Gorceix, B. Laburthe-Tolra, and L. Vernac. Chromium dipolar Fermi sea. *Physical Review A*, 91(1), January 2015. [1](#)
- [4] Gabriel Bismut. *Excitations d'un condensat de Bose-Einstein dipolaire*. PhD thesis, Université Paris 13, Villetaneuse, 2012. [3](#)
- [5] R. W. P. Drever, John L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Applied Physics B*, 31(2) :97–105, 1983. [5](#)
- [6] W. J. Childs, L. S. Goodman, and D. von Ehrenstein. Magnetic Hyperfine Interaction of Cr 53. *Physical Review*, 132(5) :2128–2135, December 1963. [7](#), [22](#)
- [7] Max Born and Vladimir Fock. Beweis des adiabatenatzes. *Zeitschrift für Physik*, 51(3-4) :165–180, 1928. [9](#)
- [8] Ghassen Dridi. *Contrôle quantique adiabatique : technique de passage adiabatique parallèle et systèmes dissipatifs*. PhD thesis, Dijon, 2011. [9](#)
- [9] J-P Pérez, R Carles, and R Fleckinger. *Électromagnétisme : Fondements et applications*. Dunod, 2001. [13](#)