



Université Paris XIII
Laboratoire de Physique des Lasers (LPL)
Equipe Atomes Froids

Stage de Master 2

Étude de l'interaction dipôle-dipôle
par Spectroscopie de Bragg
d'un condensat de Bose-Einstein de Chrome

Aurélie de PAZ

Introduction

Je présente dans ce rapport le stage que j'ai effectué au Laboratoire de Physique des Lasers (LPL) à l'Université Paris XIII au sein de l'équipe Atomes Froids portant sur l'étude d'un condensat de Bose-Einstein de Chrome. Cet état unique est un état où l'état fondamental est peuplé macroscopiquement. Tous les atomes sont décrits par la même fonction d'onde.

L'étude de tels systèmes est motivée par les similitudes qu'ils présentent avec des systèmes de la matière condensée, notamment lorsque les atomes sont distribués dans des puits de potentiel périodiques. Ces systèmes sont cependant très purs et contrôlables : en faisant varier les paramètres de l'expérience, on peut modifier leurs caractéristiques. Ils constituent donc des systèmes modèles pour l'étude de la physique de la matière condensée.

Au cours de ce stage, j'ai eu l'occasion de participer aux expériences en cours qui visent à étudier le spectre d'excitation d'un condensat de Bose-Einstein de Chrome 52 dans différentes configurations. Dans ce but, nous avons utilisé la technique de spectroscopie de Bragg. Le Chrome présente la caractéristique intéressante d'avoir un moment magnétique très élevé par rapport aux Alcalins, atomes fréquemment utilisés pour effectuer la condensation de Bose-Einstein. Cette propriété implique que l'interaction dipôle-dipôle, à longue portée et anisotrope, n'est pas négligeable et son effet a été observé au cours des expériences menées par l'équipe.

Dans un premier temps, je décrirai le dispositif expérimental et les différentes étapes nécessaires à la condensation du Chrome. Puis, j'exposerai le principe de la spectroscopie de Bragg et les résultats obtenus pour le condensat de Chrome. Enfin, je décrirai une des expériences que nous avons effectuées, utilisant la spectroscopie de Bragg comme un outil de mesure de la distribution en quantité de mouvement.

Chapitre 1

Le Dispositif Expérimental

L'essentiel du travail que j'ai effectué au cours de mon stage a consisté à étudier les propriétés d'un condensat de Bose-Einstein de Chrome 52. La réalisation expérimentale d'un tel condensat a présenté un certain nombre de difficultés expérimentales que l'équipe a du surmonter. Je décris brièvement le dispositif expérimental et les différentes méthodes qui ont permis d'obtenir la condensation.

1.1 L'atome de Chrome

L'atome de Chrome présente un certain nombre de spécificités qui rendent son étude intéressante, mais également ardue. Tout d'abord, sa configuration électronique particulière (six électrons célibataires sur la couche de valence) donne une valeur du spin électronique de 3. La Figure 1.1 présente la structure fine du Chrome, ne sont indiqués que les niveaux d'énergie utiles au refroidissement et à la condensation de l'atome. Le peuplement des états métastables 5D et 5S_2 nécessitent l'utilisation de repompeurs ce qui complique le dispositif expérimental, mais ils sont, en réalité, primordiaux pour atteindre la condensation.

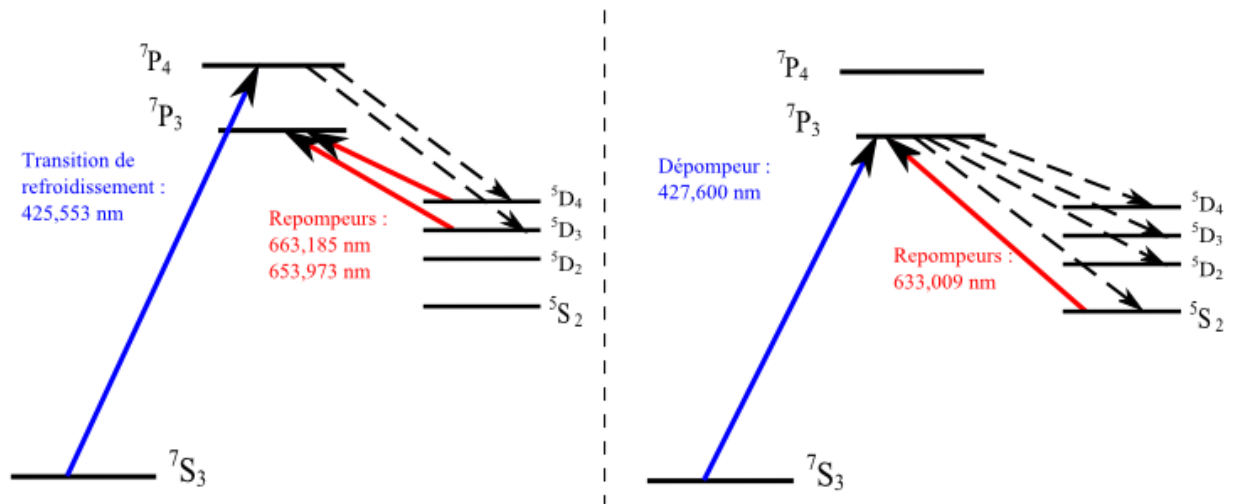


FIGURE 1.1 – Niveaux d'énergie de l'atome de Chrome : A droite : niveaux d'énergie et lasers utilisés pour le refroidissement de l'atome, à gauche : idem pour l'accumulation des atomes dans les états métastables.

La valeur du spin électronique induit un fort moment magnétique : $6\mu_B$. Dans la plupart des expériences

de condensation, le moment magnétique des atomes est faible (μ_B pour les alcalins) les seules interactions entre atomes que l'on considère sont les interactions type van der Waals, de contact. Dans le cas du Chrome, on ne peut pas négliger ces interactions dipôle-dipôle, 36 fois plus fortes que dans le cas des alcalins. Ces interactions induisent des pertes par collision qui limitent le nombre d'atomes que l'on peut condenser. De plus, ces interactions sont anisotropes, si les atomes du condensat sont polarisés par un champ magnétique, et de longue portée. Elles modifient sensiblement les propriétés du condensat.

1.2 Production et refroidissement d'une vapeur de Chrome

Une des premières difficultés de l'utilisation du Chrome est sa très haute température de fusion. Le four, qui produit le jet atomique est porté à une température de 1475° . En sortie du four, les atomes ont une vitesse de l'ordre de 1000 m.s^{-1} , beaucoup trop élevée pour être piégés dans un piège magnéto-optique (MOT). Il est donc nécessaire de réduire la vitesse des atomes avant de pouvoir les piéger.

Le dispositif expérimental est constitué de deux enceintes où l'on maintient un vide très poussé, typiquement 10^{-10} mBar . Elles sont reliées par un ralentisseur Zeeman qui permet de ralentir les atomes entre la première enceinte, qui contient le four, et la seconde où nous effectuons les expériences (voir Figure 1.2).

1.2.1 Le principe du ralentisseur Zeeman

Un atome en interaction avec un champ laser résonant subit une force nommée la force de pression de radiation due à la conservation de l'impulsion totale. En termes simples, lorsqu'un atome absorbe un photon, l'impulsion $\hbar \vec{k}$ du photon lui est transmise.

Si on considère maintenant un atome ayant une vitesse initiale et un faisceau laser contra-propageant désaccordé vers le rouge d'une transition atomique, le champ laser pourra, par effet Doppler, entrer en résonance avec la transition considérée. La force résultante ralentit les atomes dans la direction du faisceau laser.

L'effet Doppler dépendant de la vitesse de l'atome, le principe du ralentisseur est de contrôler le champ magnétique, le long de la trajectoire des atomes, de sorte que le champ laser reste à résonance alors que leur vitesse diminue, et le décalage en fréquence dû à l'effet Doppler avec lui. La transition de refroidissement est la transition du niveau fondamental 7S_3 vers le niveau excité 7P_4 . (Figure 1.1) Au préalable, la vitesse des atomes est réduite dans le plan transverse par deux faisceaux contrapropageants. Cela permet de collimater en partie le jet atomique et, ainsi, d'augmenter le nombre d'atomes qui seront ralentis dans le ralentisseur Zeeman.

1.2.2 Piégeage magnéto-optique

Les atomes, après leur passage dans le ralentisseur Zeeman, ont une vitesse finale de 40 m.s^{-1} . Il s'agit maintenant de les confiner dans l'espace et de les refroidir.

Le piège magnéto-optique est un piège qui nécessite un champ magnétique inhomogène et trois faisceaux laser rétro-réfléchis (un pour chaque direction de l'espace) et légèrement désaccordés vers le rouge par rapport à la transition de refroidissement. Le champ magnétique est créé par deux bobines en configuration anti-Helmholtz. Ces deux bobines créent un gradient de champ magnétique qui modifie l'effet Zeeman de telle sorte que les atomes qui s'éloignent du centre du piège sont plus susceptibles d'absorber un photon contra-propageant et d'être renvoyés vers le centre du piège.

La transition de refroidissement du Chrome n'étant pas fermée, deux diodes permettent de repomper, dans l'état fondamental, les atomes qui seraient tombés dans les états métastables 5D .

On voit sur la Figure 1.2 la disposition, dans l'enceinte, des faisceaux qui produisent le MOT, à l'exception du faisceau vertical.

Cependant, la température que l'on peut atteindre dans un piège magnéto-optique est limitée par l'émission spontanée, à $T_{Doppler} \approx 100 \mu K$. Celle-ci est isotrope, mais pour chaque photon réémis, l'atome reçoit une impulsion $\hbar \vec{k}$ dans une direction aléatoire. Il faut donc utiliser un type de piège conservatif.

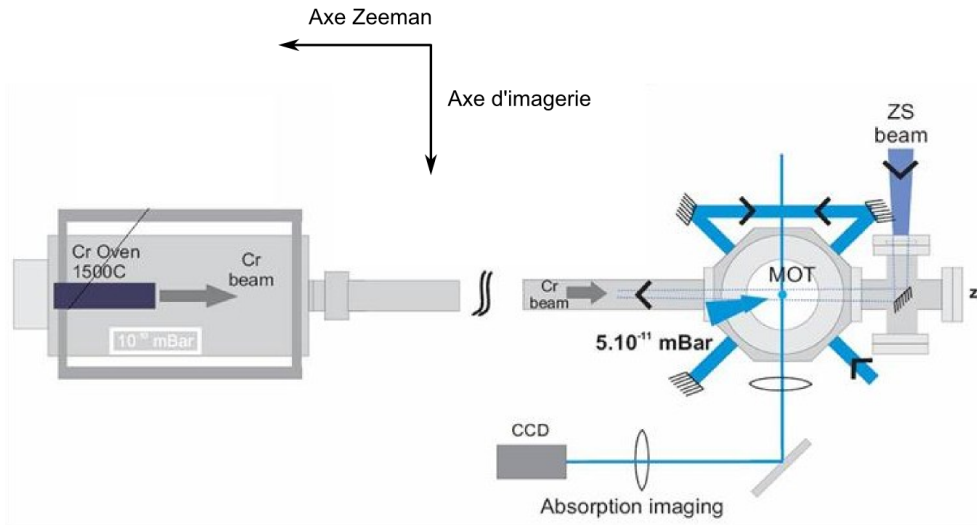


FIGURE 1.2 – Schémas représentant les deux enceintes, le ralentisseur Zeeman, les faisceaux horizontaux du MOT et l'imagerie. Tous ces faisceaux sont issus du même laser Titane : Saphir doublé en fréquence et on contrôle finement leurs fréquences à l'aide de modulateurs acousto-optiques.

1.3 Chargement du piège optique dipolaire

La température des atomes dans le MOT est de l'ordre de $120 \mu K$. La température critique de condensation étant de $0,4 \mu K$, on utilise un second piège, tout optique cette fois.

Ce piège est un piège dipolaire produit par un laser infrarouge (longueur d'onde : $1,66 \mu m$), très désaccordé par rapport aux transitions du Chrome, d'une puissance maximale de $50 W$ et focalisé sur le MOT avec un col de $w_0 = 45 \mu m$. Le piège est directement chargé à partir du MOT et a une profondeur de l'ordre de $500 \mu K$.

La probabilité qu'un photon soit diffusé est très faible dans ce genre de piège. Les atomes voient, en pratique, un puits de potentiel là où l'intensité laser est la plus grande, c'est-à-dire au col du faisceau. Ce piège est donc un piège conservatif, très confinant orthogonalement à la direction de propagation du faisceau. Au cours de la séquence, une partie de la puissance infrarouge est transférée vers un second faisceau d'axe vertical. On crée ainsi une zone de confinement suivant les trois directions de l'espace.

Les difficultés de chargement dues au petit nombre d'atomes confinés par le MOT, ont été contournées en chargeant le piège dipolaire avec des atomes dans les états métastables 5D et 5S_2 . L'utilisation d'un laser à $427 nm$ aide à dépomper plus efficacement les atomes dans ces états (Figure 1.1). Une ligne noire (Dark spot) est placée sur le trajet des lasers repompeurs et imagée sur le piège optique de façon à ce que les atomes, dans un état métastable, piégés par le piège dipolaire ne soit pas repompés dans l'état fondamental. Les atomes dans le piège dipolaire sont ainsi insensibles au laser de refroidissement.

On effectue, de plus des sweep de champ magnétique RF qui, en basculant l'orientation des spin très rapidement, permettent d'annuler l'effet du champ magnétique produit par les bobines du MOT et ainsi de ne pas perdre les atomes qui sont dans des sous-états Zeeman non-confinés par le piège magnétique.

1.4 Evaporation tout optique

L'évaporation est l'étape essentielle de la condensation. En diminuant progressivement la profondeur du piège dipolaire, on permet aux atomes les plus chauds de s'échapper du piège. Il en résulte un refroidissement du nuage. Dans notre cas, l'évaporation est tout optique. Nous contrôlons la profondeur du piège en modifiant l'amplitude de la radiofréquence envoyée au modulateur acousto-optique placé sur le trajet du faisceau Infrarouge.

A la fin de cette étape d'évaporation, le laser à 427 nm est utilisé pour pomper optiquement les atomes dans l'état de plus basse énergie : $^7S_3, m_S = -3$. Le condensat de Bose-Einstein obtenu contient entre 15000 et 20000 atomes, a une température de 100 nK et a une taille de quelques micromètres.

Imagerie : Afin de pouvoir l'imager, on relâche le piège dipolaire et on laisse tomber le condensat. Après un temps de vol de quelques millisecondes, on envoie une impulsion du faisceau à 425 nm (voir Figure 1.3), résonant avec la transition de refroidissement du Chrome. Les atomes absorbent ces photons, et on observe sur une caméra CCD l'absorption du condensat.

1.5 Les Réseaux

Confiné très fortement suivant un ou plusieurs axes, les propriétés du condensat changent significativement. L'utilisation de réseaux optiques qui produisent un potentiel périodique permet d'obtenir ce genre de confinement. Au cours de mon stage, j'ai participé à un certain nombre d'expérience dont certaines impliquaient l'utilisation de réseaux optiques. Je vais en décrire ici les principales caractéristiques.

1.5.1 Principe

Comme le piège dipolaire, le réseau optique est construit à partir d'une source laser très désaccordée par rapport aux transitions de l'atome que l'on considère. En pratique, on utilise un laser à 532 nm rétro-réfléchi, si la longueur de cohérence est suffisamment grande, les deux faisceaux laser interfèrent. Cela produit une onde plane stationnaire qui constitue un réseau de puits de potentiels harmoniques pour les atomes.

1.5.2 Détermination expérimentale de la profondeur des réseaux

Afin de déterminer la profondeur du réseau, on pulse celui-ci pendant $2\mu s$ (voir Figure 1.3). Le fait de charger subitement le réseau permet de déterminer cette profondeur en connaissant la population des ordres de diffraction et le temps du chargement [1]. La profondeur du réseau est donnée habituellement par : $U_0 = \hbar\Omega^2/4\Delta$ où Ω est la fréquence de Rabi de la transition considérée et Δ le désaccord entre la fréquence du laser et la fréquence de la transition. Compte tenu du grand désaccord Δ , le calcul est plus compliqué.[2]

Si on considère la Figure 1.4, on peut en déduire que la profondeur du réseau est de $30 E_r$, où $E_r = \hbar^2 k^2 / 2m$ est l'énergie de recul apportée à un atome par l'absorption d'un photon.

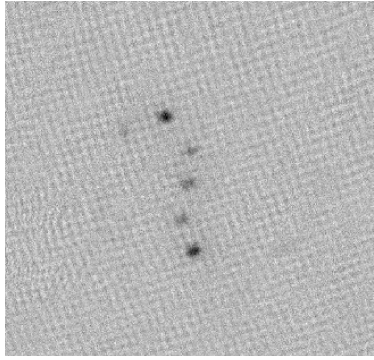


FIGURE 1.3 – Profondeur du réseau horizontal : ce réseau créé des puits de potentiel alignés suivant l'axe d'imagerie. La procédure d'observation des différents ordres de diffraction est inhabituelle : on se sert du piège dipolaire pour imager ces ordres que l'on ne verrait pas sinon. On maintient les atomes dans le piège, ce qui couple les mouvement horizontaux et verticaux des atomes de sorte qu'ils se séparent verticalement. L'axe d'imagerie étant quasiment aligné à l'axe du réseau, on observe que déplacement vertical des atomes. Après temps de vol, voici l'image obtenue : les ordres 0, 1 et 2 sont peuplés pour $2 \mu s$ d'impulsion, le réseau à une profondeur de $30 E_r$.

Chapitre 2

La spectroscopie de Bragg

Nous évoquerons dans cette partie une des expériences à laquelle j'ai participé au cours de mon stage : l'étude des excitations du condensat de Bose-Einstein de Chrome par spectroscopie de Bragg. Cette expérience nous a permis de mettre en évidence l'effet des interactions dipôle-dipôle.

2.1 Principe

La Figure 2.1, ci-dessous, présente la méthode expérimentale. Deux faisceaux très désaccordés par rapport à la résonance du Chrome, en phase et décalés en fréquence l'un par rapport à l'autre de quelques kHz, sont focalisés sur le condensat. Le processus est un processus à deux photons, cohérent. Les atomes du condensats absorbent un photon de fréquence f_1 et réémettent un photon de fréquence f_2 . Il est résulte un transfert d'énergie : $E = h(f_1 - f_2)$ et un transfert de quantité de mouvement, noté $\hbar\vec{q}$, dépendant de la géométrie du système, plus précisément de l'angle θ .

En rendant maximale le transfert d'énergie pour un angle donné, on peut étudier la relation de dispersion du condensat (voir Figure 2.3).

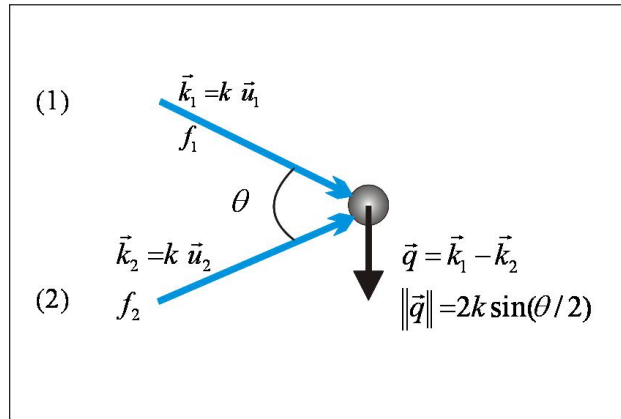


FIGURE 2.1 – Schémas représentant la méthode mise en œuvre pour la spectroscopie de Bragg. f_1 et f_2 sont respectivement la fréquence des faisceaux (1) et (2). $\hbar \|\vec{q}\|$ est la norme de l'impulsion transmise aux atomes.

La Figure 2.2 présente deux exemples de spectres de Bragg, le premier pour un gaz thermique, le second pour un condensat pur. Ces deux spectres ont été obtenu en faisant varier la différence de fréquence entre les deux faisceaux, on note cette grandeur ν_{Bragg} .

Afin de faire un spectre, on fait varier la différence de fréquence entre les deux faisceaux et on mesure

la fraction excitée, c'est-à-dire le rapport du nombre d'atomes excités et du nombre d'atomes dans l'état fondamental.

On remarque que le spectre du gaz thermique est beaucoup plus large que celui du condensat. En effet, une des sources d'élargissement du spectre est l'effet Doppler, qui est lié à la distribution initiale en moment de l'objet sondé. On met ici en évidence une des propriétés remarquables du condensat : sa distribution en moment très étroite.

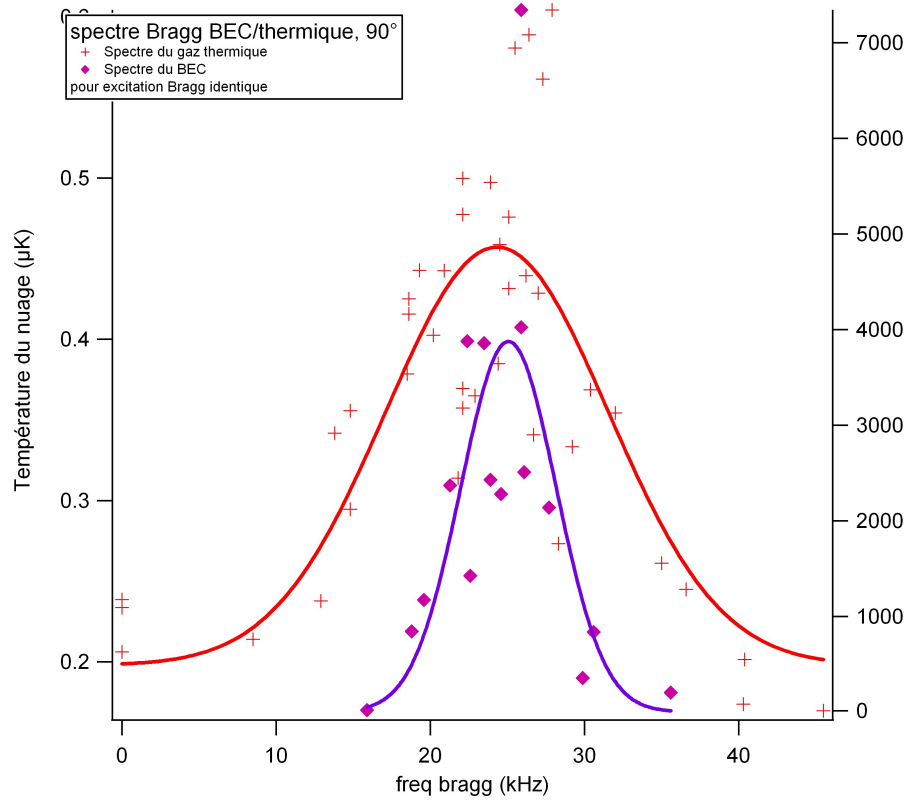


FIGURE 2.2 – Spectre de Bragg faite pour $\theta = 90^\circ$: les losanges, d'un gaz thermique à une température de 200 nK ; les croix, d'un condensat d'environ 10000 atomes. On observe que la largeur du spectre du gaz thermique est de presque 20 kHz, tandis que pour le condensat elle est de ~ 5 kHz.

2.2 Etude des excitations du condensat de Chrome par spectroscopie de Bragg

Nous décrivons ici les spécificités des excitations d'un condensat de Chrome. La relation de dispersion d'un condensat homogène est donnée, dans le modèle perturbatif de Bogoliubov par l'expression suivante :

$$\epsilon(q) = \sqrt{\frac{\hbar^2 q^2}{2m} \left(\frac{\hbar^2 q^2}{2m} + 2gn \right)}$$

Où $\epsilon(q)$ est l'énergie de l'état excité du condensat ;

q : la norme du moment de l'état excité du condensat ;

m : la masse de l'atome de Chrome ;

$g = \frac{4\pi\hbar^2}{m}$: un paramètre lié aux interactions ;
 n : la densité

Comme le montre cette formule, le spectre d'excitation du condensat va fortement dépendre des interactions et du moment transféré aux atomes par l'impulsion Bragg. Cette relation de dispersion permet de définir deux régimes où on observera des comportements bien distincts :

- Le régime « particule libre » : Si $\frac{\hbar^2 q^2}{2m} \gg gn_0$: l'énergie cinétique domine les interactions, les particules excitées se conduisent comme des particules libres et on peut négliger le rôle des interactions entre atomes.

- Le régime phononique : Si $\frac{\hbar^2 q^2}{2m} \ll gn_0$, on en déduit que :

$$\epsilon(q) = \sqrt{\frac{\hbar^2 q^2}{2m} \cdot 2gn_0}$$

Dans ce régime, les excitations du condensat peuvent être considérées comme une onde, une perturbation, se propageant dans le condensat à une certaine vitesse, appelée vitesse du son. La relation de dispersion devient une fonction linéaire du moment transféré aux atomes par le pulse Bragg : $\epsilon(q) = qc$, avec la vitesse du son : $c = \sqrt{gn_0/2m}$

La Figure 2.3 présente la relation de dispersion du condensat. Cette relation linéaire entre l'énergie et le moment transféré aux atomes, dans le cas où q est faible, est une signature du caractère superfluide du condensat.

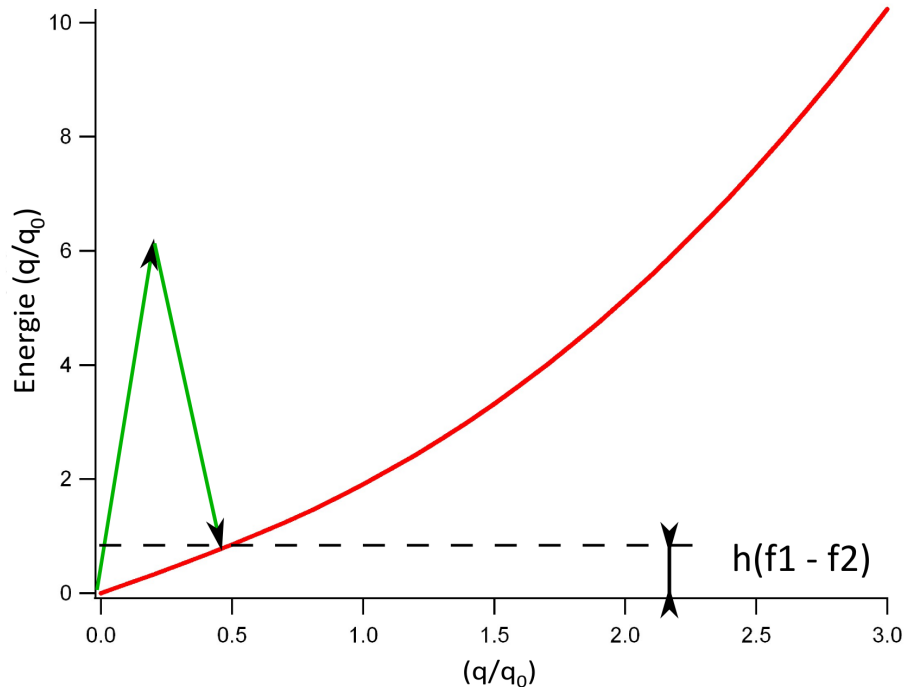


FIGURE 2.3 – Excitations du condensat : q_0 est la valeur de q pour laquelle $\frac{\hbar^2 q^2}{2m} \approx gn_0$. Flèches en vert : les deux photons : absorbé (de fréquence f_1), puis émis (de fréquence f_2), la différence d'énergie entre les deux est l'énergie de l'état excité du condensat.

Or, comme on l'a dit précédemment, la spécificité du Chrome est son fort dipôle magnétique permanent de $6\mu_B$, et les interactions dipôle-dipôle vont légèrement modifier la relation de dispersion.

Si on tient compte des interactions dipolaires, la relation de dispersion du condensat dépend de l'angle entre la direction d'excitation et l'orientation du champ magnétique. Ainsi nous sommes en mesure de faire une expérience qui met en évidence le caractère anisotrope de l'interaction dipolaire, en mettant en évidence une modification du spectre d'excitation suivant l'orientation du champ magnétique.

2.3 Description de l'expérience

On envoie sur le condensat une impulsion lumineuse de 1,5 ms des faisceaux Bragg. Le premier est (quasiment) orienté suivant l'axe d'imagerie, l'angle entre celui-ci et le second peut varier. A noter que pour rester dans le domaine de validité du modèle perturbatif de Bogoliubov, l'excitation doit rester faible. Ce qui veut dire, en pratique, que la puissance laser des deux faisceaux doit rester suffisamment faible pour que le nombre d'atomes excités reste petits par rapport au nombre d'atomes dans l'état fondamental.

Après un temps de vol de 5 ms, on observe les atomes par la méthode d'imagerie par absorption. La Figure 2.4 présente un exemple des images que l'on obtient.

Le moment transféré aux atomes dépendant de l'angle θ entre les deux faisceaux. Ainsi, pour étudier la courbe de dispersion du condensat, on peut modifier θ . Nous avons effectué des mesures de la fréquence d'excitation Bragg pour $\theta = 14,5^\circ$, $\theta = 85^\circ$ et $\theta = 10^\circ$ (valeurs de θ accessibles expérimentalement) et comparé ces points aux prédictions théoriques, basées sur une approche dite de densité locale, où le condensat est décrit comme une superposition de condensats de densité différentes.

Nous avons également enregistré des spectres pour différentes orientations du champ magnétique afin de mettre en évidence l'effet de ces interactions dipolaires.

La Figure 2.5 présente un spectre effectué pour $\theta = 14,5^\circ$ et trois orientations différentes du champ : deux perpendiculaires et une parallèle à la direction d'excitation Bragg. Pour $\theta = 14,5^\circ$, on peut encore considérer que l'on est dans le régime phononique, qui nous intéresse. La fréquence de résonance est de l'ordre de 1.5kHz, l'élargissement des spectres est dû à trois effets conjoints : l'effet Doppler, c'est-à-dire à l'incertitude sur la mesure résultante de la distribution initiale en moment du condensat, l'élargissement Fourier, lié à la durée de l'impulsion Bragg et l'élargissement dû à l'inhomogénéité du condensat.

On voit clairement sur ce graphique un décalage en fréquence entre les deux orientations du champ qui est la signature de l'effet des interactions dipolaires sur les excitations du condensat de Chrome.

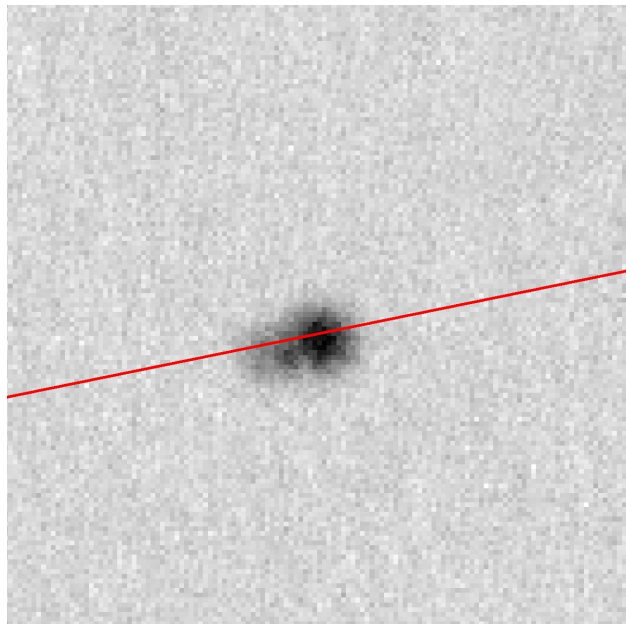


FIGURE 2.4 – Image d'un condensat excité par spectroscopie de Bragg prise par imagerie par absorption après un temps de vol de $5ms$. On remarque qu'une petite partie des atomes a gagné un moment $+q$ et s'est extraite du condensat, vers la gauche. La ligne indique la direction de l'excitation.

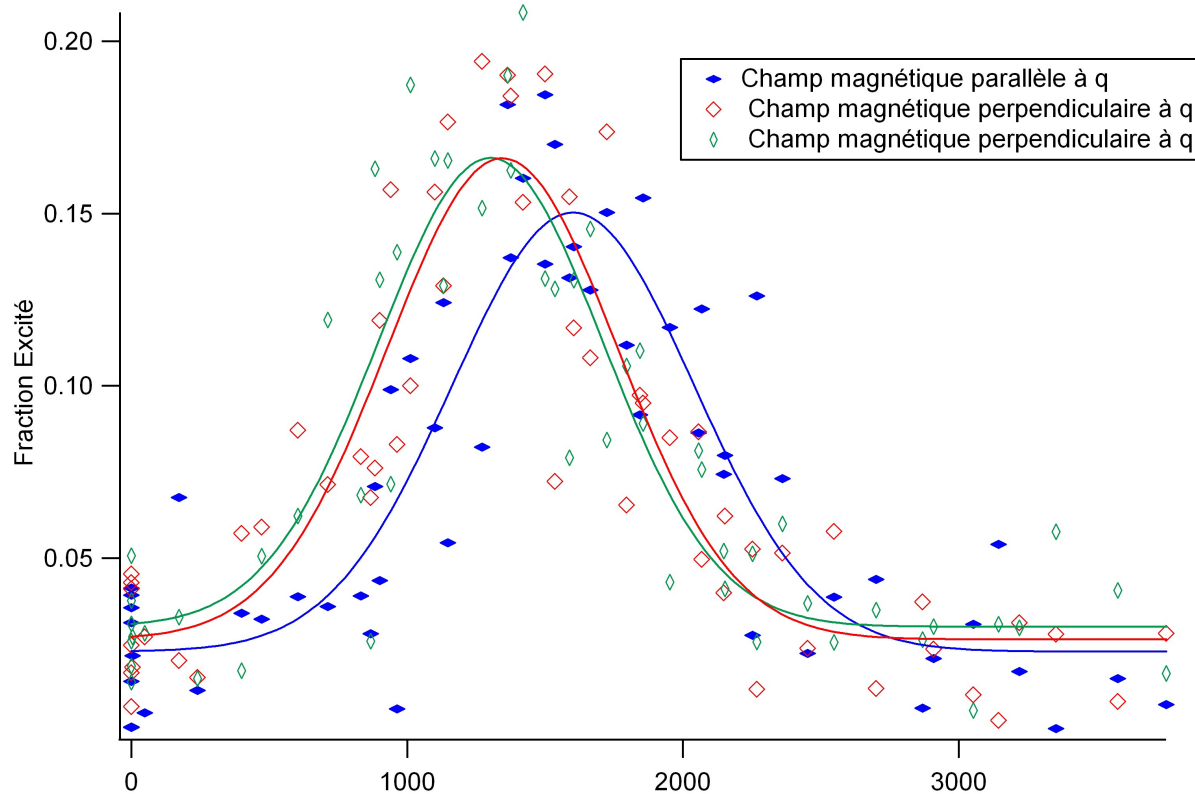


FIGURE 2.5 – Spectroscopie de Bragg pour $\theta = 14,5^\circ$ et pour trois orientation différentes du champ. En carré et losange verticaux : le champ est perpendiculaire à l'excitation Bragg ; en losange horizontaux : le champ est parallèle. On observe une fréquence de résonance différente en fonction de l'orientation du champ. Les courbes en traits pleins correspondent à un fit gaussiens des données.

Chapitre 3

La spectroscopie de Bragg, un nouvel outil de diagnostique

Nous disposons à présent d'un nouvel outil d'analyse que nous avons utilisé pour poursuivre l'étude des propriétés du condensat. Je vais dans un premier lieu décrire succinctement quelques propriétés du condensat de Chrome dans deux situations particulières : à champ magnétique quasi-nul et chargé dans un réseau à deux dimensions. Puis je décrirai en détail une de ces expériences.

3.1 Le condensat de Chrome à champ magnétique nul

Le condensat de Chrome est produit dans son état de plus faible énergie qui correspond au sous-niveau d'énergie Zeeman $m_s = -3$ de l'état fondamental du Chrome. Tous les dipôles magnétiques des atomes sont orientés suivant la direction du champ magnétique et le condensat est ferromagnétique.

On considère maintenant le cas où le champ est faible, suffisamment pour que l'énergie Zeeman devienne comparable à la différence entre énergie d'interactions :

$$g_j \mu_B B_C \approx \frac{2\pi \hbar^2 n_0 (a_6 - a_4)}{m}$$

Où $g_j \approx 2$ est le facteur de Landé du Chrome ;

μ_B : le magnéton de Bohr ; n_0 : la densité au centre du condensat ;

a_6 : une longueur caractérisant le potentiel d'interaction entre deux atomes dans le potentiel moléculaire associé à $S = 6$

a_4 : idem mais pour deux atomes dans le potentiel associé à $S = 4$;

m : la masse du Chrome.

Pour une densité de : $3.5.10^{14} \text{at.cm}^{-3}$, on trouve $B_C = 0,25 \text{ mG}$

Si on peut diminuer, et stabiliser, le champ magnétique appliqué au condensat à une valeur inférieure à B_C , le champ critique, l'état de plus basse énergie n'est plus un état ferromagnétique où tous les atomes sont dans le sous-niveaux d'énergie Zeeman $m_s = -3$ [3] : Quand $B < B_C$, l'augmentation en énergie magnétique dû au passage d'un atome de l'état $m_s = -3$ à l'état $m_s = -2$ (par exemple) est compensé par une diminution de l'énergie d'interaction, il devient donc favorable énergétiquement au condensat de se dépolariser. Ceci est vrai car : $a_6 > a_4$. Lorsque le condensat est dépolarisé, on s'attend à une diminution de l'énergie d'interaction.

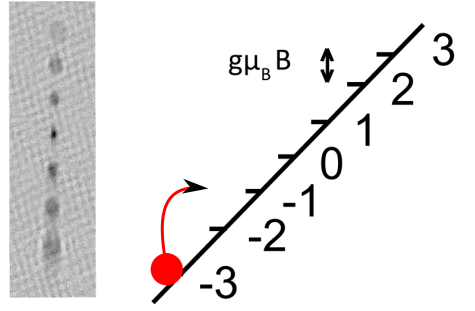


FIGURE 3.1 – Dépolarisation quand $B < B_C$, les sept états de spin de l'état fondamental du Chrome sont peuplés, comme le montre une image d'absorption prise après séparation Stern et Guerlach.

3.2 Dépolarisation d'un condensat chargé dans un réseau à deux dimensions

Dans un réseau à deux dimensions, les atomes sont fortement confinés suivant deux directions : l'énergie cinétique et l'énergie d'interaction sont très faibles devant l'énergie de piégeage $\hbar\omega_{\perp}$ (ω_{\perp} est la fréquence transverse du potentiel harmonique de piégeage) de sorte qu'il leur est impossible de se déplacer dans deux directions de l'espace. Les atomes se répartissent suivant l'autre dimension de l'espace, le long de tubes (voir Figure 3.2).

En régime 1D, bien qu'on ne puisse plus parler de condensation, on observe une occupation macroscopique de l'état fondamental du système. On peut également remarquer que la densité maximale augmente. La valeur du champ critique dépend explicitement de la densité maximale, celui-ci sera donc plus grand et on pourra donc plus facilement obtenir la dépolarisation. C'est une des raisons pour lesquelles nous avons utilisé les réseaux au cours de nos expériences de dépolarisation.

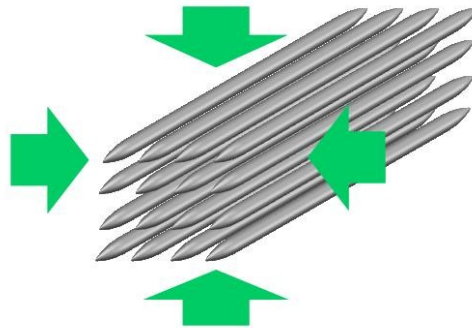


FIGURE 3.2 – L'effet des deux ondes stationnaires sur le condensat crée des zones de confinement en forme de tubes dans lesquelles les atomes se répartissent, dans notre cas les tubes sont orientés suivant l'axe Zeeman, donc horizontaux, et perpendiculaires à l'axe d'imagerie

Cependant, il est à noter que les propriétés d'un tel gaz à une dimension sont différentes de celle d'un condensat de Bose-Einstein. En particulier, on perd la cohérence à longue distance qui caractérise le condensat.

On définit un paramètre qui caractérise le comportement du gaz de Bose à une dimension : γ qui est

inversement proportionnel à la densité à une dimension [4].

- Quand γ tend vers 0, le gaz de Bose se comporte comme un condensat
- Au contraire, quand γ tend vers l'infini, on ne peut plus décrire le gaz dégénéré comme un condensat. En théorie, les atomes se comporte comme un gaz de fermions sans interaction. C'est le régime de Tonks.

Donc notre cas : $\gamma = 1,5$, on ne peut donc pas tout à fait considérer le gaz dégénéré, en régime 1D, comme un condensat.

3.3 L'expérience

Nous avons réalisé une série d'expérience afin d'étudier un gaz dégénéré de Chrome confiné suivant deux directions de l'espace par un réseau optique et à champ magnétique très faible (inférieur à B_c) par spectroscopie de Bragg.

Le réseau est formé à partir de deux faisceaux issus d'un Verdi à 532 nm, très désaccordé et rétro-réfléchis. L'un suivant l'axe vertical, le second suivant l'axe d'imagerie. Les deux faisceaux sont également décalés en fréquence l'un par rapport à l'autre de sorte qu'ils n'interfèrent pas entre eux.

3.3.1 Asservissement du champ magnétique

Bien que le champ critique soit plus grand pour un gaz de Bose confiné dans un réseau, il est tout de même nécessaire de contrôler le champ magnétique et de s'affranchir du bruit à 50Hz induit par les appareils électroniques environnants. Dans notre configuration, le champ critique est de l'ordre de $\sim 1mG$. Le champ est contrôlé grâce à trois bobines rectangulaires de taille suffisante (quelques mètres) pour créer un champ magnétique relativement homogène au niveau des atomes. Un détecteur de champ magnétique, placé à environs 15 cm du MOT, détecte le champ suivant les trois directions de l'espace. La valeur du champ mesuré est comparée à une référence que l'on fixe manuellement.

3.3.2 Expérience de Stern et Gerlach

Pour nous assurer que la valeur du champ est bien inférieure à celle du champ critique on effectue une expérience de Stern et Gerlach.

Pendant 45 ms avant l'imagerie, le piège optique qui permet le confinement vertical est coupé et on applique un gradient de champ magnétique au condensat. Les atomes s'étendent suivant la direction du piège optique horizontal et se répartissent dans l'espace suivant leur magnétisation. La Figure 3.3 montre l'image obtenue après une de ces expériences. On distingue très clairement les atomes répartis dans sept composantes de spin. Cette méthode permet également de déterminer la magnétisation totale du condensat en mesurant la population des sept états de spin accessibles aux atomes.

3.3.3 Spectroscopie de Bragg d'un condensat chargé dans un réseau 2D, à champ nul

Dans l'expérience que je décris ici, $\theta = 14,5^\circ$. La séquence temporelle est présentée Figure 3.4 : Dans un premier temps, on établit le champ magnétique nul, que l'on a préalablement défini par des expériences de Stern et Gerlach. Le réseau est chargé en 40 ms pour éviter un chargement diabatique des réseaux, puis maintenu à puissance maximale pendant un temps variable que l'on note T_R . On effectue une impulsion de 1ms du faisceau Bragg juste avant de couper les réseaux.

Cette expérience de spectroscopie de Bragg a été réalisée pour trois profondeurs de réseau ($30E_R$, $20E_R$ et $15E_R$) ainsi que pour différentes valeurs de T_R . Dans toutes les configurations que nous avons étudiées, un spectre à champ magnétique non-nul a été pris également. La Figure 3.5 montre un des spectres de Bragg que nous avons obtenu : la profondeur du réseau est de E_R et $T_R = 200ms$. Le graphique montre la mesure de la température du nuage en fonction de l'écart de fréquence entre les deux faisceaux Bragg. On peut tout de suite noter que la fréquence de résonance en régime 1D est différente de celle à trois dimensions. Ceci est

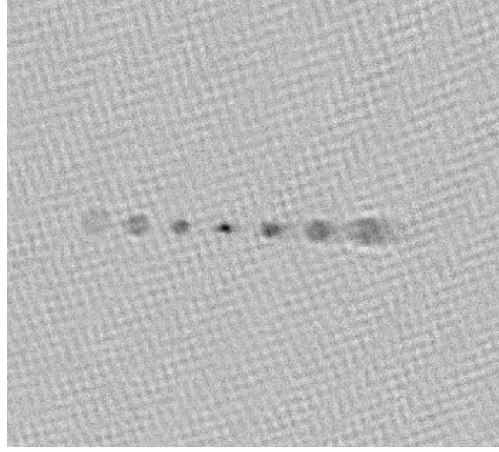


FIGURE 3.3 – Image prise par absorption après une expérience de Stern et Gerlach appliquée à un condensat dépolarisé. Sur cette image, le condensat n’a pas été chargé dans le réseau, et $B < \sim 0.4mG$

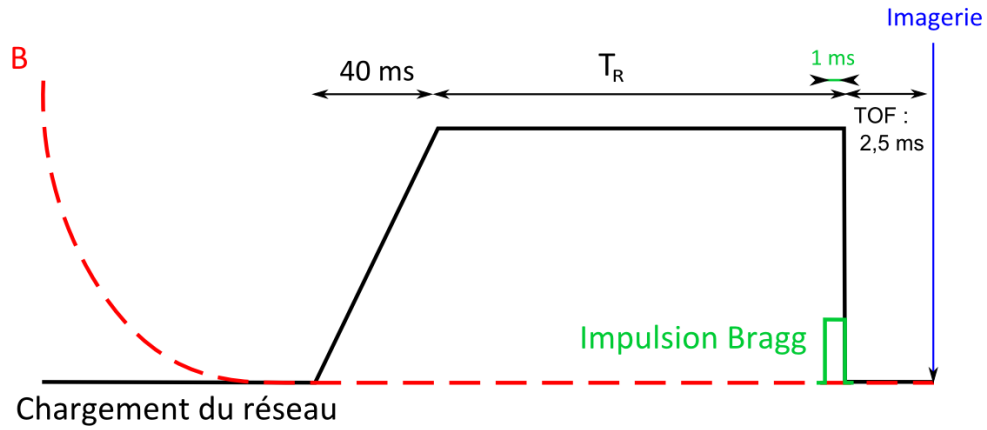


FIGURE 3.4 – Séquence temporelle de l’expérience

dû au fait que la densité maximale dans les réseaux est plus importante, ce qui induit un déplacement du spectre vers les hautes fréquences.

Sur tous les spectres que nous avons mesurés, on observe un léger décalage vers les basses fréquences des spectres pris à $B < B_c$ par rapport aux spectres pris à $B > B_c$. L’énergie nécessaire à la dépolarisation ne vient pas d’une source extérieure, comme on l’a dit précédemment, un gain en énergie magnétique s’accompagne d’une diminution de l’énergie d’interaction. Or, l’énergie des excitations du condensat dépendent de l’énergie d’interaction et si elle diminue : l’énergie des excitations diminue.

Ce spectre reste un résultat préliminaire qui soulève un certain nombre de question. A quoi est dû ce chauffage que l’on observe sur les spectres pour des champs inférieurs au champ critique, par exemple.

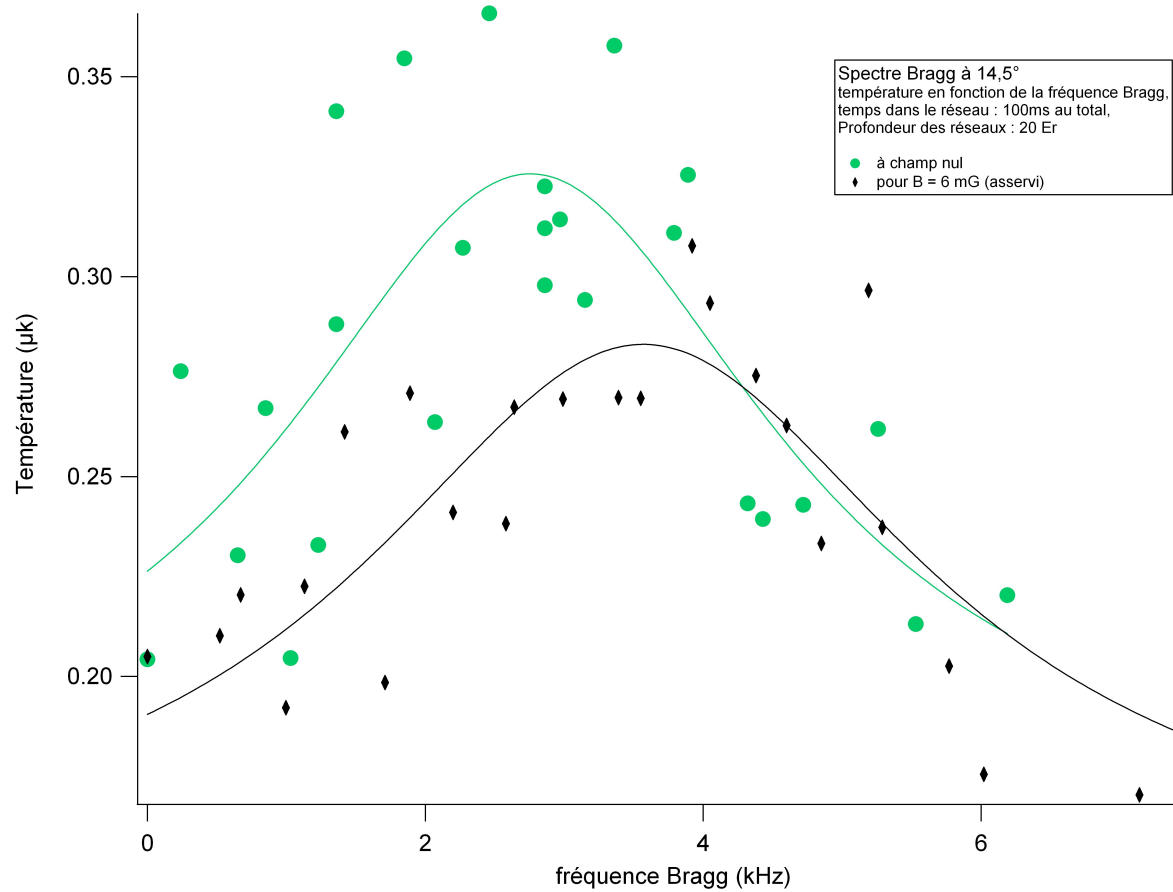


FIGURE 3.5 – Spectre de Bragg à $\theta = 14,5^\circ$: Ce graphique représente la température du nuage en fonction de $\Delta\nu_{\text{Bragg}}$, les fit sont des fits lorentziens

Conclusion

Dans ce rapport, j'ai décrit le dispositif expérimental permettant d'atteindre la condensation de Bose-Einstein de l'atome de Chrome. J'ai ensuite décrit la méthode de spectroscopie de Bragg et comment ce nouvel outil nous permet d'étudier les propriétés du condensat. J'ai évoqué une expérience qui met en évidence l'effet anisotrope de l'interaction dipolaire, induite par le fort moment magnétique du Chrome. Enfin, j'ai décrit une des expériences que nous avons effectuée au cours de mon stage portant sur l'étude du gaz de Bose dans une configuration particulière : confiné dans un réseau optique à deux dimensions et à champ nul.

Toutes ces expériences nous ont permis d'identifier les facteurs d'incertitude qui limitent le rapport signal sur bruit de nos expériences, un certain nombre d'améliorations ont été, ou vont être apportées, au cours de ma thèse, au dispositif expérimental.

La stabilité de la puissance des faisceaux lasers du réseau est un premier facteur d'incertitude. Nous avons mesuré des fluctuations de quelques pourcents. J'ai travaillé au cours de mon stage, en collaboration avec l'atelier d'électronique, à la mise en place d'un système d'asservissement. Par ailleurs, l'asservissement du champ magnétique ne parvient à maintenir un champ inférieur au champ critique que pendant quelques dizaines de minutes. Des détecteurs plus petits ont été placés plus près de la position du condensat pour avoir une meilleure connaissance du champ magnétique au niveau de celui-ci.

Bibliographie

[1] J. Hecker Denschlag, et al., « A Bose-Einstein Condensate in a optical lattice », dans : *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **35** (2002)

[2] Rudolf Grimm, Matthias Weidemüller et Yurii B. Ovchinnikov, « Optical Dipole Traps for Neutral Atoms », dans : t. 42, *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, Academic Press, 2000.

[3] L. Santos et T. Pfau, « Spin-3 Chromium Bose-Einstein Condensates », dans : *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006).

[4] D.M. Gangardt et G.V. Shlyapnikov, « Stability and phase coherence of trapped 1D Bose gases », dans : *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003).