

**UNIVERSITÉ SORBONNE PARIS NORD
INSTITUT GALILÉE**

LABORATOIRE DE PHYSIQUE DES LASERS

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ SORBONNE PARIS NORD
Spécialité : Physique

**présentée par
Lucas GABARDOS**

**pour obtenir le titre de
Docteur en Physique**

Sujet de la thèse :

**Dynamique hors équilibre de spins couplés
par interaction dipolaire en condensat de
Bose-Einstein et en réseau optique**

Soutenue le 15 Octobre 2020, devant le jury composé de :

| | | |
|------|----------------------------------|-----------------------|
| M. | David CLÉMENT | Rapporteur |
| M. | Franck PEREIRA DOS SANTOS | Rapporteur |
| M. | Frédéric DU BURCK | Examinateur |
| Mme. | Pérola MILMAN | Présidente du jury |
| M. | Laurent VERNAC | Co-directeur de thèse |
| M. | Bruno LABURTHE-TOLRA | Directeur de thèse |

*To Life, the Universe and Everything
Much obliged*



Remerciements

Ceux qui me connaissent savent que je suis une personne de peu de mots, ces remerciements vont donc être brefs (mais néanmoins sincères 😊).

Je souhaite tout d'abord remercier les membres de mon jury. David Clément et Franck Pereira dos Santos pour leur relecture attentive de ma thèse, ainsi que Frédéric Du Burck et Pérola Milman. Merci pour l'intérêt que vous avez porté à ma thèse, pour vos compliments (qui m'ont fait chaud au cœur) ; pour vos remarques et commentaires, un grand merci !

Je remercie mes directeurs de thèse, Bruno Laburthe-Tolra et Laurent Vernac, c'est principalement grâce à vous que je me suis senti comme à la maison au LPL. J'ai beaucoup apprécié votre intelligence et vos convictions dans des styles très différents l'un de l'autre. Bruno, toujours tranquille, merci pour tes multiples explications et conseils, pour nos échanges littéraires et pour nos discussions dans les transports en rentrant dans le 13^{ème}. Laurent, un peu moins tranquille 😅, merci d'avoir su rester patient lorsque j'étais un peu obtus à tes explications. Mon stage de M2, sous ton encadrement, m'a beaucoup plu, ce qui n'a que confirmé mon envie d'effectuer ma thèse dans l'équipe. Même si je n'ai pas fait appel à vous autant que je l'aurais dû, je ne me suis jamais senti abandonné, surtout dans les moments difficiles.

Je remercie bien évidemment Steven, avec qui j'ai passé deux années côté à côté sur la manip' et qui m'a appris énormément. Merci pour ton travail acharné, tes idées, ton implication. Merci d'avoir été là tout simplement, tu m'as montré ce que doit être un chercheur.

Merci également aux collègues de l'équipe. Nos précieux théoriciens, Kaci Kechadi et Paolo Pedri. Kaci, désolé de t'avoir embêté pendant l'écriture de ta thèse, c'est pas facile en fait 😅. J'espère que tu te plairas dans tout ce que tu entreprendras à l'avenir. Paolo, tes blagues, tes recommandations youtubaires et musicales et tes comparaisons partiales entre l'Italie et la France vont me manquer. On ira boire des bières au Hideout quand je repasse à Paris ! Merci aux membres du groupe Strontium, passés, Étienne Maréchal et Isam Manai ; ainsi que présents, Olivier Gorceix, Martin Robert-de-Saint-Vincent, Pierre Bataille et Andrea Litvinov, merci pour nos conversations, repas, bureau partagés. Merci à Johnny Huckans pour sa bonne humeur et son enthousiasme lors de ses visites occasionnelles et, *last but not least*, à Youssef Aziz Alaoui, j'aurais souhaité être plus présent pour t'aider dans ta première année de thèse, mais tu es bien entouré et je suis sûr que tu vas faire de très belles choses avec la manip' !

Merci aussi aux autres collègues du LPL, Ali Beydoun bien sûr, merci pour ton amitié ces deux dernières années, pour m'avoir fait sortir et rencontrer des gens sympa. Tu m'as donné un peu de vie sociale ! Il va falloir que tu viennes visiter Toulouse maintenant. Charles Garcion, voisin de bureau avec Pierre et Andrea pour cette dernière année et demie, j'espère que tu vas trouver ce que tu cherches 😊. Merci à Vincent Lorent pour ces années d'enseignement en commun, c'était un plaisir de travailler avec toi. Merci à l'équipe d'escalade : Anne Amy-Klein, Ali, Charles Desfrançois, Frédéric Lecomte et Nicolas Nieuwjaer ; j'ai passé de bons moments avec vous dans la salle d'escalade et à Fontainebleau ! Et merci à tous les autres membres du labo que j'ai pu côtoyer et apprécier ces quatre dernières années.

Je remercie aussi les équipes techniques du labo, sans qui rien ne serait possible. Le service administratif : Maryse Médina, Carole Grangier, Solen Guezennec, Sylvie Spielmann et Alexandre Sourie ; merci pour votre disponibilité et votre sympathie au cours des années. L'atelier d'électrotechnique : Fabrice Wiotte, Haniffe Mouhamad et Loïc Malinge ; merci pour votre professionnalisme, expertise et pour avoir su répondre à nos besoins pour faire tourner la manip'. L'atelier mécanique : Albert Kaladjian et Mathieu Goncalves ; je n'ai pas beaucoup fait appel à vous durant ma thèse mais je garde un bon souvenir des chasses aux œufs 🎀 dans l'atelier et le labo ! Et bien sûr le service informatique Marc Barbier et Stéphane Simonazzi ; merci pour tout, Stéphane également pour la gestion des salles de TP, ça fait toujours plaisir de te croiser dans les couloirs (même si tu parles trop 😅).

Je remercie tous les profs de physique que j'ai eus au cours des années, du collège au master, vous avez nourri mon envie de faire de la recherche. Je remercie en particulier Sara Ducci qui, pendant la recherche de stage en M2, m'a conseillé l'équipe du LPL, à laquelle je ne m'étais pas intéressé pour de bêtes raisons géographiques 🌐.

Je remercie mes parents qui m'ont toujours soutenu dans tout ce que j'ai entrepris et ont encouragé quand j'étais petit (et moins petit) mon goût pour la science, avec notamment des abonnements à *Science & Vie Découvertes* puis à *Science & Vie Junior*. Merci d'avoir été derrière moi et pour vos encouragements toutes ces années.

Et un énorme merci à ma 洋洋, tu étais présente continuellement à mes côtés pour la fin de rédaction de cette thèse (un peu forcée au début par le confinement 😞 mais également après) ainsi que pour la soutenance. Je te suis immensément reconnaissant de m'accompagner maintenant à Toulouse pour de nouvelles aventures, j'admire ton courage de partir ainsi vers l'inconnu.

Table des matières

| | |
|--|-----------|
| Remerciements | i |
| Table des matières | III |
| Liste des constantes | V |
| Liste des notations | VII |
| Introduction | IX |
| I Piégeage et refroidissement des atomes de chrome 52 | 1 |
| 1 Propriétés du chrome, dispositif et techniques expérimentales | 3 |
| 1.1 État fondamental du chrome | 3 |
| 1.2 Interactions entre les atomes dans l'état fondamental | 4 |
| 1.2.1 Les interactions de contact dépendantes du spin | 4 |
| 1.2.2 Les interactions magnétiques dipôle-dipôle | 6 |
| 1.3 Four | 8 |
| 1.4 Enceinte à vide | 8 |
| 1.5 Obtention d'un condensat de Bose-Einstein de chrome 52 | 9 |
| 1.5.1 Niveaux du chrome 52 et lasers utilisés pour son refroidissement | 9 |
| 1.5.2 Refroidissement transverse | 13 |
| 1.5.3 Ralentisseur Zeeman | 13 |
| 1.5.4 Piège magnéto-optique | 13 |
| 1.5.5 Chargement dans un piège dipolaire conservatif | 16 |
| 1.5.6 Obtention d'un condensat par évaporation | 17 |
| 1.6 Chargement des atomes dans un réseau optique 3D | 19 |
| 1.6.1 Production et caractéristiques du réseau | 19 |
| 1.6.2 Séquence de chargement | 22 |
| 1.6.3 Mesure de la profondeur | 24 |
| 1.7 Contrôle du spin | 25 |
| 1.7.1 Passages adiabatiques rapides | 25 |
| 1.7.2 Rotation des spins | 26 |
| 1.8 Technique d'imagerie et analyse | 29 |
| 1.8.1 Méthode d'imagerie | 29 |
| 1.8.2 Système d'imagerie | 29 |
| 1.8.3 Analyse des images | 29 |
| 1.8.4 Méthode d'imagerie pour le réseau | 33 |
| 1.9 Contrôle des champs magnétiques | 34 |
| 1.9.1 Création et asservissement du champ magnétique | 34 |
| 1.9.2 Mesure et minimisation du gradient de champ magnétique | 35 |

| | |
|--|-----------|
| 2 Augmentation de la densité dans l'espace des phases grâce aux mélasses grises | 39 |
| 2.1 Introduction | 39 |
| 2.2 Principe de fonctionnement des mélasses grises | 40 |
| 2.2.1 Principe général | 40 |
| 2.2.2 Cas du chrome 52 | 43 |
| 2.3 Dispositif expérimental | 44 |
| 2.3.1 Système laser | 44 |
| 2.3.2 Séquence expérimentale | 44 |
| 2.3.3 Géométrie du nuage atomique piégé | 45 |
| 2.4 Optimisation des mélasses grises | 45 |
| 2.4.1 Optimisation du désaccord | 45 |
| 2.4.2 Optimisation de l'intensité | 46 |
| 2.4.3 Optimisation du champ magnétique | 47 |
| 2.5 Refroidissement de l'ensemble des degrés de liberté externes | 49 |
| 2.5.1 Principe de la méthode de refroidissement et compression | 49 |
| 2.5.2 Résultats expérimentaux | 49 |
| 2.5.3 Résultat final, discussions | 52 |
| II Dynamique de spin et protection du caractère ferromagnétique en régime superfluide | 57 |
| 3 Expériences de dynamique de spin en condensat | 59 |
| 3.1 Introduction | 59 |
| 3.1.1 Expériences précédemment effectuées dans l'équipe | 60 |
| 3.1.2 Nouvelles expériences en condensat | 61 |
| 3.1.3 Simulations de Gross-Pitaevskii | 64 |
| 3.2 Résultats expérimentaux et comparaison avec les simulations Gross-Pitaevskii | 67 |
| 3.2.1 Résultats à gradient faible | 67 |
| 3.2.2 Résultats à gradient intermédiaire | 70 |
| 3.2.3 Résultats à gradient « élevé » | 71 |
| 3.3 Discussions | 72 |
| 3.3.1 Effet du gradient sur la dynamique | 72 |
| 3.3.2 Effet des interactions dépendantes du spin sur la dynamique | 74 |
| 3.3.3 Validité du champ moyen | 74 |
| 3.4 Conclusion | 75 |
| 4 Conservation du ferromagnétisme | 77 |
| 4.1 Introduction | 77 |
| 4.2 Résultats numériques | 78 |
| 4.2.1 Mise en évidence de la protection du ferromagnétisme | 78 |
| 4.2.2 Détermination de la cause du maintien du ferromagnétisme | 81 |
| 4.2.3 Condition sur le gradient pour rester ferromagnétique | 82 |
| 4.3 Vérification expérimentale | 84 |
| 4.4 Modèle à temps court pour la dynamique de population | 86 |
| 4.5 Conclusion | 89 |

| | |
|--|------------|
| III Dynamique de spin et réduction de la longueur de spin en régime d'isolant de Mott | 91 |
| 5 Expériences de dynamique de spin en réseau | 93 |
| 5.1 Passage de l'état superfluide à celui d'isolant de Mott | 93 |
| 5.1.1 Expériences à profondeur variable du réseau | 93 |
| 5.1.2 Description qualitative à l'aide du concept de masse effective | 95 |
| 5.1.3 Utilisation des données pour l'analyse comparative de modèles théoriques | 100 |
| 5.2 Dynamique en réseau profond, modèles perturbatifs et thermalisation quantique | 103 |
| 5.2.1 Les expériences de dynamique de spin | 104 |
| 5.2.2 Modèles analytiques perturbatifs à temps court | 108 |
| 5.2.3 Modèle à temps long : thermalisation quantique | 112 |
| 5.2.4 Simulation au-delà du champ moyen de notre système | 116 |
| 5.2.5 Conclusion | 119 |
| 6 Relaxation de la norme du spin collectif | 121 |
| 6.1 Introduction | 121 |
| 6.1.1 État initial et paramètres expérimentaux | 121 |
| 6.1.2 Hamiltonien du système | 122 |
| 6.1.3 Définitions | 122 |
| 6.1.4 Types de séquences expérimentales utilisées | 123 |
| 6.2 Expériences de type dynamique simple | 124 |
| 6.3 Expériences de type Ramsey avec et sans écho de spin | 127 |
| 6.3.1 Obtention de la longueur du spin collectif | 128 |
| 6.3.2 Présentation des résultats | 133 |
| 6.4 Comparaison à des simulations numériques | 134 |
| 6.5 Conclusion | 135 |
| Conclusion | 137 |
| Bibliographie | 141 |

Liste des constantes

| Nom | Symbol | Valeur | Unité |
|--|-------------------------------------|---|-------------------------------|
| Constante de Planck | h | $6,626\,070\,15 \times 10^{-34}$ | $\text{J}\cdot\text{Hz}^{-1}$ |
| Constante de Planck réduite $h/2\pi$ | \hbar | $1,054\,571\,817\dots \times 1 \times 10^{-34}$ | $\text{J}\cdot\text{s}$ |
| Constante de Boltzman | k_B | $1,380\,649 \times 10^{-23}$ | $\text{J}\cdot\text{K}^{-1}$ |
| Facteur de Landé électronique | g_s | $2,002\,319\,304\,362\,56(35)$ | |
| Magnéton de Bohr $e\hbar/2m_e$ | μ_B | $9,274\,010\,078\,3(28) \times 10^{-24}$ | $\text{J}\cdot\text{T}^{-1}$ |
| Vitesse de la lumière dans le vide | c | $299\,792\,458$ | $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ |
| Perméabilité magnétique du vide | μ_0 | $1,256\,637\,062\,12(19) \times 10^{-6}$ | $\text{N}\cdot\text{A}^{-2}$ |
| Permittivité diélectrique du vide $1/\mu_0 c^2$ | ϵ_0 | $8,854\,187\,812\,8(13) \times 10^{-12}$ | $\text{F}\cdot\text{m}^{-1}$ |
| Charge élémentaire | e | $1,602\,176\,634 \times 10^{-19}$ | C |
| Masse d'un électron | m_e | $9,109\,383\,701\,5(28) \times 10^{-31}$ | kg |
| Rayon de Bohr $4\pi\epsilon_0\hbar^2/m_e e^2$ | a_B | $5,291\,772\,109\,03(80) \times 10^{-11}$ | m |
| Unité de masse atomique unifiée | u | $1,660\,539\,066\,60(50) \times 10^{-27}$ | kg |
| Chrome | | | |
| Masse d'un atome | m | $51,940\,506\,23(63)$ | u |
| Taux d'émission spontanée du niveau 7P_4 | $\Gamma_{^7P_4}$ | $2\pi \times 5,01$ | MHz |
| Taux d'émission spontanée du niveau 7P_3 | $\Gamma_{^7P_3}$ | $2\pi \times 4,89$ | MHz |
| Taux d'émission spontanée du niveau 7P_2 | $\Gamma_{^7P_2}$ | $2\pi \times 5,03$ | MHz |
| Longueur d'onde de la transition ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$ | $\lambda_{^7S_3 \rightarrow ^7P_4}$ | 425,554 | nm |
| Longueur d'onde de la transition ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_3$ | $\lambda_{^7S_3 \rightarrow ^7P_3}$ | 427,601 | nm |
| Longueur d'onde de la transition ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_2$ | $\lambda_{^7S_3 \rightarrow ^7P_2}$ | 429,093 | nm |
| Longueur d'onde de la transition ${}^5S_2 \rightarrow {}^7P_3$ | $\lambda_{^5S_2 \rightarrow ^7P_3}$ | 633,184 | nm |
| Longueur d'onde de la transition ${}^5D_3 \rightarrow {}^7P_3$ | $\lambda_{^5D_3 \rightarrow ^7P_3}$ | 653,973 | nm |
| Longueur d'onde de la transition ${}^5D_4 \rightarrow {}^7P_3$ | $\lambda_{^5D_4 \rightarrow ^7P_3}$ | 663,184 | nm |

Les valeurs des constantes fondamentales sont tirées de l'édition de 2018 des valeurs des constantes physiques fondamentales préconisées par le comité de données pour la science et la technologie (CODATA) [1]. Les valeurs des constantes pour le chrome ont été obtenues de la base de donnée des spectres atomiques du NIST [2].

Liste des notations

| | |
|-------------------------------------|--|
| Température | T |
| Nombre d'atomes | N |
| Densité | n |
| Longueur d'onde de de Broglie | $\lambda_{\text{dB}} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_{\text{B}}T}}$ |
| Densité dans l'espace des phases | $\phi = n\lambda_{\text{dB}}^3$ |
| Fréquence de la transition atomique | ν_{a} |
| Fréquence laser | ν_{l} |
| Désaccord | $\delta = \nu_{\text{l}} - \nu_{\text{a}}$ |
| Intensité de saturation | $I_{\text{sat}} = \pi hc\Gamma/3\lambda^3$ |
| Énergie de recul | $E_{\text{r}} = (\hbar k_{\text{l}})^2/2m$ |
| Température de recul | $T_{\text{r}} = 2E_{\text{r}}/k_{\text{B}} = (\hbar k_{\text{l}})^2/mk_{\text{B}}$ |
| Champ magnétique | \vec{B} |
| Gradient de champ magnétique | \vec{b} |
| Fréquence de Larmor | $f_{\text{L}} = g_s\mu_{\text{B}}\ \vec{B}\ /h$ |

Introduction

Condensation de Bose-Einstein

L'histoire de la condensation de Bose-Einstein commence en juin 1924, lorsque Satyendra Nath Bose, alors professeur au département de physique de l'Université de Dhaka, envoie une lettre accompagnée d'un article à Albert Einstein. L'article en question ayant été refusé par le *Philosophical Magazine*, il sollicite l'avis et l'aide d'Einstein pour sa publication dans la revue *Zeitschrift für Physik*. Dans cet article, intitulé *Planck's Law and Hypothesis of Light Quanta*, Bose propose une nouvelle dérivation de la loi de Planck pour le rayonnement du corps noir [3] ne s'appuyant sur aucun concept issu de la physique classique mais sur des considérations quantiques et statistiques. Pour cela, il garde le nombre de quanta de lumière (photons) libre, il dénombre les photons (qu'il considère indiscernables) dans des cellules élémentaires de l'espace des phases de taille h^3 (avec h la constante de Planck) et il cherche la distribution de photons la plus probable à énergie et nombre de cellules fixés. L'article reçoit l'approbation d'Einstein qui le traduit en allemand et le fait publier [4]. Dans la foulée, Einstein écrit et publie trois articles supplémentaires étendant la statistique de Bose aux gaz parfaits [5-7] et donne le taux d'occupation moyen d'un état p d'énergie E_p , représentatif de cette nouvelle statistique dite de Bose-Einstein :

$$\bar{n}_p = \frac{1}{e^{(E_p - \mu)/k_B T} - 1} \quad (1)$$

avec k_B la constante de Boltzmann, T la température du gaz et μ le potentiel chimique. Il sera montré plus tard que la statistique de Bose-Einstein ne s'applique qu'à un certain groupe de particules dont la fonction d'onde est symétrique (baptisées bosons par Paul Dirac) ; les autres particules (à la fonction d'onde anti-symétrique et appelées fermions) obéissent à la statistique de Fermi-Dirac.

Einstein remarqua également qu'une conséquence de cette nouvelle statistique était que pour des températures suffisamment basses et des densités suffisamment élevées, une transition de phase s'opérerait dans le nuage formé par les particules. Ainsi, avec n la densité spatiale des particules et $\lambda_{dB} = h/\sqrt{2\pi m k_B T}$ la longueur d'onde thermique de de Broglie (où m est la masse d'une particule), lorsque la densité dans l'espace des phases $\phi = n\lambda_{dB}^3$ devient supérieure à une densité critique ϕ_c , une fraction importante des particules (appelée fraction condensée) s'accumulerait dans l'état de plus basse énergie tandis que la fraction restante (appelée fraction thermique) demeurerait dans les états de plus hautes énergies. Pour un gaz de Bose parfait (c'est-à-dire un gaz homogène de bosons sans interaction) dans une boîte aux conditions aux limites périodiques, la densité dans l'espace des phases critique est donnée par :

$$\phi_c = \zeta(3/2) \approx 2,6 \quad (2)$$

avec ζ la fonction zêta de Riemann (voir par exemple [8] pour la dérivation de ϕ_c). λ_{dB} étant indicative de l'étendue spatiale de la fonction d'onde des particules et ϕ_c correspondant à une moyenne de 2,6 particules par boîte de volume λ_{dB}^3 , cela signifie qu'à la densité dans l'espace des phases critique, il y a un recouvrement entre les fonctions d'onde des différentes particules.

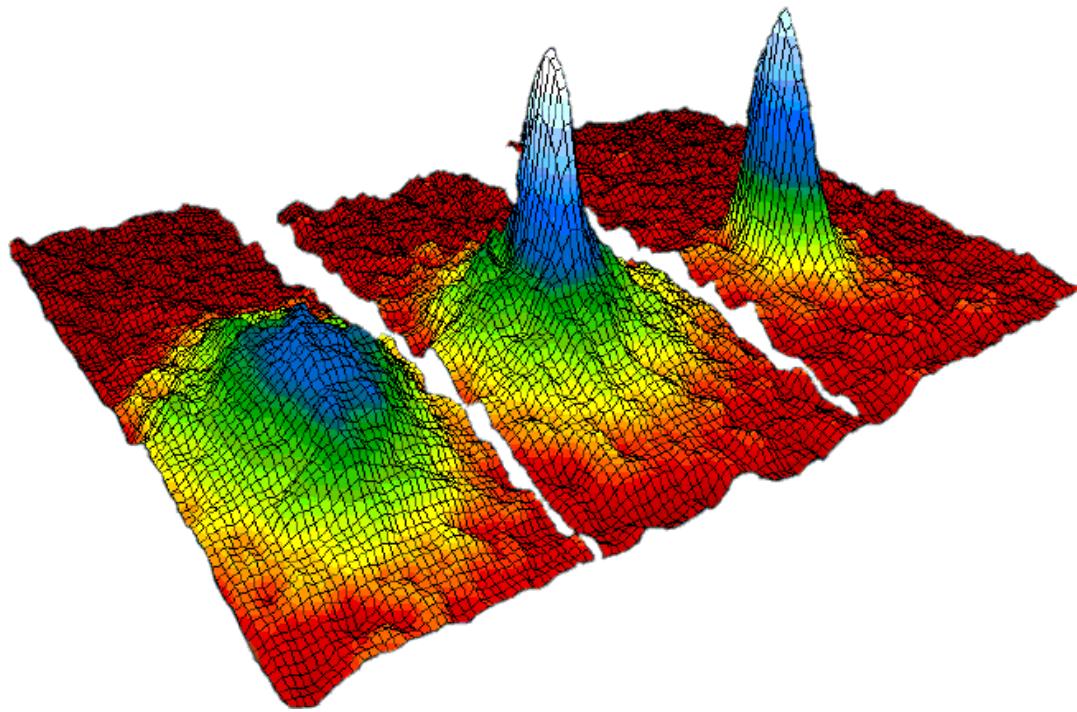


FIGURE 1 – Distributions en vitesse des atomes de ^{87}Rb mesurées par temps-de-vol en [9] ; un peu avant la condensation à gauche ($\approx 400 \text{ nK}$), à l'apparition du condensat au milieu ($\approx 200 \text{ nK}$) et pour un condensat quasiment pur à droite ($\approx 50 \text{ nK}$).

Celles-ci ne sont alors plus décrites individuellement mais par une fonction d'onde globale du condensat $\Psi_0(\vec{r}, t)$, qu'on peut écrire comme le produit de N fonctions d'ondes à une particule identiques avec N le nombre de particules.

Les premières observations expérimentales de cette transition de phase ont été effectuées en 1995 dans le groupe de Eric Cornell et Carl Wieman à l'Université de Colorado Boulder avec des atomes de ^{87}Rb [9] (voir figure 1) et dans celui de Wolfgang Ketterle au Massachusetts Institute of Technology avec des atomes de ^{23}Na [10]. Cet accomplissement, permis notamment par les avancées faites en matière de piégeage et refroidissement par laser, leur a valu à tous trois le prix Nobel de physique en 2001.

Depuis, de nombreux autres atomes et molécules ont été condensés. Un condensat de ^{52}Cr a été obtenu pour la première fois en 2005 par le groupe de Tilman Pfau à l'Université de Stuttgart en Allemagne [11], tandis que notre équipe a obtenu son premier condensat de ^{52}Cr en 2007 [12].

Réseaux optiques

L'idée d'utiliser des ondes stationnaires de la lumière et la force dipolaire afin de confiner les atomes dans des régions de l'espace de taille typique proche de la longueur d'onde optique a été proposée pour la première fois par Vladilen Stepanovich Letokhov en 1968 [13]. La première mise en pratique a été effectuée en 1987 dans l'équipe de Claude Cohen-Tannoudji au Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'École Normale Supérieure et du Collège de France à Paris avec un jet d'atomes traversant une onde stationnaire à une dimension [14].

L'interférence de deux faisceaux lasers permet de former une onde stationnaire à une dimension caractérisée par la périodicité de son intensité lumineuse. L'interaction entre un atome et la lumière est alors donnée par le potentiel périodique :

$$V_{\text{dip}} = -\vec{d} \cdot \vec{E}(\vec{r}) \propto \alpha(\omega_L) I(\vec{r}) \quad (3)$$

où \vec{d} est le dipôle électrique de l'atome induit par $\vec{E}(\vec{r})$ le champ électrique de la lumière, $\alpha(\omega_L)$ est la polarisabilité de l'atome qui dépend de la fréquence laser et $I(\vec{r}) \propto \|\vec{E}(\vec{r})\|^2$ est l'intensité lumineuse. La périodicité la plus faible que l'on peut ainsi obtenir est égale à une demi-longueur d'onde laser, celle-ci est atteinte lorsque les deux faisceaux sont contrapropageants. L'ajout de faisceaux lasers supplémentaires permet l'obtention de potentiels périodiques à deux ou trois dimensions.

Un avantage de l'utilisation d'ondes stationnaires pour l'obtention de potentiels périodiques est la liberté offerte de modifier les paramètres du réseau. En effet, il est possible de contrôler les pas du réseau en changeant la longueur d'onde du laser ou bien les angles entre les différents faisceaux [15] et de modifier la profondeur du réseau en changeant l'intensité laser. Cette flexibilité est beaucoup plus importante que celle des réseaux cristallins en matière condensée où le réseau est imposé par le matériau utilisé.

Le mouvement d'un atome dans le potentiel périodique peut être décrit, tout comme pour un électron dans un cristal, par une onde de Bloch de quasi-moment q . L'énergie cinétique de l'atome est alors limitée à certaines bandes d'énergie dans l'espace réciproque.

La physique d'un ensemble d'atomes bosoniques sans spin en réseau optique est décrite dans le modèle de Bose-Hubbard par l'hamiltonien [16] :

$$\hat{H}_{\text{BH}} = -t \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{b}_i^\dagger \hat{b}_j + \frac{U}{2} \sum_i \hat{n}_i (\hat{n}_i - 1) - \sum_i \epsilon_i \hat{n}_i \quad (4)$$

où $\langle i,j \rangle$ indique une sommation sur des sites i et j voisins dans le réseau, \hat{b}_i^\dagger et \hat{b}_i sont les opérateurs bosoniques de création et d'annihilation et $\hat{n}_i = \hat{b}_i^\dagger \hat{b}_i$ donne le nombre d'atomes présents au site i . Les paramètres de l'hamiltonien sont l'amplitude tunnel t qui décrit le mouvement des atomes entre deux sites voisins du réseau, l'interaction intra-site U et ϵ_i , le désaccord en énergie du site i par rapport au site central dû au profil gaussien des faisceaux lumineux (figure 2).

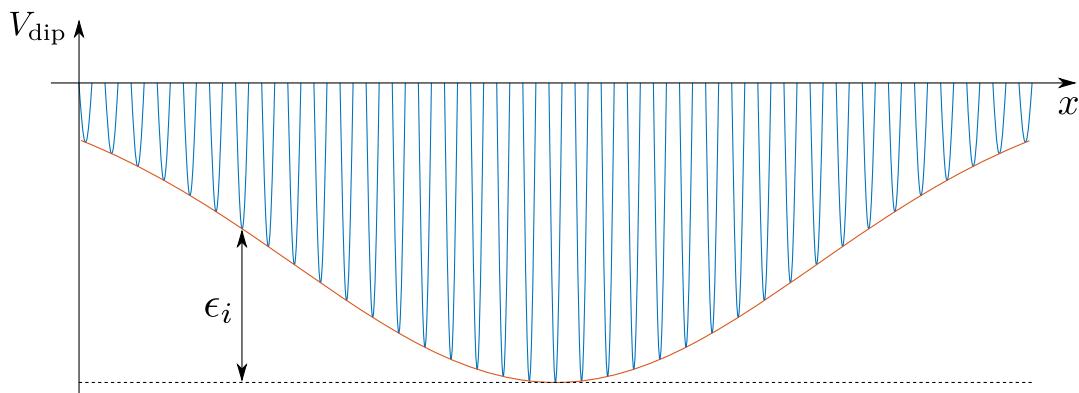


FIGURE 2 – Potentiel de piégeage des atomes. L'enveloppe de la figure d'interférences est due au profil gaussien des faisceaux lasers, ici pour un désaccord vers le rouge de la fréquence laser (les atomes sont alors piégés au niveau des maxima d'intensité de la figure d'interférence). ϵ_i est le désaccord en énergie du site i par rapport au site central dû à ce profil gaussien.

Le modèle de Bose-Hubbard repose sur trois hypothèses : seule la bande d'énergie la plus basse du réseau est considérée, les atomes ne peuvent se déplacer par effet tunnel qu'entre sites voisins et les interactions inter-sites sont négligées. Ce modèle permet de décrire la transition entre un état superfluide ($t/U \gg 1$), caractérisé par un déplacement libre des atomes dans les réseau et une cohérence de phase à longue distance, et un état d'isolant de Mott ($t/U \ll 1$), caractérisé par la localisation des atomes sur un site du réseau et l'absence de cohérence de phase inter-site. La figure 3 (adaptée de [17]) montre la transition de l'état superfluide vers l'état de Mott lors de l'augmentation de la profondeur du réseau, on peut y voir la disparition du motif créé par les interférences entre atomes des différents sites du réseau périodique, due à la perte de cohérence de phase inter-sites.

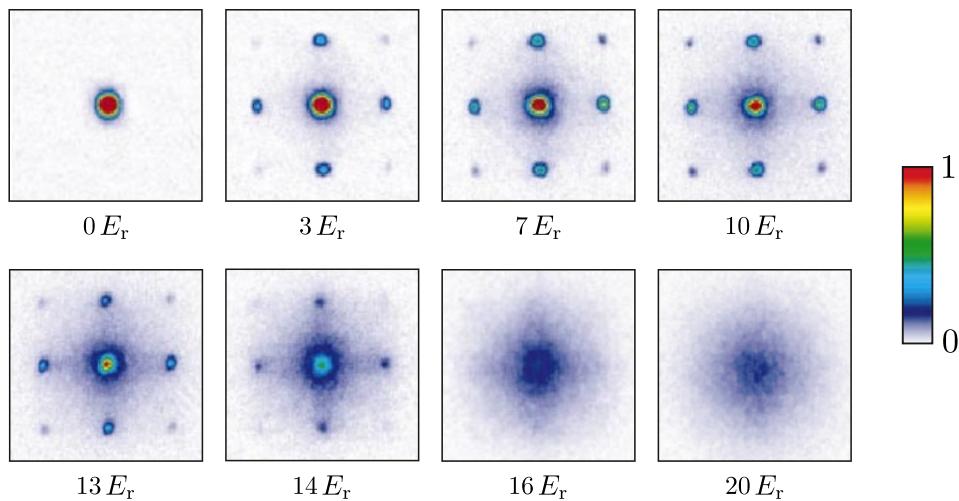


FIGURE 3 – Images par absorption de motifs d'interférence obtenus après la coupure brusque d'un réseau 3D contenant des atomes de ^{87}Rb pour différentes profondeurs du réseau (données en énergie de recul E_r) avec un temps de vol de 15 ms. La disparition progressive des ordres de diffraction entre 13 et 20 E_r est signe de la perte de cohérence à longue distance sur le réseau et donc du passage de l'état superfluide à l'état de Mott. L'image est adaptée de [17].

Les interactions dipôle-dipôle et le magnétisme quantique

L'intérêt du chrome réside dans son grand spin qui permet l'étude des interactions magnétiques dipôle-dipôle. La majeure partie des expériences présentées dans cette thèse traitent de dynamiques de spin, c'est-à-dire de l'évolution temporelle des spins des atomes. Nous sommes en particulier intéressés par l'effet qu'ont les interactions magnétiques dipôle-dipôle sur l'évolution des spins et notamment les effets dus à leur caractère quantique.

Évolution d'un spin classique dans un champ magnétique

Un moment magnétique $\vec{\mu} = -g_s\mu_B\vec{s}/\hbar$ dans un champ magnétique \vec{B} subit un moment de force $\vec{\tau} = \vec{\mu} \wedge \vec{B}$ (g_s est le facteur de Landé de spin, μ_B le magnéton de Bohr, \vec{s} le spin et $\hbar = h/2\pi$ la constante de Planck réduite). D'après le théorème du moment cinétique, l'évolution temporelle du spin est alors donnée par :

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = \vec{\tau} = -\frac{g_s\mu_B}{\hbar} \vec{s} \wedge \vec{B} \quad (5)$$

Cette équation montre que le spin effectue une précession autour du champ magnétique à une fréquence $f_L = g_s\mu_B B / \hbar$ appelée fréquence de Larmor.

Évolution de N spins quantiques

En mécanique quantique, pour N spins en interaction, l'évolution temporelle de la valeur moyenne de l'opérateur de spin \hat{S}_n est donnée par [18] :

$$\frac{d\langle \hat{S}_n \rangle}{dt} = \frac{i}{\hbar} \langle [\hat{H}_n, \hat{S}_n] \rangle + \underbrace{\left\langle \frac{\partial \hat{S}_n}{\partial t} \right\rangle}_{=0} \quad (6)$$

où $\hat{H}_n = \frac{g_s \mu_B}{\hbar} \hat{S}_n \cdot \hat{B}_n$ est l'hamiltonien associé au spin \hat{S}_n , avec $\hat{B}_n = \vec{B}_{\text{ext}} + \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^N \hat{B}_{m,n}$ le champ magnétique au niveau du spin \hat{S}_n . \hat{B}_n est composé d'un champ externe classique et des champs magnétiques $\hat{B}_{m,n}$ créés par les autres spins \hat{S}_m à la position du spin \hat{S}_n (voir [section 1.2.2](#)).

En utilisant les relations de commutation entre les composantes de spin, on obtient l'évolution de la valeur moyenne du spin \hat{S}_n :

$$\frac{d\langle \hat{S}_n \rangle}{dt} = -\frac{g_s \mu_B}{\hbar} \langle \hat{S}_n \wedge (\vec{B}_{\text{ext}} + \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^N \hat{B}_{m,n}) \rangle \quad (7)$$

Si on néglige maintenant les corrélations entre les spins, ce qui revient à prendre la valeur moyenne du produit comme le produit des valeurs moyennes, on obtient :

$$\frac{d\langle \hat{S}_n \rangle}{dt} \approx -\frac{g_s \mu_B}{\hbar} \langle \hat{S}_n \rangle \wedge (\vec{B}_{\text{ext}} + \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^N \langle \hat{B}_{m,n} \rangle) \quad (8)$$

Cette équation est équivalente au cas classique de l'[équation \(5\)](#) avec un champ magnétique, somme du champ externe et d'un champ moyen issu des autres spins, autour duquel précesser le spin \hat{S}_n . Dans le cas d'un condensat de Bose-Einstein, négliger les corrélations permet de retrouver l'équation de Gross-Pitaevskii [8] qui gouverne l'évolution d'une fonction classique représentant le condensat. L'équation de Gross-Pitaevskii est donc une équation de champ moyen.

Effet des corrélations dans nos expériences

Les expériences en condensat que je présente dans ma thèse sont très bien reproduites par l'équation de Gross-Pitaevskii. Nous n'avons donc pas pu, dans ce cas, mettre en évidence d'effet au-delà de l'approximation de champ moyen. Cette absence d'effet ne signifie pas qu'il n'y a pas de corrélations mais que, s'il y en a, leur impact sur la dynamique de spin est trop faible face à d'autres sources de dynamique, notamment les interactions de contact.

Pour faire disparaître les interactions de contact, nous avons chargé les atomes dans un réseau optique profond avec un atome par site. Dans ce système, les atomes n'interagissent plus qu'à travers les interactions magnétiques dipôle-dipôle. En comparant nos résultats avec des simulations de champ moyen et des simulations au-delà du champ-moyen (tenant en compte les fluctuations quantiques), nous avons cette fois pu mettre en évidence un effet des corrélations.

Dans cette thèse

Première partie

La **partie I** traitera des caractéristiques générales du chrome bosonique, de son piégeage et de son refroidissement.

Dans le **chapitre 1**, je parlerai des caractéristiques et particularités du ^{52}Cr , motivations pour son étude par l'équipe, du dispositif expérimental et des étapes menant à l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein, ainsi que du chargement des atomes dans des réseaux optiques. Aucune modification importante de ces étapes n'a été effectuée durant ma thèse, le dur travail d'obtention des condensats et de mise en place des réseaux ayant été réalisé par mes prédecesseurs (que je remercie!). Diverses méthodes expérimentales utilisées pour nos expériences sont également introduites, ainsi que le processus d'analyse des données recueillies.

Dans le **chapitre 2**, une nouvelle méthode de refroidissement et compression des atomes sera présentée. Celle-ci tire profit des mélasses grises et du piégeage quasi-harmonique dans le piège dipolaire pour améliorer la densité dans l'espace des phases du nuage atomique avant évaporation. Cette technique nous a permis d'augmenter la densité dans l'espace des phases de notre nuage atomique d'un facteur environ 250, pour atteindre une valeur proche de $1,7 \times 10^{-3}$, qui est un point de départ idéal pour l'obtention de condensat de Bose-Einstein par évaporation. Elle n'a toutefois pas été utilisée dans les expériences décrites dans le reste de ma thèse, un plus grand nombre d'atomes condensés n'étant pas nécessaire. Elle permettrait cependant d'obtenir un plus grand nombre d'atomes de chrome fermionique dégénérés, les mers de Fermi obtenues par l'équipe en 2014 (par refroidissement sympathique avec les atomes de chrome bosonique) ne dépassant pas 1000 atomes.

Deuxième partie

La **partie II** a pour sujet les expériences réalisées en régime superfluide (c'est-à-dire directement sur les atomes condensés).

Dans le **chapitre 3**, je décrirai les expériences de dynamique de spin que nous avons effectuées qui consistent en la mise hors équilibre du système par rotation des spins et l'observation de son évolution temporelle. Ces expériences nous ont permis d'étudier les effets des différentes interactions sur la dynamique. Les études faites à gradient de champ magnétique faible pour différents états initiaux du système ont montré une influence des interactions dipôle-dipôle sur le déclenchement de la dynamique. Dans le cas où les spins sont originellement perpendiculaire au champ magnétique externe, un gradient de champ magnétique permettant un couplage spin-orbite est nécessaire pour lancer la dynamique. De plus, celle-ci est ensuite d'autant plus forte que l'amplitude du gradient est élevée. L'ensemble de nos données expérimentales sont très bien reproduites par des simulations de type champ moyen basées sur l'équation de Gross-Pitaevskii.

Dans le **chapitre 4**, je parlerai des mesures de longueur de spin que nous avons effectuées dans la configuration avec gradient de champ magnétique non nul. Ces expériences nous ont permis de confirmer l'observation, faite par les théoriciens de l'équipe dans leurs simulations, que le ferromagnétisme initial du condensat est conservé. C'est-à-dire que la norme (ou longueur) des pins reste proche de sa valeur maximale de 3. Comme nous n'avons pas accès expérimentalement à la norme de chaque spin, cette confirmation est faite de manière indirecte en mesurant la norme du spin total. Les simulations faites par les théoriciens montrent également que la conservation du ferromagnétisme est due aux interactions de contact dépendantes du spin.

Troisième Partie

La **partie III** concertera les expériences réalisées dans des réseaux optiques 3D, notamment en régime d'isolant de Mott, c'est-à-dire lorsque le réseau optique a une profondeur suffisamment grande pour négliger l'effet tunnel.

Dans le **chapitre 5**, j'exposerai les expériences de dynamique de spin (similaires à celles effectuées en régime superfluide) effectuées à profondeurs intermédiaires du réseau. Ces expériences ont pour but l'étude de la transition de phase entre le régime superfluide et celui d'isolant de Mott. Expérimentalement, nous observons une évolution progressive d'un régime à l'autre. La méthode quantique approchée qui sera utilisée pour la simulation de notre système dans l'état de Mott fonctionne ici pour des profondeurs du réseau de $8 E_r$ et supérieures, tandis que les profondeurs inférieures nécessitent un modèle différent (ansatz de Gutzwiller). Je parlerai ensuite des expériences de dynamique de spin réalisées cette fois-ci en régime d'isolant de Mott avec au plus un atome par site, ce qui permet de s'affranchir des interactions de contact. L'évolution se fait donc uniquement sous l'influence des interactions dipôle-dipôle.

Je comparerai nos données à deux modèles à temps court, l'un utilisant un hamiltonien exact tandis que l'autre utilise un hamiltonien de champ-moyen. Nous verrons ainsi que la dynamique initiale est, pour certains états initiaux, mieux représentée par le modèle au-delà du champ-moyen. Une nouvelle méthode pour la simulation numérique de nos expériences développée par nos collaborateurs théoriciens de l'université du Colorado est également comparée à nos données. Cette nouvelle méthode pour la simulation prend en compte les fluctuations quantiques et donne de meilleurs résultats que les simulations de type champ-moyen, confirmant l'observation précédente.

Je montrerai en outre que, sous l'effet des interactions, notre système, bien qu'isolé, évolue vers un état stationnaire « thermique ». L'état du système à temps long peut être donné par un calcul simple reposant sur l'hypothèse d'une thermalisation quantique des degrés de liberté internes du système de spins. Cette hypothèse est également soutenue par les simulations montrant une augmentation de l'entropie d'intrication au cours du temps.

Dans le **chapitre 6**, je présenterai nos mesures de longueur de spin effectuées en réseau. Les résultats ici sont très différents du cas en condensat puisque la longueur de spin ne reste pas proche de sa valeur maximale mais tend vers zéro en quelques dizaines de millisecondes. L'ensemble de spins ne garde donc plus dans ce cas là un caractère ferromagnétique. L'ajout d'une impulsion π au milieu de la dynamique permet de s'affranchir de la précession inhomogène due au gradient de champ magnétique. La longueur de spin tend alors de façon beaucoup plus lente vers une valeur proche (mais différente) de zéro. Cette diminution est, de manière surprenante, plus lente que celle prédite par les simulations numériques utilisées avec succès au chapitre précédent. Nous attribuons cette différence à des perturbations dans notre système de l'évolution hamiltonienne, moteur de la diminution de la longueur de spin, qui entraîneraient donc un ralentissement de cette diminution.

Première partie

Piégeage et refroidissement des atomes de chrome 52

Propriétés du chrome, dispositif et techniques expérimentales

Dans ce chapitre, je présente les propriétés de l'état fondamental du chrome ainsi que les interactions entre atomes qui entrent en jeu dans nos expériences. Je donne une description succincte du dispositif expérimental permettant d'obtenir des condensats et de charger les atomes dans un réseau 3D. Les études des différents éléments (four, enceinte à vide, ralentisseur Zeeman, piège magnéto-optique, piège dipolaire...) peuvent être trouvées dans les thèses de mes prédecesseurs [19-25]. Je présente également les méthodes utilisées pour le contrôle du spin et des champs magnétiques ainsi que le processus d'obtention et d'analyse des données expérimentales.

1.1 État fondamental du chrome

Le chrome est un métal de transition de numéro atomique $Z = 24$, il est le premier élément de la sixième colonne du tableau périodique. Sa configuration électronique dans son état fondamental est particulière car elle ne respecte pas la règle de Klechkowski pour le remplissage des couches électroniques. En effet, la sous-couche 3d est peuplée de cinq électrons au lieu de quatre tandis que la sous-couche 4s ne contient qu'un seul électron au lieu de deux. La configuration électronique de l'état fondamental ainsi obtenue est $[Ar]4s^13d^5$. Le chrome possède donc six électrons de valence célibataires, tous alignés (d'après la règle de Hund), ce qui lui confère un spin $s = 3$. Son état fondamental est 7S_3 et son moment magnétique est $\mu = g_s \mu_B s = 6 \mu_B$ avec $g_s \approx 2$ le facteur de Landé de spin. Ce fort moment magnétique permet d'observer des effets importants des interactions magnétiques dipôle-dipôle (36 fois plus fortes que pour les alcalins) sur la physique des gaz quantiques. La force relative entre les interactions dipôle-dipôle et les interactions de contact est donnée par $\epsilon_{dd} \approx 0,16$ [26]. En cas de compétition entre les deux, les interactions de contact restent donc dominantes, ce qui assure notamment la stabilité du condensat [27]. À ce jour, seuls deux atomes de moment magnétique plus élevé ont été condensés, le dysprosium 164 ($\mu = 10 \mu_B$) en 2011 [28] et l'erbium 168 ($\mu = 7 \mu_B$) en 2012 [29].

Le chrome possède plusieurs isotopes naturels listés dans le [tableau 1.1](#), le seul que j'ai utilisé durant ma thèse est le ^{52}Cr (le plus abondant), cependant l'équipe est également capable de produire des gaz dégénérés de ^{53}Cr , une mer de Fermi ayant été obtenue en 2014 [30].

| Isotope | ^{50}Cr | ^{52}Cr | ^{53}Cr | ^{54}Cr |
|---------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|
| Abondance naturelle | 4,345 % | 83,789 % | 9,501 % | 2,365 % |
| Spin nucléaire | $i = 0$ | $i = 0$ | $i = 3/2$ | $i = 0$ |
| Statistique | bosonique | bosonique | fermionique | bosonique |

TABLEAU 1.1 – Les isotopes naturels du chrome.

Le ^{52}Cr ne possédant pas de spin nucléaire, il n'a pas de structure hyperfine. L'état fondamental 7S_3 possède donc sept sous-niveaux Zeeman dégénérés (à champ magnétique nul). La dégénérescence de ces niveaux peut être levée par l'application d'un champ magnétique \vec{B} grâce à l'effet Zeeman, les niveaux sont alors indicés par m_s le nombre quantique de projection du spin sur l'axe de quantification (axe du champ \vec{B}). L'énergie des niveaux évolue linéairement avec l'amplitude du champ suivant la relation $E_{m_s} = m_s h f_L$ avec $f_L = g_s \mu_B B / h$ la fréquence de Larmor (figure 1.1).

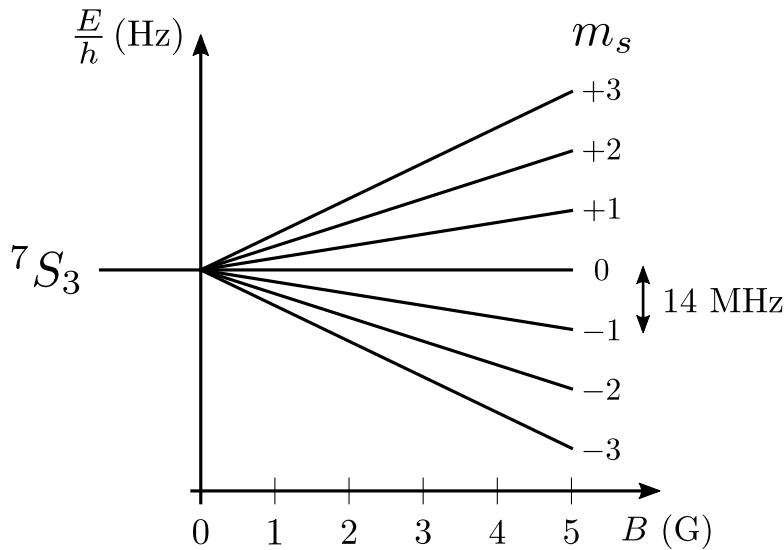


FIGURE 1.1 – Levée de la dégénérescence du niveau 7S_3 par effet Zeeman. La séparation entre deux niveaux m_s consécutifs est donnée par la fréquence de Larmor $f_L = g_s \mu_B B / h$.

1.2 Interactions entre les atomes dans l'état fondamental

1.2.1 Les interactions de contact dépendantes du spin

Les condensats sont des milieux très dilués (avec une densité typique $n \approx 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$). La distance inter-atomique moyenne $d = n^{-1/3} \approx 100 \text{ nm}$ est donc suffisamment grande pour que les interactions de contact n'impliquent, très majoritairement, que deux atomes à la fois. Dans la description des collisions à deux atomes par la diffusion de la fonction d'onde de la paire d'atomes sur le potentiel d'interaction [31], la seule onde partielle considérée à basse énergie (températures de l'ordre du nK) est celle de moment cinétique $l = 0$. Les collisions se font donc en onde s et le potentiel d'interaction réel $V(\vec{r})$ est bien approximé à longue distance par le potentiel de van der Waals $V_{\text{vdW}}(\vec{r}) = -C_6/\|\vec{r}\|^6$ (avec C_6 le coefficient de diffusion d'ordre 6 et \vec{r} le vecteur reliant les deux atomes). L'expression de $V(\vec{r})$ à courte distance est elle compliquée, cependant l'ensemble des propriétés collisionnelles induites par ce potentiel peuvent être obtenues en introduisant une longueur de diffusion a . Notamment le déphasage $\delta_0 = ka$ induit sur l'onde partielle $l = 0$ par $V(\vec{r})$ et la section efficace de collision $\sigma = 8\pi a^2$ (avec \vec{k} le vecteur d'onde relatif des atomes en collision) [32].

Dans l'approximation de Born (valable lorsqu'on est loin d'une résonance de Feschbach, ce qui est le cas dans nos expériences) la longueur de diffusion est donnée par :

$$a = \frac{m}{4\pi\hbar^2} \int V(\vec{r}) d^3r \quad (1.1)$$

La longueur de diffusion a étant le seul paramètre important pour décrire les collisions, le potentiel réel $V(\vec{r})$ peut être remplacé par un potentiel effectif $V_{\text{eff}}(\vec{r})$ permettant d'obtenir la même longueur de diffusion par l'équation (1.1) :

$$V_{\text{eff}}(\vec{r}) = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} \delta(\vec{r}) \quad (1.2)$$

où $\delta(\vec{r})$ est la distribution de Dirac à 3D.

Pour comprendre ces collisions, il est pratique de se placer dans la base moléculaire formée par les deux atomes. L'état à deux atomes $|s=3, m_s1\rangle \otimes |s=3, m_s2\rangle = |m_s1, m_s2\rangle_A$ dans la base atomique peut se décomposer par une somme d'états $|S, M_S\rangle_M$ de la base moléculaire avec $0 \leq S \leq 6$ le spin total et $M_S = m_s1 + m_s2$ sa projection sur l'axe de quantification.

Le fait que la fonction d'onde totale doive être symétrique pour une collision entre deux bosons impose une restriction sur les valeurs que peut prendre le spin total S . Pour des collisions en onde s , la composante spatiale de la fonction d'onde est symétrique, la composante de spin doit donc l'être elle aussi afin que la fonction d'onde totale soit symétrique. Pour des bosons, ceci est le cas lorsque S est pair mais pas lorsque S est impair (la fonction d'onde de spin est alors antisymétrique). Le spin total a donc quatre valeurs possibles $S = 0, 2, 4$ et 6 .

Le potentiel d'interaction étant différent suivant la valeur du spin total, la longueur de diffusion dépend de S . Quatre longueurs de diffusions a_S différentes peuvent donc intervenir lors d'une collision par interaction de contact. Les valeurs des différentes a_S ont été obtenues dans notre équipe et celle de Tilman Pfau [33-35] :

$$\left| \begin{array}{l} a_6 = (102,5 \pm 0,4) a_B \\ a_4 = (64 \pm 4) a_B \\ a_2 = (-7 \pm 20) a_B \\ a_0 = (13,5^{+11}_{-10,5}) a_B \end{array} \right. \quad (1.3)$$

où a_B est le rayon de Bohr.

Le potentiel effectif est alors :

$$\hat{V}_{\text{eff}}(\vec{r}) = \frac{4\pi\hbar^2}{m} \delta(\vec{r}) \sum_{\substack{S=0 \\ S \text{ pair}}}^6 \sum_{M_S=-S}^S a_S \hat{P}_{S,M_S} \quad (1.4)$$

avec $\hat{P}_{S,M_S} = |S, M_S\rangle \langle S, M_S|$ l'opérateur de projection sur la base moléculaire.

Ce potentiel ne couple que des états de même projection M_S , celle-ci est donc conservée. Ainsi, pour une collision entre deux atomes de projections de spin m_s1 et m_s2 , la valeur $m_s1 + m_s2$ reste inchangée. Il peut cependant y avoir un échange entre les projections de spin des deux atomes. Il est par exemple possible d'avoir des collisions $|m_s1, m_s2\rangle_A \rightarrow |m_s1 - 1, m_s2 + 1\rangle_A$ où la projection de spin de l'atome 1 diminue d'une unité tandis que celle de l'atome 2 augmente d'une unité.

Ces interactions sont dites de contact car, étant à courte portée, elles nécessitent que les atomes soient proches l'un de l'autre (qu'ils entrent en « contact »). Ceci se traduit par l'utilisation du δ de Dirac dans le potentiel effectif. De plus, elles sont aussi dites dépendantes du spin car lors des collisions, en fonction des spins S apparaissant dans la combinaison linéaire des états $|S, M_S\rangle_M$ représentant le système formé par les deux atomes dans la base moléculaire, différentes longueurs de diffusion a_S peuvent entrer en jeu.

1.2.2 Les interactions magnétiques dipôle-dipôle

En mécanique classique, le potentiel d'interaction entre l'atome 1 de spin \vec{s}_1 et l'atome 2 de spin \vec{s}_2 est donné par l'énergie d'interaction entre le champ magnétique $\vec{B}_{\vec{\mu}_1}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{3\vec{r}(\vec{\mu}_1 \cdot \vec{r})}{r^5} - \frac{\vec{\mu}_1}{r^3} \right)$ créé par le moment $\vec{\mu}_1$ du premier atome et le moment dipolaire $\vec{\mu}_2 = -g_s \mu_B \vec{s}_2 / \hbar$ du second atome :

$$\begin{aligned} V_{12} &= -\vec{\mu}_2 \cdot \vec{B}_{\vec{\mu}_1}(\vec{r}_{12}) \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{g_s \mu_B}{\hbar} \right)^2 \left[\frac{\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2}{r_{12}^3} - 3 \frac{(\vec{s}_1 \cdot \vec{r}_{12})(\vec{s}_2 \cdot \vec{r}_{12})}{r_{12}^5} \right] \end{aligned} \quad (1.5)$$

où \vec{r}_{12} est le vecteur inter-atomique reliant l'atome 1 à l'atome 2.

En remplaçant dans l'équation (1.5) les vecteurs \vec{s} et \vec{r} par les opérateurs de spin $\hat{\vec{s}} = (\hat{s}_x, \hat{s}_y, \hat{s}_z)$ et de position $\hat{\vec{r}} = (\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$, on obtient l'hamiltonien $\hat{H}_{12} = \hat{H}_{\text{Ising}} + \hat{H}_{\text{échange}} + \hat{H}_{\text{inélastique}}$ qui est séparable en trois termes :

— Le terme d'Ising :

$$\hat{H}_{\text{Ising}} = \frac{\mu_0}{4\pi r_{12}^3} \left(\frac{g_s \mu_B}{\hbar} \right)^2 \hat{s}_{1z} \hat{s}_{2z} \left(1 - 3 \cos^2(\theta_{12}) \right) \quad (1.6)$$

— Le terme d'échange :

$$\hat{H}_{\text{échange}} = -\frac{\mu_0}{16\pi r_{12}^3} \left(\frac{g_s \mu_B}{\hbar} \right)^2 (\hat{s}_{1+} \hat{s}_{2-} + \hat{s}_{1-} \hat{s}_{2+}) \left(1 - 3 \cos^2(\theta_{12}) \right) \quad (1.7)$$

— Et le terme de collision inélastique :

$$\begin{aligned} \hat{H}_{\text{inélastique}} &= -\frac{3\mu_0}{16\pi r_{12}^5} \left(\frac{g_s \mu_B}{\hbar} \right)^2 \left[\hat{r}_{-}^2 \hat{s}_{1+} \hat{s}_{2+} + \hat{r}_{+}^2 \hat{s}_{1-} \hat{s}_{2-} + 2\hat{z}\hat{r}_{-} (\hat{s}_{1z} \hat{s}_{2+} + \hat{s}_{2z} \hat{s}_{1+}) \right. \\ &\quad \left. + 2\hat{z}\hat{r}_{+} (\hat{s}_{1z} \hat{s}_{2-} + \hat{s}_{2z} \hat{s}_{1-}) \right] \end{aligned} \quad (1.8)$$

avec \hat{s}_z l'opérateur de projection de spin sur l'axe de quantification z , $\hat{s}_{\pm} = \hat{s}_x \pm i\hat{s}_y$ les opérateurs d'augmentation et de diminution de la projection de spin et $\hat{r}_{\pm} = \hat{x} \pm i\hat{y}$ les opérateurs d'augmentation et de diminution du moment cinétique orbital. θ_{12} est l'angle entre le vecteur inter-atomique \vec{r}_{12} et l'axe z , tel que $\cos(\theta_{12}) = \hat{z}/r_{12}$.

L'interaction évolue en $1/r^3$, dans un espace à trois dimensions elle est donc considérée à longue portée. En effet, contrairement aux interactions à courte portée, il n'est pas possible de définir une longueur de diffusion car l'intégrale $\int \hat{H}_{12}(\vec{r}) d^3r$ diverge. De plus, elle est également anisotrope du fait de sa dépendance avec l'angle θ_{12} .

Le terme d'Ising est en $\hat{s}_{1z} \hat{s}_{2z}$, les projections de spin des atomes sont donc inchangées lors d'une collision.

Le terme d'échange est en $\hat{s}_{1+} \hat{s}_{2-} + \hat{s}_{1-} \hat{s}_{2+}$, il conserve donc, comme pour les interactions de contact, la projection du spin total $M_S = m_{s1} + m_{s2}$ mais pas les projections individuelles des spins m_{s1} et m_{s2} .

Le terme de collision inélastique ne conserve pas la projection du spin total, en effet il contient des termes de couplage spin-orbite $\hat{r}_{\pm} \hat{s}_{\mp}$ qui échangent projection de spin et moment cinétique.

Comme illustré dans la [figure 1.2](#), le terme inélastique entraîne des collisions endoénergétiques qui diminuent l'énergie cinétique des atomes et exoénergétiques qui augmentent leur énergie cinétique. Aux amplitudes de champ magnétique utilisées pendant les expériences présentées dans ma thèse (entre 150 mG et 1,5 G), les énergies nécessaires pour obtenir des collisions endoénergétiques correspondent à des températures de plusieurs dizaines de μK , beaucoup plus grandes que la température des atomes ; celles-ci n'ont donc pas lieu. Elles peuvent cependant parfois être utiles, ainsi elles ont été utilisées par l'équipe en 2015 pour purifier un condensat [36] en imposant un champ magnétique $\lesssim 1 \text{ mG}$. Quant aux collisions exoénergétiques, celles-ci peuvent avoir lieu en condensat où elles donnent lieu à des pertes. En effet, l'énergie cinétique gagnée par les atomes lors d'une collision est suffisante pour qu'ils s'échappent du piège. En réseau, elles ne peuvent avoir lieu qu'entre atomes présents dans le même site du réseau. En effet, ces collisions ont un caractère résonnant avec la distance inter-atomique avec une résonance en $r = r^* = \hbar\sqrt{\frac{3}{2m\mu_B B}}$ [34]. Or, aux champs magnétiques utilisés pendant les expériences, la valeur de r^* est située entre 10 nm et 40 nm, bien inférieure à la distance inter-site minimale qui est de 268 nm. Dans le cas où il y a plusieurs atomes sur un même site, l'énergie cinétique gagnée en cas de relaxation est, comme en condensat, suffisante pour que les atomes s'échappent du potentiel de piégeage (pourvu que le champ magnétique soit assez élevé).

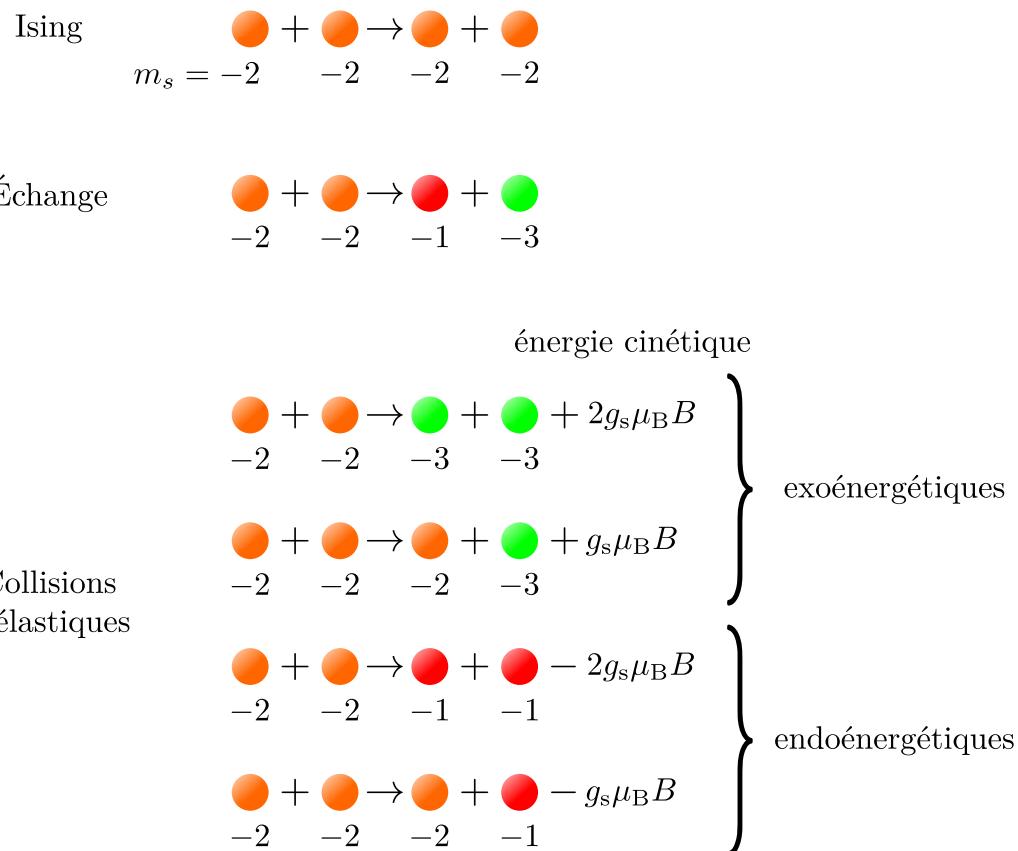


FIGURE 1.2 – Changements de projection de spin possibles pour chaque terme de l'hamiltonien d'interaction dipôle-dipôle. Pour le terme de collision inélastique, aux champs magnétiques utilisés lors des expériences présentées dans cette thèse, l'énergie cinétique requise pour augmenter la projection de spin d'un ou des atomes est trop importante pour que la collision puisse avoir lieu. De manière inverse, l'énergie cinétique gagnée lorsqu'un ou deux atomes voient leur projection de spin diminuer est suffisante pour que les atomes soient éjectés du piège. La relaxation est donc prise en compte comme pertes.

1.3 Four

À température ambiante, le chrome a une pression de vapeur saturante extrêmement faible. Aux pressions typiques obtenues dans l'enceinte à vide ($\sim 10^{-9} - 1 \times 10^{-10}$ mbar), la sublimation du chrome commence à une température comprise entre 700 et 800 °C [37], lorsque sa pression de vapeur saturante devient égale à la pression ambiante. Pour obtenir un flux atomique suffisant en sortie du four, il est donc nécessaire de le chauffer à très haute température (≈ 1400 °C). Le four utilisé¹ (figure 1.3) est constitué d'un filament de tungstène, d'un creuset également en tungstène et d'un insert en zircon contenant un barreau de chrome. Un courant électrique circule dans le filament afin de chauffer le creuset par radiation, la température est mesurée par un thermocouple et contrôlée grâce à un asservissement effectué sur le courant. Un bouclier thermique refroidi par eau placé autour du four permet de limiter l'échauffement de l'enceinte expérimentale (à environ 50 °C).

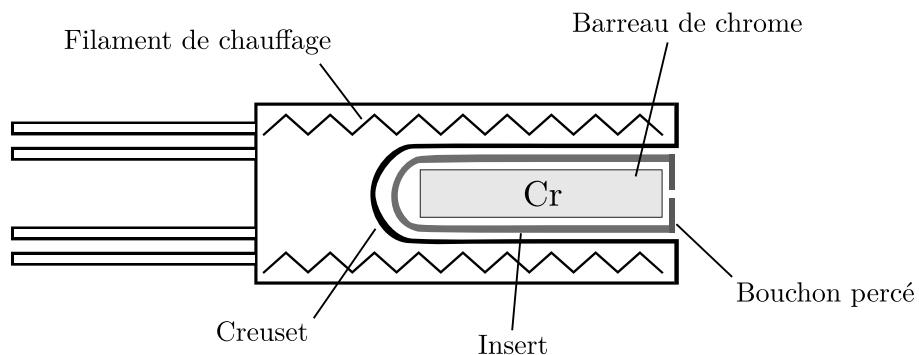


FIGURE 1.3 – Schéma du four.

Le flux atomique en sortie du four est obtenu en mesurant l'absorption subie par un faisceau laser polarisé σ^+ traversant le jet d'atomes lorsqu'on balaie sa fréquence autour de la transition $^7S_3 \rightarrow ^7P_4$ [38]. La température est alors réglée pour avoir au moins 1 % d'absorption ce qui correspond par expérience au flux minimum nécessaire à l'obtention de condensats contenant un nombre d'atomes suffisant. Le barreau de chrome a été changé juste avant le début de ma thèse, durant mon stage de master. Cela nous a permis d'avoir un flux d'atomes suffisamment élevé pour obtenir de très bons nombres d'atomes condensés, proches de 40 000. Le flux s'est depuis détérioré, avec notamment des problèmes de fluctuations du flux. Ces problèmes ont été partiellement résolus en augmentant la température du four, cependant les nombres d'atomes condensés ont baissé et étaient à la fin de ma thèse plutôt entre 20 et 30 000 atomes.

1.4 Enceinte à vide

L'enceinte à vide (figure 1.4) est séparée en deux parties isolées par pompage différentiel [19], une partie où se trouve le four, notre source d'atome, et une partie où sont produits les condensats et où ont lieu les expériences.

L'enceinte four est pompée à l'aide d'une pompe turbomoléculaire², pré-pompée par une pompe sèche à joint spirale³. Les pressions obtenues, mesurées à l'aide d'une jauge Bayard-Alpert, sont de l'ordre de 1×10^{-10} mbar lorsque le four est à 1000 °C (au « repos ») et de l'ordre de 1×10^{-9} mbar lorsque le four est à 1500 °C.

1. ADDON HT12

2. Varian Turbo-V 301 Navigator de capacité de pompage $250 \text{ L}\cdot\text{s}^{-1}$

3. Varian SH-100 de capacité de pompage $110 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$

L'enceinte expérimentale est pompée grâce à une pompe ionique¹. La pression est ici aussi mesurée avec une jauge Bayard-Alpert à environ 5×10^{-11} mbar. Une pompe à sublimation de titane est également utilisée une à deux fois par an lorsque la pression devient trop élevée.

Une vanne est en place entre les deux enceintes pour protéger le vide dans l'enceinte expérimentale. Celle-ci se ferme automatiquement lorsque la pression dans l'une ou l'autre des enceintes dépasse un certain seuil. Une autre vanne est située entre l'enceinte four et la pompe turbomoléculaire afin de protéger la pompe si la pression augmente trop.

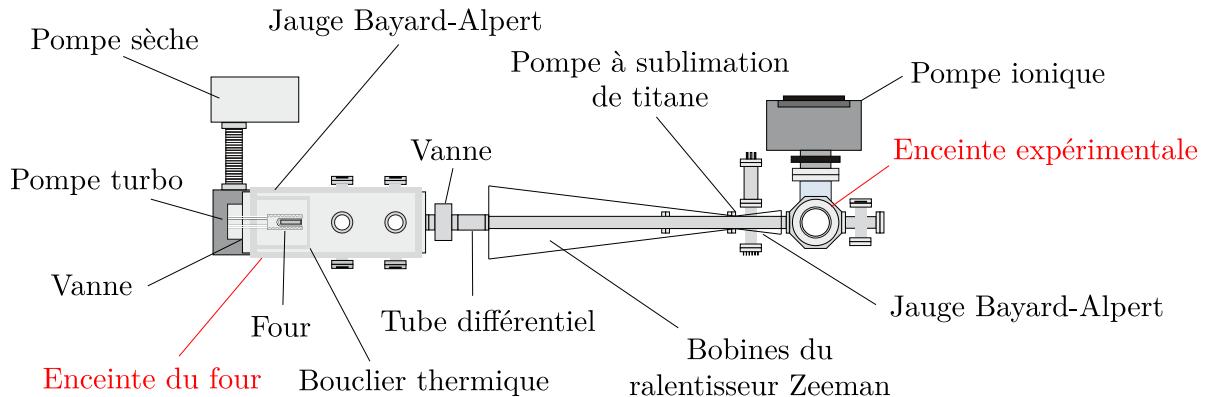


FIGURE 1.4 – Schéma de l'enceinte à vide (vue du dessus).

1.5 Obtention d'un condensat de Bose-Einstein de chrome 52

1.5.1 Niveaux du chrome 52 et lasers utilisés pour son refroidissement

Le refroidissement en piège magnéto-optique (MOT²) du ^{52}Cr se fait sur la transition quasi-fermée $^7S_3 \rightarrow ^7P_4$ (figure 1.5). Les atomes dans le niveau excité 7P_4 peuvent « s'échapper » vers les niveaux métastables 5D_3 et 5D_4 avec les taux de transitions indiqués dans le tableau 1.2. Cependant, comme on le verra plus tard, l'accumulation d'atomes dans les niveaux métastables est utile pour le chargement du piège dipolaire (voir section 1.5.5). Les taux de transition à partir de 7P_4 étant plutôt faibles, on ajoute un laser de dépompage sur la transition $^7S_3 \rightarrow ^7P_3$ qui permet d'accumuler plus d'atomes dans les niveaux métastables 5D_3 et 5D_4 mais également dans le niveau 5D_2 (avec un taux négligeable [39]) et surtout dans le niveau 5S_2 . Les atomes accumulés dans les niveaux métastables sont ensuite ramenés grâce à des lasers de repompe dans l'état 7P_3 d'où ils peuvent se désexciter vers l'état fondamental. Les atomes sont finalement évaporés dans un piège dipolaire pour obtenir un condensat de Bose-Einstein.

| | 7S_3 | 5S_2 | 5D_2 | 5D_3 | 5D_4 |
|---------|--------------------|-------------------|---------|------------|-------------------|
| 7P_4 | $3,15 \times 10^7$ | 0 | 0 | 42 ± 6 | 127 ± 14 |
| 7P_3 | $3,07 \times 10^7$ | $2,9 \times 10^4$ | inconnu | inconnu | $6,0 \times 10^3$ |

TABLEAU 1.2 – Taux de transition (en s^{-1}) des états excités 7P_4 et 7P_3 vers l'état fondamental 7S_3 et les états métastables 5S_2 , 5D_2 , 5D_3 et 5D_4 .

1. Varian VacIon Plus 75 de capacité de pompage $75 \text{ L}\cdot\text{s}^{-1}$

2. Magneto-Optical Trap

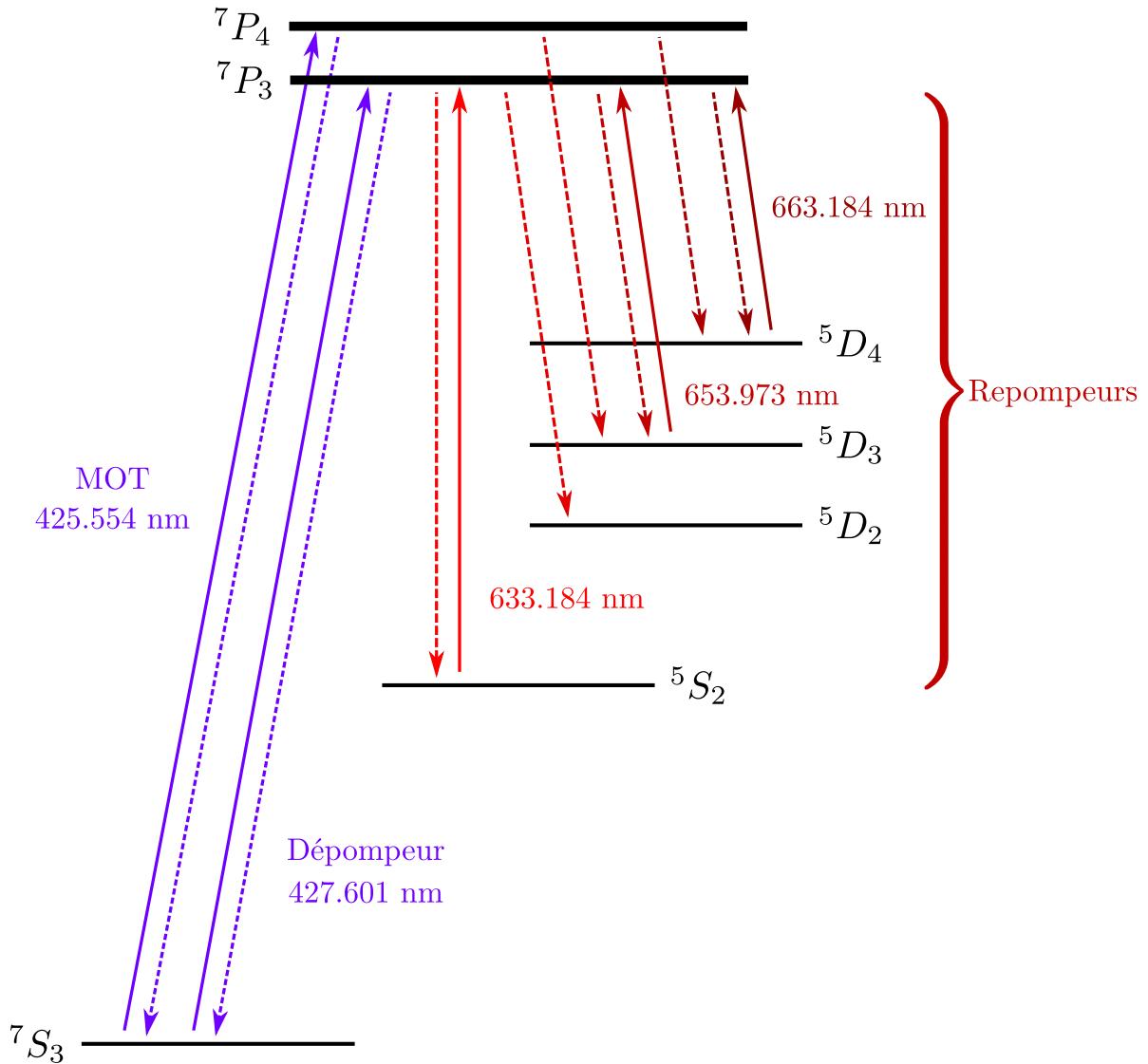


FIGURE 1.5 – Niveaux du ^{52}Cr adressés durant le refroidissement. En traits pleins sont indiqués les différents lasers utilisés et en traits pointillés les transitions des états 7P_4 et 7P_3 vers l'état fondamental 7S_3 et les états métastables 5S_2 , 5D_2 , 5D_3 et 5D_4 de temps de vie $\tau \geq 50\text{ s}$ [40].

Les valeurs précises des longueurs d'onde associées aux différentes transitions sont indiquées dans la liste des constantes à la page **V** ainsi que dans la **figure 1.5**.

La longueur d'onde de la transition de refroidissement du MOT est de 425 nm. Pour obtenir cette longueur d'onde, on pompe un laser Ti:saphir¹ à l'aide d'environ 12,2 W de lumière à 532 nm en provenance d'un laser solide pompé par diode². Cela nous permet d'obtenir un faisceau laser de puissance 1,4 W à 851 nm qui est ensuite injecté dans une cavité de doublement de fréquence³ permettant d'obtenir un faisceau d'environ 320 mW à 425 nm.

La lumière à 427 nm utilisée pour le dépompage est obtenue par doublement de fréquence⁴ d'une diode laser en cavité externe⁵ à 855 nm de puissance 140 mW. Cela nous permet d'obtenir un faisceau de 5,5 mW à 427 nm.

Les faisceaux de repompage à 633 nm, 654 nm et 663 nm sont obtenus grâce à des diodes laser en cavité externe donnant des puissances de l'ordre de 2 à 4 mW.

Le Ti:Sa est asservi sur une cavité Fabry-Pérot sur le flanc d'un pic de transmission. La diode à 663 nm est asservie par la méthode de Pound-Drever-Hall [41] sur un pic de la même cavité Fabry-Pérot. La cavité est elle-même référencée sur la transition $^7S_3 \rightarrow ^7P_4$ par la technique d'absorption saturée, réalisée sur un gaz de chrome obtenu à l'aide d'une lampe à cathode creuse⁶. Les diodes à 633 nm et 654 nm sont asservies par la méthode de Pound-Drever-Hall sur des pics d'une cavité Fabry-Pérot passive ultra-stable et la diode utilisée pour l'obtention du faisceau à 427 nm est asservie sur la transition $^7S_3 \rightarrow ^7P_3$ par absorption saturée grâce à une seconde lampe à cathode creuse⁷.

Le laser utilisé pour le piège dipolaire est un laser à fibre dopée à l'ytterbium⁸ de puissance maximum 100 W mais utilisé à une puissance de 65 W pour plus de stabilité.

Environ 4,3 W de lumière à 532 nm sont prélevés du laser Verdi servant au pompage du Ti:Sa et sont ensuite utilisés pour l'obtention du réseau optique.

Les longueurs d'onde des différents faisceaux sont ensuite accordées finement à l'aide de modulateurs acousto-optiques (AOM) dont l'amplitude de diffraction et la fréquence sont soit fixes (lorsqu'il n'est pas nécessaire de les modifier au cours de la séquence expérimentale), soit contrôlées par ordinateur à l'aide d'un programme LabVIEW grâce à une carte de sorties analogiques⁹, soit contrôlées par des générateurs de tension programmables¹⁰ (lorsqu'il n'est pas possible d'obtenir la sortie souhaitée avec le programme LabVIEW, par exemple pour la rampe d'évaporation).

Les différents appareils utilisés (AOM, générateurs de tension, obturateurs mécaniques...) peuvent également être allumés, éteints ou déclenchés de façon rapide par des signaux TTL contrôlés par ordinateur à l'aide du même programme LabVIEW.

Les faisceaux lasers utilisés, leur méthode d'obtention, leur emploi dans les expériences ainsi que leur puissance sont résumés dans le **tableau 1.3**.

-
1. TekhnoScan TI-SF-07
 2. Coherent Verdi V18 de puissance maximum 18 W
 3. TekhnoScan FD-SF-07
 4. avec une cavité Spectra-Physics Wavetrain CW frequency doubler
 5. Toptica DL-100
 6. Heraeus 3QQNY/Cr
 7. même modèle qu'au-dessus
 8. IPG YLR-100-LP-AC
 9. National Instruments PCI 6713
 10. Agilent 33220A

| Longueur d'onde | Méthode d'obtention | Emploi | Puissance |
|-----------------|-----------------------------------|---|---|
| 425 nm | Ti:saphir doublé en fréquence | Refroidissement transverse | 2 × 30 mW par axe (2) |
| | | Ralentisseur Zeeman | 120 mW |
| | | Piège magnéto-optique | 2 × 8 mW par axe (3) |
| | | Imagerie par absorption | 15 µW ? |
| 427 nm | ECLD doublée en fréquence | Accumulation dans les niveaux métastables | 2 × 600 µW |
| | | Pompage optique | 2 × 900 µW |
| 633 nm | ECLD | Dépompage des niveaux métastables | 1,2 mW |
| 654 nm | | Dépompage des niveaux métastables | 2 mW |
| 663 nm | | | 1 mW |
| 1075 nm | Laser à fibre dopée à l'Ytterbium | Piège dipolaire | 50 W piège horizontal avant évaporation 1,5 W par axe (2) en fin d'évaporation |
| 532 nm | DPSSL | Pompage Ti:saphir | 12,2 W |
| | | Faisceau réseau horizontal 1 | 2 × 700 mW |
| | | Faisceau réseau horizontal 2 | 240 mW |
| | | Faisceau réseau vertical | 2 × 700 mW |

TABLEAU 1.3 – Récapitulatif des différents lasers utilisés ainsi que leur méthode d'obtention et leur emploi dans l'expérience. ECLD désigne une diode laser à cavité étendue et DPSSL désigne un laser solide pompé par diode. Les puissances laser indiquées sont celles au niveau des atomes. Les « 2× » indiquent des faisceaux rétroréfléchis.

1.5.2 Refroidissement transverse

Un refroidissement transverse selon deux axes orthogonaux au jet atomique est opéré en sortie du four afin d'effectuer la collimation du jet atomique. Cela permet de maximiser le nombre d'atomes qui seront ensuite ralentis par le ralentisseur Zeeman jusqu'au MOT. Le laser utilisé est à la même fréquence que celui du MOT, la résonance avec les atomes est optimisée par effet Zeeman à l'aide de bobines en configuration Helmholtz, alimentées par un courant continu constant et placées sur les deux axes de refroidissement.

1.5.3 Ralentisseur Zeeman

La vitesse quadratique moyenne des atomes en sortie du four est d'environ $900 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ à 1400°C . Le ralentisseur Zeeman (ZS¹) qui relie l'enceinte du four à l'enceinte expérimentale (figure 1.4) permet de ralentir les atomes ayant une vitesse inférieure à environ $600 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Pour cela, un faisceau laser de 120 mW désaccordé de 450 MHz dans le rouge de la transition $^7S_3 \rightarrow ^7P_4$ est envoyé de façon contrapropageante par rapport aux atomes. La transition atomique est maintenue à résonance avec le laser par effet Zeeman à l'aide de trois bobines placées le long du ralentisseur et alimentées chacune par un courant continu constant. La diminution de l'effet Doppler causée par le ralentissement des atomes le long du ralentisseur est compensée par la diminution de l'amplitude du champ magnétique. La vitesse des atomes en sortie du ralentisseur est alors d'environ $30 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, suffisamment faible pour permettre leur capture par le MOT.

1.5.4 Piège magnéto-optique

La partie magnétique du MOT est 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 au niveau du MOT d'environ $18 \text{ G}\cdot\text{cm}^{-1}$ sur l'axe vertical et $9 \text{ G}\cdot\text{cm}^{-1}$ radialement (dans le plan horizontal).

La partie laser est obtenue par un faisceau rétroréfléchi sur l'axe vertical et un faisceau rétro-réfléchi en forme d'« aile de papillon » sur les deux axes horizontaux (figure 1.6). La fréquence laser est désaccordé d'environ 12 MHz (correspondant à $\approx 2,5 \Gamma$) dans le rouge de la transition $^7S_3 \rightarrow ^7P_4$. Les grandeurs caractéristiques de la transition de refroidissement sont présentées dans le tableau 1.4.

Notre piège magnéto-optique nous permet d'obtenir environ 2 millions d'atomes à une température égale à la température Doppler $T_D = 120 \mu\text{K}$.

| | |
|---------------------------|--|
| Longueur d'onde | $\lambda = \frac{2\pi}{k} = 425,554 \text{ nm}$ |
| Largeur du niveau 7P_4 | $\Gamma = 2\pi \times 5,01 \text{ MHz}$ |
| Intensité de saturation | $I_{\text{sat}} = \frac{\pi h c \Gamma}{3\lambda^3} = 8,503 \text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$ |
| Température Doppler | $T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} = 120 \mu\text{K}$ |

TABLEAU 1.4 – Propriétés de la transition $^7S_3 \rightarrow ^7P_4$ du ^{52}Cr d'intérêt pour son refroidissement en piège magnéto-optique.

1. Zeeman Slower

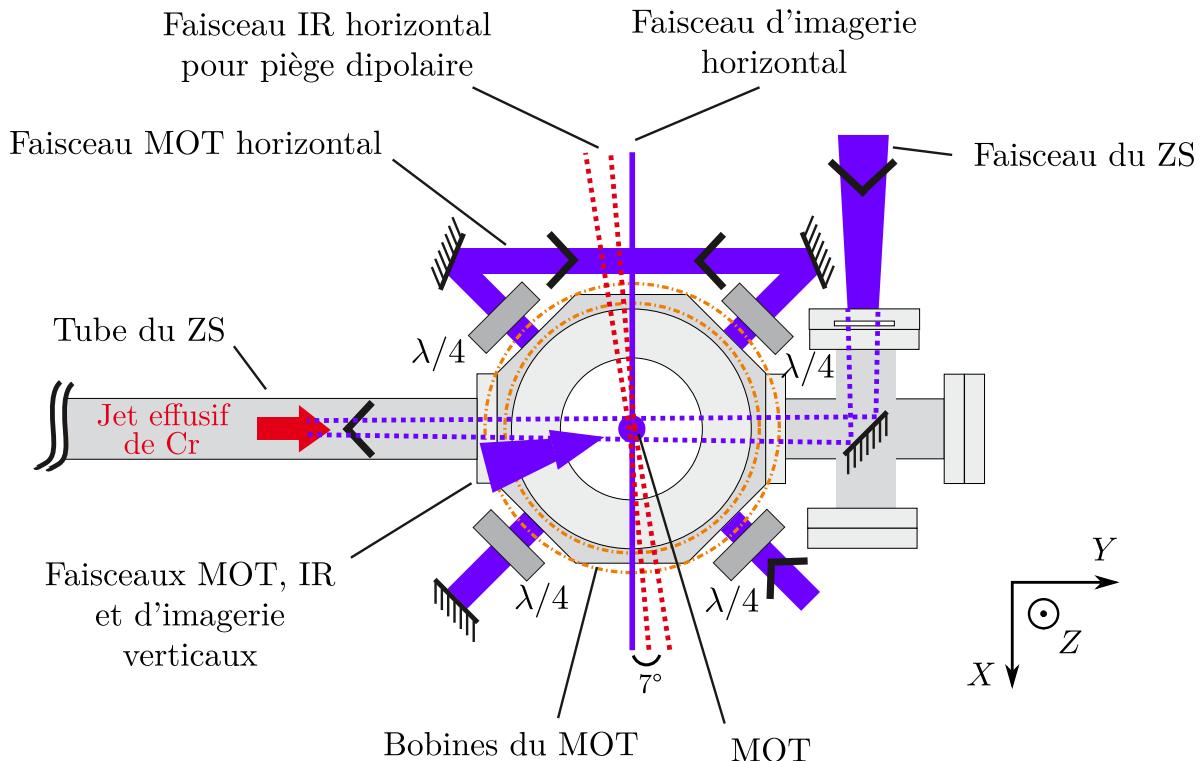
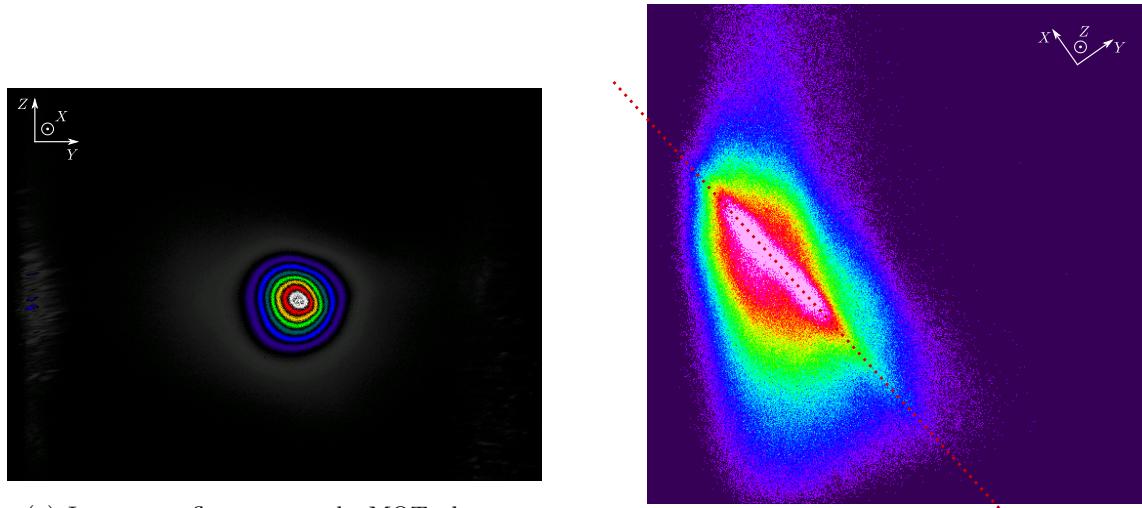


FIGURE 1.6 – Schéma de l’enceinte expérimentale (vue du dessus). Les atomes sortent du ZS à gauche et sont capturés dans le MOT au centre. Sont également dessinés les faisceaux du piège dipolaire et d’imagerie horizontaux.

L’installation en 2015 d’un nouveau système d’imagerie sur l’axe vertical (voir [section 1.8.2](#)) nous permet d’observer la fluorescence du MOT selon un axe orthogonal au faisceau dipolaire horizontal. Cela nous a permis d’observer que le chargement du piège dipolaire est le plus efficace lorsque le MOT est fin et allongé dans la direction du faisceau dipolaire. La [figure 1.7](#) montre une situation où le MOT est assez bien optimisé. On peut voir sur la [figure 1.7a](#) que le MOT est bien centré sur le faisceau dipolaire (visible grâce à une augmentation de la fluorescence au niveau du faisceau due à un effet de déplacement lumineux diminuant le désaccord entre la fréquence laser et celle de la transition). Sur la [figure 1.7b](#), on peut voir que le MOT est également assez bien aligné sur la direction du faisceau dipolaire horizontal. Nous avons cependant eu des optimisations donnant de meilleurs résultats (du point de vue du nombre d’atomes condensés) lorsque le MOT était encore plus allongé et étroit le long du faisceau dipolaire comme par exemple sur la [figure 1.8](#). Cette optimisation est faite de façon plutôt empirique en modifiant l’orientation des faisceaux laser du MOT jusqu’à obtenir un nuage fin et allongé le long du faisceau dipolaire et s’avère donc difficile à reproduire lorsqu’un réalignement est nécessaire (le système est heureusement assez stable pour que ça n’arrive pas tous les jours).



(a) Image par fluorescence du MOT obtenue avec la caméra pixelfly en présence du piège dipolaire (situé au centre du MOT).

(b) Image par fluorescence du MOT obtenue avec la caméra Andor en présence du piège dipolaire (le trajet du faisceau est indiqué par la ligne pointillée).

FIGURE 1.7 – Image par fluorescence du MOT sur l'axe d'imagerie horizontal ([figure 1.7a](#)) et sur l'axe d'imagerie vertical ([figure 1.7b](#)). L'augmentation de la fluorescence, au centre du nuage sur la photo (a) et le long de la ligne pointillée sur la photo (b), provient du fait que le faisceau dipolaire entraîne un déplacement lumineux des niveaux des atomes qui les rapproche de la résonance avec les faisceaux du MOT.

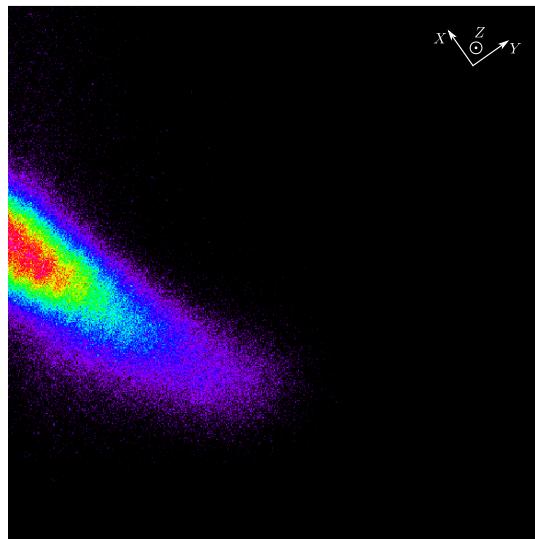


FIGURE 1.8 – Image par fluorescence du MOT sur l'axe d'imagerie vertical. La forme du MOT est ici idéale pour le chargement dans le piège dipolaire. L'image du nuage est ici coupée car le champ de la camera optimal pour observer les condensats ne permettait pas de voir l'intégralité du MOT et le faisceau du piège dipolaire est absent.

1.5.5 Chargement dans un piège dipolaire conservatif

Le piégeage dipolaire est assuré par un laser à fibre dopée à l'ytterbium¹ de longueur d'onde 1075 nm (loin d'une résonance atomique). Le champ électrique $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}) \cos(\omega t)$ du laser entraîne la création d'un dipôle atomique oscillant $\vec{d} = \alpha(\omega) \vec{E}$ où α est la polarisabilité des atomes. L'énergie potentielle des atomes en présence du laser est alors donnée par :

$$V_{\text{dipôle}}(\vec{r}) = -\frac{\alpha(\omega)}{2 \epsilon_0 c} I(\vec{r}) \quad (1.9)$$

où $I(\vec{r}) = \frac{1}{2} \epsilon_0 c \|\vec{E}_0(\vec{r})\|^2$ est l'intensité du laser.

Dans l'approximation de l'onde tournante, la polarisabilité est donnée par [42] :

$$\alpha(\omega) = -\sum_i \frac{d_i^2}{\hbar \delta_i} \quad (1.10)$$

où les i indiquent les états excités accessibles à partir de l'état fondamental, les d_i sont les dipôles atomiques réduits associés à chaque transition et les $\delta_i = \omega - \omega_i$ sont les désaccords entre la pulsation laser et celles associées aux transitions. Comme le laser est décalé vers le rouge par rapport à toutes les transitions atomiques partant du niveau fondamental, $\delta_i < 0$ et $\alpha(\omega) > 0$; 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 1.6).

Le laser de refroidissement du MOT engendre d'importantes collisions inélastiques assistées par la lumière entre atomes de l'état fondamental et limite donc la densité pouvant être atteinte [43, 44], ce qui entraîne un faible chargement du piège dipolaire ($\sim 1 \times 10^4$ atomes chargés). En revanche, les atomes dans les états métastables, également piégés par le piège dipolaire, ne subissent pas de collisions inélastiques assistées par la lumière car ils ne sont pas résonnant avec le laser de refroidissement du MOT. Ces états sont donc utilisés comme intermédiaire pour charger le piège dipolaire. Afin d'augmenter le dépompage vers les états métastables, un faisceau adressant la transition $^7S_3 \rightarrow ^7P_3$ est superposé au MOT. Les atomes dans le niveau 7P_3 peuvent alors se désexciter vers les états métastables (avec des taux globalement supérieurs à ceux dans le niveau 7P_4 , voir tableau 1.2) où ils sont accumulés.

De plus, pour éviter l'anti-piégeage par le piège magnétique créé par les bobines du MOT des atomes métastables ayant une projection du moment cinétique total $m_j < 0$, on opère des passages adiabatiques rapides entre états ayant des projections du moment cinétique total opposées. Pour cela, on balaye en fréquence un champ magnétique RF autour de la fréquence de Larmor ; lorsque la fréquence de balayage est suffisamment élevée, le piégeage magnétique se moyenne à zéro et les atomes métastables ne sont plus piégés que par le piège dipolaire. Cela permet une augmentation jusqu'à 80 % du nombre d'atomes accumulés dans le piège dipolaire [12]. Notons que ces passages adiabatiques ne modifient pas les propriétés du MOT, l'amplitude du champ RF étant telle que les fréquences de Rabi associées aux différents états métastables restent plus faibles que les taux de pompage optique du MOT.

Une fois les atomes accumulés dans le piège dipolaire, les faisceaux et le champ magnétique du MOT sont coupés et les atomes pompés optiquement des états métastables vers le niveau 7P_3 d'où ils retournent vers le niveau fondamental 7S_3 . Différents niveaux Zeeman de 7S_3 étant peuplés, une impulsion laser polarisée σ^- de longueur d'onde 427 nm adressant la transition $^7S_3 \rightarrow ^7P_3$ et de durée 50 μs permet alors de ramener par pompage optique l'ensemble des atomes vers le niveau Zeeman de plus basse énergie $m_s = -3$ (figure 1.9).

1. IPG YLR-100-LP de puissance maximum 100 W

Le faisceau du piège dipolaire horizontal a un waist de 40 µm (longueur de Rayleigh : 4,7 mm) au niveau des atomes. On utilise l'ordre diffracté d'un AOM afin de pouvoir contrôler sa puissance. La RF pilotant l'AOM étant modulée rapidement en fréquence, le profil horizontal du laser du piège dipolaire est élargi, ce qui permet d'optimiser le chargement des atomes. Le contrôleur RF analogique de l'AOM a été remplacé durant ma thèse par un contrôleur numérique à base de « Direct Digital Synthesizers » (DDS) développé par l'atelier d'électronique du laboratoire. Ce nouveau contrôleur permet une plus grande stabilité en fréquence et possède une plus grande bande passante. La modulation permettant un chargement optimal est un signal triangulaire entre une fréquence minimale de 79,470 MHz et une fréquence maximale de 80,370 MHz pour une fréquence de modulation de 200 kHz. À la fin du chargement, le piège contient environ 500 000 atomes à une température $T \approx 60 \mu\text{K}$ correspondant à environ 1/3 de la profondeur du piège [44].

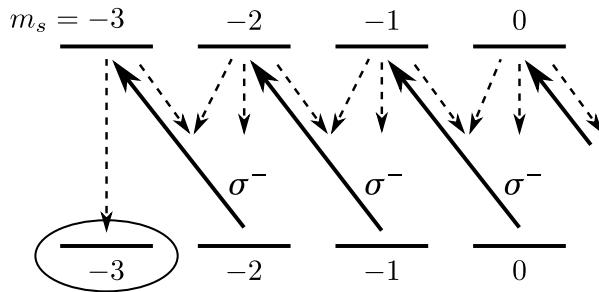


FIGURE 1.9 – Pompage optique des atomes du niveau 7S_3 vers l'état Zeeman de plus basse énergie $m_s = -3$ grâce à un faisceau laser polarisé σ^- adressant la transition $^7S_3 \rightarrow ^7P_3$.

1.5.6 Obtention d'un condensat par évaporation

Une fois le piège chargé, une partie de la puissance du laser à 1075 nm est transférée du faisceau horizontal vers le faisceau vertical grâce à une lame $\lambda/2$ motorisée (contrôlée par ordinateur) et un cube polariseur, de façon à obtenir un piège croisé. Dans le même temps, la puissance totale est diminuée en réduisant la puissance RF envoyée à l'AOM décrit en [section 1.5.5](#) (placé en amont de la lame motorisée). La courbe d'évolution de la puissance totale et des puissances dans les deux faisceaux est présentée en [figure 1.10](#). La diminution de la profondeur du puits de potentiel permet de se débarrasser des atomes les plus énergétiques qui s'échappent du piège, ne laissant que les atomes les plus froids ; cette étape est appelée évaporation, pour une étude complète du processus voir par exemple [45]. À la fin de la séquence d'évaporation, nous obtenons typiquement $N \approx 30 000$ atomes condensés. Les fréquences de piégeage du piège dipolaire croisé en fin d'évaporation sont les suivantes :

$$\left| \begin{array}{l} \omega_x \approx 2\pi \times 245 \text{ Hz} \\ \omega_y \approx 2\pi \times 298 \text{ Hz} \\ \omega_z \approx 2\pi \times 210 \text{ Hz} \end{array} \right. \quad (1.11)$$

On peut déduire de ces valeurs la température critique donnée par [46] :

$$T_c = \frac{\hbar}{k_B} \left(\frac{N \omega_x \omega_y \omega_z}{\zeta(3)} \right) \quad (1.12)$$

soit, avec nos fréquences de piégeage, $T_c \approx 350 \text{ nK}$. De plus, la fraction condensée est donnée par :

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3 \quad (1.13)$$

L'absence de fraction thermique visible sur les images des condensats que nous obtenons nous permettant d'estimer la fraction condensée supérieure à 90 %, on en déduit donc que la température du condensat est $T < 160$ nK.

Le condensat a un rayon de Thomas-Fermi $R_{\text{TF}} \approx 4,3$ μm, une densité au centre $n_0 \approx 2,3 \times 10^{14}$ cm⁻³ et une durée de vie à $1/e$ d'environ 10 s. Un résumé des différentes étapes et des principaux éléments menant à la condensation est présenté en figure 1.11.

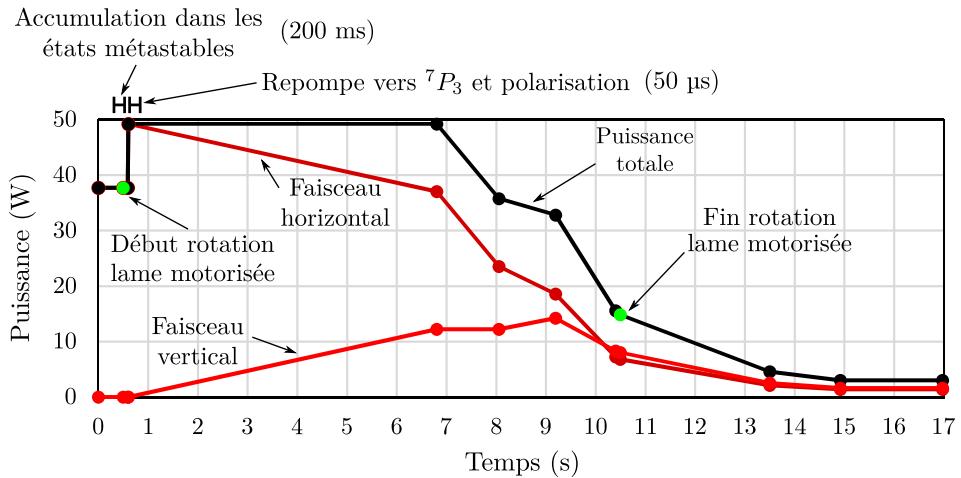


FIGURE 1.10 – Rampe sur la puissance laser utilisée pour la séquence d'évaporation. La puissance totale est mesurée entre la lame $\lambda/2$ motorisée et le cube polariseur qui permettent de changer la répartition de puissance entre les faisceaux horizontal et vertical. La puissance laser est modifiée en changeant la puissance RF envoyée à un AOM situé avant la lame motorisée.

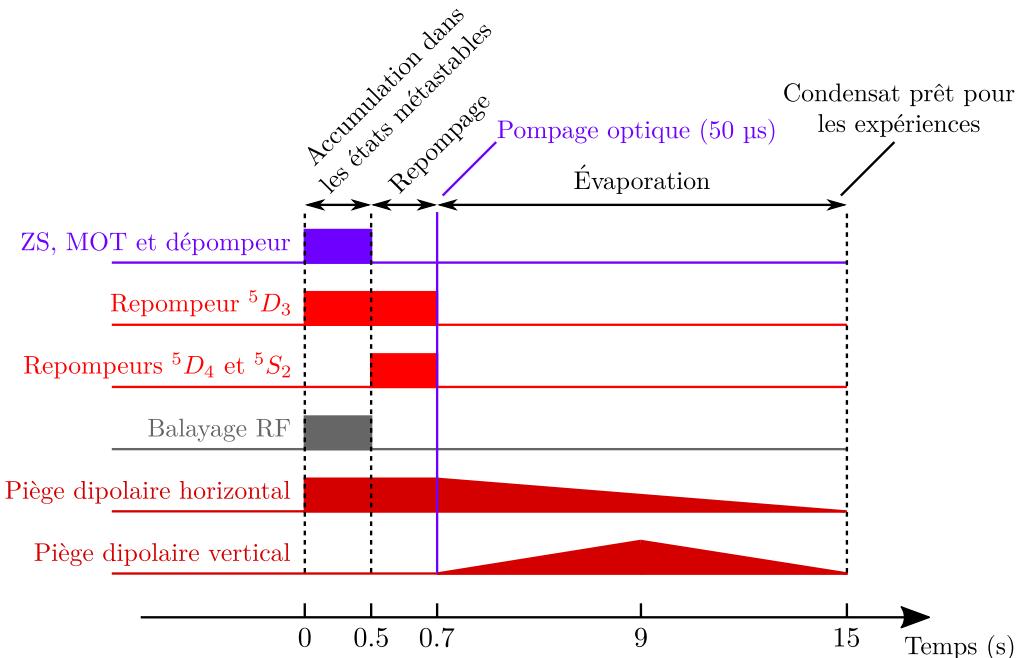


FIGURE 1.11 – Les étapes menant à la condensation. On commence par charger le piège dipolaire horizontal avec des atomes dans les états métastables 5D_4 et 5S_2 à partir du MOT pendant 500 ms puis on arrête le MOT et on repompe les atomes des niveaux métastables vers le niveau fondamental 7S_3 en 200 ms et on effectue un pompage optique de 50 μs qui amène les atomes dans l'état Zeeman $m_s = -3$. On termine ensuite par une séquence d'évaporation en piège croisé de durée ≈ 15 s.

1.6 Chargement des atomes dans un réseau optique 3D

Pour une description plus détaillée du réseau optique, se référer aux thèses d'Aurélie de Paz [24] et Bruno Naylor [25]. Je fais ici une présentation rapide du système permettant l'obtention du réseau ainsi que de ses caractéristiques. Je présente ensuite la séquence utilisée pour charger les atomes dans le réseau et la technique employée afin de mesurer sa profondeur.

1.6.1 Production et caractéristiques du réseau

La lumière utilisée pour créer le réseau est obtenue à partir du laser de longueur d'onde $\lambda = 532 \text{ nm}$ servant de pompe au laser Ti:Sa. Environ 4,3 W de lumière sont prélevés avant injection du Ti:Sa ; ce faisceau est ensuite séparé en deux parties, chacune passant dans un AOM de fréquences respectives 110 MHz et 80 MHz. L'un des faisceaux est alors à nouveau séparé en deux et injecté dans deux fibres optiques, il permet d'obtenir le réseau horizontal par une interférence à trois ondes (figure 1.12). L'autre faisceau est également injecté dans une fibre optique et sert à obtenir le réseau vertical. Les AOM permettent, à travers la puissance RF qui leur est envoyée, de contrôler indépendamment la puissance laser servant à créer le réseau 2D horizontal et le réseau 1D vertical. De plus, les fréquences RF différentes envoyées aux deux AOM assurent que les réseaux horizontal et vertical sont indépendants. Les waists des faisceaux au niveau des atomes sont d'environ 40 μm .

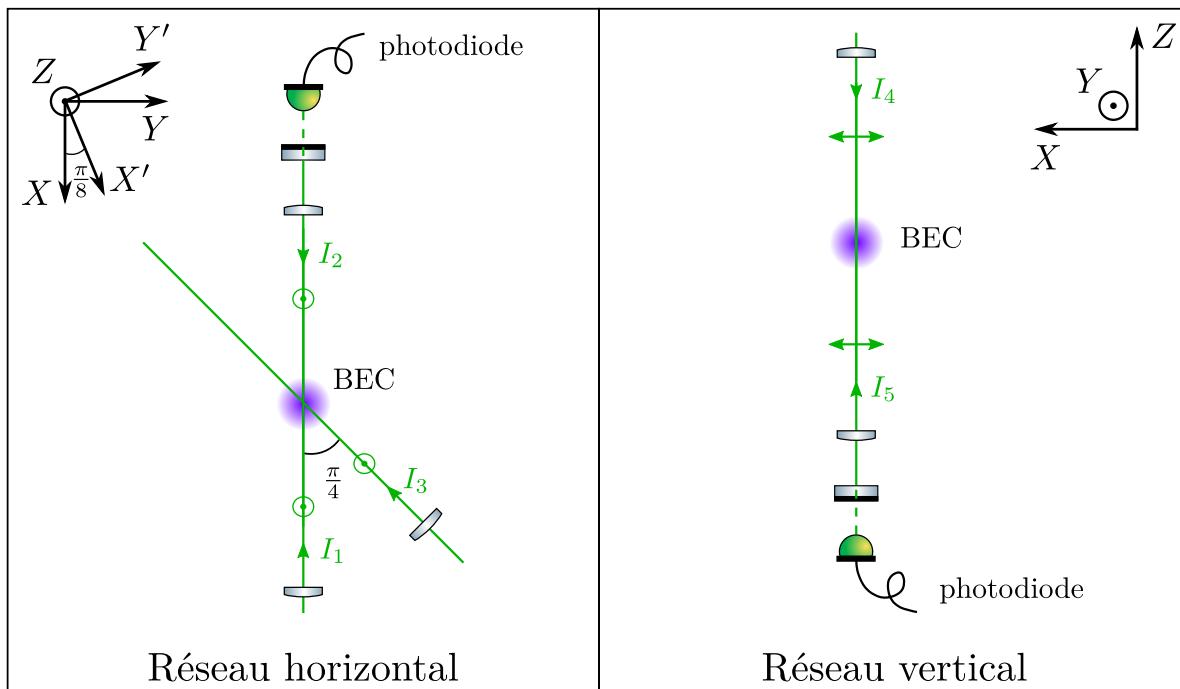


FIGURE 1.12 – Schémas des réseaux horizontal et vertical. Le réseau horizontal est formé par les faisceaux 1, 2 et 3. Le faisceau 2 est la rétroréflexion du 1 et il y a un angle de $\pi/4$ entre les faisceaux 1 et 3. La polarisation des trois faisceaux est selon l'axe Z. Le réseau vertical est formé par le faisceau 4 et son faisceau rétroréfléchi 5. Leur polarisation est selon l'axe X. Les photodiodes placées en transmission des miroirs de rétroréflexion servent à connaître la puissance lumineuse des faisceaux, notamment afin d'effectuer leur asservissement.

Le principe de piégeage est le même que pour le piège dipolaire ([section 1.5.5](#)). La polarisabilité est ici également positive, les atomes sont donc piégés au niveau des maxima d'intensité de la figure d'interférence. L'intensité lumineuse est donnée par $I = \frac{1}{2}\epsilon_0c\langle\vec{E}_{\text{tot}}^2\rangle$ où \vec{E}_{tot} est la somme des champs électriques des cinq faisceaux formant le réseau et $\langle \cdot \rangle$ indique une moyenne temporelle. Du fait de l'angle de $\pi/4$ entre le faisceau rétroréfléchi et le faisceau non rétroréfléchi du réseau horizontal, il est pratique de se placer dans la base $(\vec{u}_{X'}, \vec{u}_{Y'}, \vec{u}_Z)$ définie par :

$$\begin{cases} \vec{u}_{X'} = \cos(\pi/8)\vec{u}_X + \sin(\pi/8)\vec{u}_Y \\ \vec{u}_{Y'} = -\sin(\pi/8)\vec{u}_X + \cos(\pi/8)\vec{u}_Y \end{cases} \quad (1.14)$$

dont les axes correspondent aux axes propres du réseau. Dans cette base, les champs électriques des trois faisceaux horizontaux sont donnés par :

$$\begin{cases} \vec{E}_1 = E_1 \cos(k \cos(\pi/8) X' - k \sin(\pi/8) Y' + \omega t) \vec{u}_Z \\ \vec{E}_2 = E_2 \cos(k \cos(\pi/8) X' - k \sin(\pi/8) Y' - \omega t) \vec{u}_Z \\ \vec{E}_3 = E_3 \cos(k \cos(\pi/8) X' + k \sin(\pi/8) Y' + \omega t) \vec{u}_Z \end{cases} \quad (1.15)$$

où $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde du laser et ω est sa pulsation.

Le réseau vertical étant indépendant de l'horizontal, on peut le considérer en restant dans la base $(\vec{u}_X, \vec{u}_Y, \vec{u}_Z)$, les champs électriques des faisceaux verticaux sont alors :

$$\begin{cases} \vec{E}_4 = E_4 \cos(kZ + \omega t) \vec{u}_X \\ \vec{E}_5 = E_5 \cos(kZ - \omega t) \vec{u}_X \end{cases} \quad (1.16)$$

On obtient alors l'intensité lumineuse et donc le potentiel de piégeage :

$$\begin{aligned} V(X', Y', Z) = & \sum_{n=1}^5 V_n - 2\sqrt{V_1 V_2} \cos(2k \cos(\pi/8) X' - 2k \sin(\pi/8) Y') \\ & - 2\sqrt{V_1 V_3} \cos(2k \sin(\pi/8) Y') \\ & - 2\sqrt{V_2 V_3} \cos(2k \cos(\pi/8) X') \\ & - 2\sqrt{V_4 V_5} \cos(2kZ) \end{aligned} \quad (1.17)$$

avec $V_n = -\frac{\alpha I_n}{2\epsilon_0 c}$ le potentiel associé à l'intensité du faisceau n , celle-ci étant donnée par $I_n = \frac{1}{2}\epsilon_0 c \langle \vec{E}_n^2 \rangle$. On peut déduire de cette expression de V le pas du réseau selon les trois axes propres X' , Y' et Z :

$$\begin{cases} a_{X'} = \frac{\lambda}{2 \cos(\pi/8)} \approx 288 \text{ nm} \\ a_{Y'} = \frac{\lambda}{2 \sin(\pi/8)} \approx 695 \text{ nm} \\ a_Z = \frac{\lambda}{2} = 266 \text{ nm} \end{cases} \quad (1.18)$$

L'intensité lumineuse dans les plans $(0X'Y')$, $(0X'Z)$ et $(0Y'Z)$ dans le cas où les intensités I_n sont toutes égales à I_0 est présentée en [figure 1.13](#), en ne tenant pas compte du caractère gaussien des faisceaux laser qui fait que les intensités I_n ne sont pas constantes mais dépendent de la position. En guise d'exemple, nous avons $I_1 = \frac{I_1^0}{1+(X/R_1)^2} \exp\left(-2\frac{Y^2+Z^2}{w_1(X)^2}\right)$ avec I_1^0 l'intensité maximale du faisceau 1, R_1 sa longueur de Rayleigh et $w_1(X)$ son rayon à $1/e^2$. Les intensités des autres faisceaux sont de la même forme.

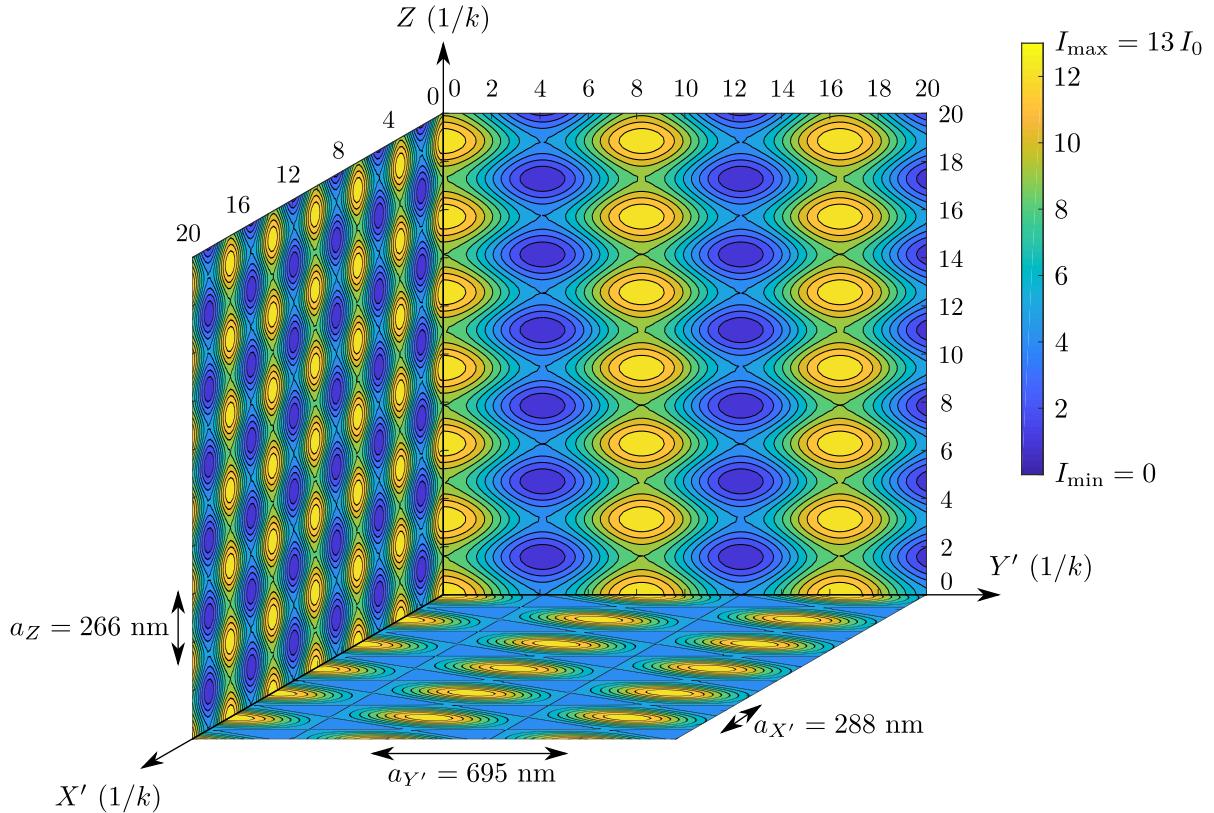


FIGURE 1.13 – Intensité lumineuse dans les plans $(0X'Y')$, $(0X'Z)$ et $(0Y'Z)$ lorsque l'intensité de chaque faisceau est prise égale à I_0 .

En pratique, il existe des petits angles entre le faisceau horizontal rétro-réfléchi et l'axe X ($\gamma \approx 8^\circ$) dans le plan horizontal et entre le faisceau vertical et l'axe Z ($\beta \approx 7^\circ$) dans le plan formé par le faisceau horizontal rétro-réfléchi et l'axe Z (voir figure 1.14). Ces angles, desquels je n'avais pas tenu compte jusqu'à présent pour simplifier les calculs, modifient la géométrie du réseau dont les vecteurs de base sont alors donnés par :

$$\left| \begin{array}{l} \vec{a}_{X'} = \frac{\lambda \cos(\alpha - \gamma)}{2 \cos \alpha} \vec{u}_X + \frac{\lambda \sin(\alpha - \gamma)}{2 \cos \alpha} \vec{u}_Y - \frac{\lambda}{2} \tan \beta \vec{u}_Z \\ \vec{a}_{Y'} = -\frac{\lambda \sin(\alpha - \gamma)}{2 \sin \alpha} \vec{u}_X + \frac{\lambda \cos(\alpha - \gamma)}{2 \sin \alpha} \vec{u}_Y + \frac{\lambda}{2} \tan \beta \vec{u}_Z \\ \vec{a}_Z = \frac{\lambda}{2 \cos \beta} \vec{u}_Z \end{array} \right. \quad (1.19)$$

avec $2\alpha \approx 53^\circ$ l'angle entre les faisceaux horizontaux 1 et 3 (voir figure 1.14). La direction de ces vecteurs donne la direction des axes propres du réseau et leur norme en donne sa périodicité :

$$\left| \begin{array}{l} a_{X'} \approx 299 \text{ nm} \\ a_{Y'} \approx 597 \text{ nm} \\ a_Z \approx 268 \text{ nm} \end{array} \right. \quad (1.20)$$

Seule la plus grande période du réseau a sensiblement changée par rapport au cas ne considérant pas les petits angles (elle est réduite de 14 %). Une maille élémentaire du réseau et représentée en figure 1.15 avec les angles entre les axes du réseau et le pas selon ces différents axes.

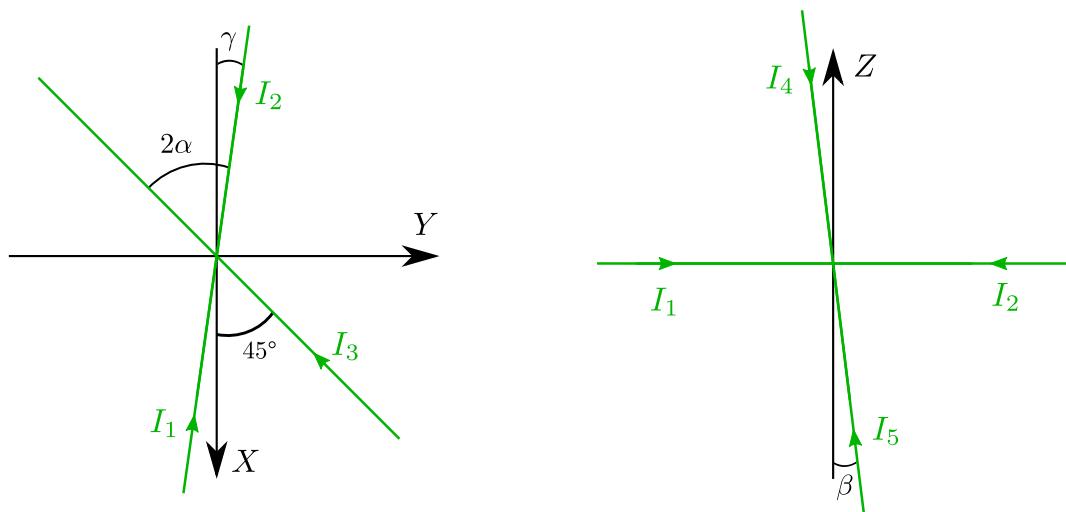


FIGURE 1.14 – Schéma de la vraie orientation des faisceaux laser du réseau dans le plan horizontal à gauche et dans le plan vertical formé par le faisceau horizontal rétro-réfléchi et l'axe Z à droite.

Les angles sont $\alpha \approx 26,5^\circ$, $\beta \approx 7^\circ$ et $\gamma \approx 8^\circ$.

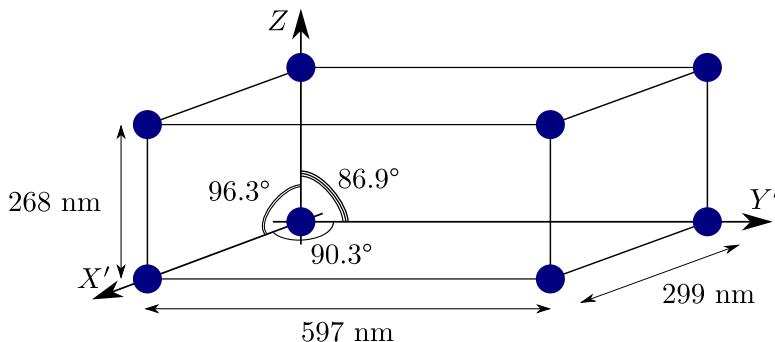


FIGURE 1.15 – Maille élémentaire du réseau 3D prenant en compte la vraie orientation des faisceaux laser.

1.6.2 Séquence de chargement

Le réseau est chargé en augmentant progressivement, en présence du condensat, la profondeur des réseaux horizontal et vertical jusqu'à une valeur choisie. Pour cela, on effectue une rampe de la consigne d'asservissement en puissance des faisceaux lasers. Cet asservissement est obtenu grâce à deux régulateurs PID contrôlant l'un l'amplitude RF envoyée à l'AOM horizontal et l'autre celle envoyée à l'AOM vertical. Les mesures utilisées pour les asservissements sont les tensions des photodiodes horizontale et verticale (figure 1.12) qui sont proportionnelles aux puissances des faisceaux 1 et 4. La rampe sur la tension de la photodiode verticale lors du chargement du réseau est présentée en figure 1.16. La vitesse maximale de la rampe est définie par le critère d'adiabaticité :

$$\frac{dV}{dt} \ll \Delta E^2/h \quad (1.21)$$

où ΔE désigne l'écart en énergie entre l'état de plus basse énergie du réseau et le premier état excité. Pour un quasi-moment des atomes $q = 0$, le plus petit écart possible est $\Delta E = 4 E_r$ [47], où $E_r = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \approx h \times 13 \text{ kHz}$ est l'énergie de recul ; la rampe de chargement du réseau ne doit donc pas dépasser $340 \times 10^3 E_r \cdot s^{-1}$.

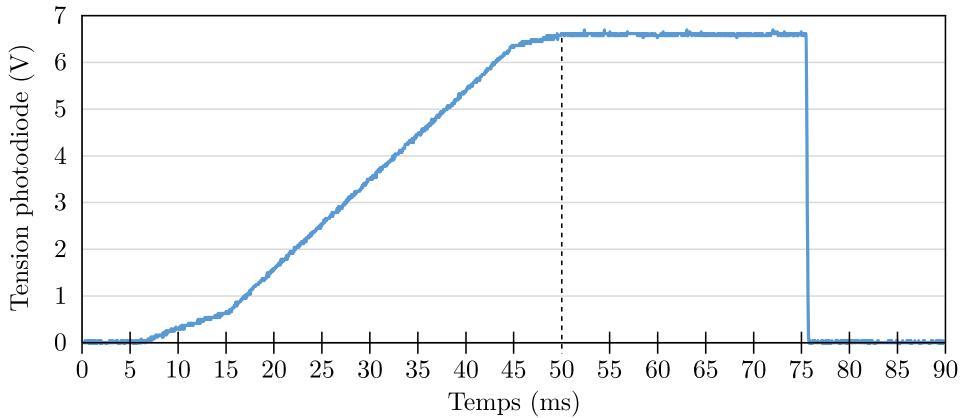


FIGURE 1.16 – Tension donnée par la photodiode en transmission du miroir de rétroréflexion du faisceau verticale lors de la rampe de chargement. La ligne pointillée indique le moment où la profondeur finale est atteinte.

À ce critère d'adiabaticité s'ajoutent deux autres contraintes qui proviennent du fait que les atomes doivent avoir le temps de s'organiser spatialement dans le réseau. La durée τ de la rampe doit ainsi être grande devant le temps caractéristique associé aux interactions intra-site $\tau_{\text{int}} = h/U$ avec $U = \frac{4\pi\hbar^2}{m}a_6\bar{n}$ l'énergie d'interaction et \bar{n} la densité moyenne des atomes, ainsi que devant le temps d'oscillation des atomes dans le piège dipolaire $\tau_{\text{dip}} = \frac{2\pi}{\omega_{\text{dip}}}$. Dans notre cas, nous avons $\tau_{\text{int}} \leq 750 \mu\text{s}$ en prenant à la place de \bar{n} la densité au centre du condensat (plus faible que la densité en réseau) et $\tau_{\text{dip}} \leq 5 \text{ ms}$ avec $\omega_{\text{dip}} = \omega_z$, la pulsation de piégeage la plus faible de notre piège dipolaire ; la rampe choisie (figure 1.16) ayant une durée de 50 ms et une pente inférieure à $600 E_r \cdot s^{-1}$, elle respecte bien ces trois critères. Effectuer une rampe inversée une fois le réseau chargé permet de vérifier l'adiabaticité, en effet, on obtient alors à nouveau un condensat (avec des excitations négligeables, voir thèse d'Aurélie de Paz [24]).

Dans l'état de Mott, les atomes ont alors une distribution dite en « gâteau de mariage » avec deux atomes par site au centre du réseau et une couche externe avec un atome par site. Cette distribution, comme illustré en figure 1.17 est due au caractère gaussien des faisceaux laser formant le réseau et à l'énergie d'interaction intra-site U . Tant que l'énergie $\epsilon_i \approx \frac{1}{2}m\omega^2r_i^2$ est inférieure à U , le réseau se remplit avec un atome par site (du centre vers les bords). Lorsque $\epsilon_i > U$ il devient alors énergétiquement favorable d'ajouter des atomes au centre plutôt que sur les bords.

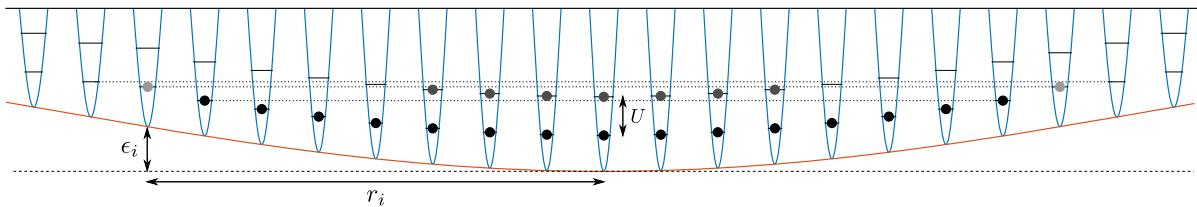


FIGURE 1.17 – Principe de remplissage du réseau optique. Dans un premier temps (pour $\epsilon_i < U$), le réseau est rempli avec un atome par site (points noirs). Il devient ensuite avantageux énergétiquement d'avoir deux atomes par site au centre plutôt que d'ajouter des atomes sur les bords (points gris foncé) jusqu'à ce que $\epsilon_j + U$ (aux bords de la zone à deux atomes par site) devienne plus grand que ϵ_i (aux bords extérieurs) où il est à nouveau favorable d'ajouter des atomes aux bords extérieurs (points gris clair).

1.6.3 Mesure de la profondeur

La mesure de la profondeur du réseau se fait par des expériences de diffraction du condensat par un réseau 1D [47, 48]. Pour, cela, on allume brutalement deux faisceaux (n et m) puis on les éteint brutalement au bout d'un temps $\tau = 2 \mu\text{s}$. Les populations dans chaque ordre de diffraction (que l'on observe après un temps de vol) dépendent alors de la profondeur du réseau 1D (figure 1.18). On mesure ainsi les profondeurs $U_{nm} = 4\sqrt{V_n V_m}$ successivement avec les faisceaux 1 et 2, 1 et 3 et 4 et 5. On obtient ainsi tous les termes du potentiel 3D V de l'équation (1.17) entrant en jeu dans la profondeur du réseau 3D, à l'exception du terme en $\sqrt{V_2 V_3}$. Les faisceaux 2 et 3 ne peuvent en effet pas être allumés seuls, le faisceau 2 étant la rétroréflexion du 1. Calculer la structure de bande du réseau permet cependant d'exprimer la pulsation de piégeage $\omega_{Y'}$ dans la direction Y' en fonction de $V_1 V_2$, $V_1 V_3$ et $V_2 V_3$. Par spectroscopie de la structure de bande, il est possible d'obtenir la valeur expérimentale de $\omega_{Y'}$ et donc également la profondeur U_{23} .

Notons que pour $U_{12} = U_{13} = U_{23} = U_{45} = U_0$, un minimum du potentiel est atteint en $X' = Y' = Z = 0$ avec pour valeur $V_{\min} = \sum_{n=1}^5 V_n - 2U_0$; tandis qu'un maximum de potentiel est atteint pour $X' = \pi/3k \cos(\pi/8)$, $Y' = 2\pi/3k \sin(\pi/8)$ et $Z = \pi/2k$ avec pour valeur $V_{\max} = \sum_{n=1}^5 V_n + 1,25 U_0$. La profondeur totale du réseau est alors $U_{\text{tot}} = V_{\max} - V_{\min} = 3,25 U_0$. Ces résultats sont également valables lorsqu'on prend en compte la vraie orientation des faisceaux laser, seuls les axes et périodes du réseau sont alors modifiés, la profondeur restant identique.

Les mesures de profondeur permettent également d'optimiser l'alignement des faisceaux. Les faisceaux 1 et 4 sont centrés sur la position du condensat puis les faisceaux rétro-réfléchis 2 et 5 ainsi que le faisceau 3 sont réglés de façon à maximiser les profondeurs U_{nm} .

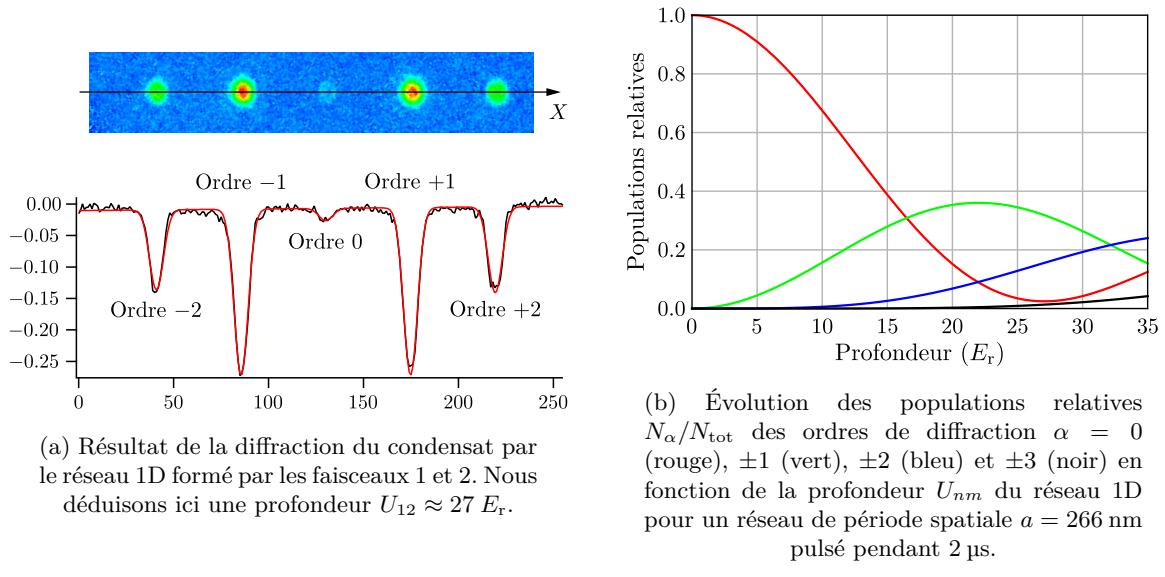


FIGURE 1.18 – Exemple de mesure de profondeur d'un réseau 1D. Après diffraction du condensat par le réseau formé par les faisceaux 1 et 2 (figure 1.18a), on mesure le rapport du nombre d'atomes dans un ordre ± 2 par rapport à celui dans un ordre ± 1 . Connaissant l'évolution théorique des populations relatives dans chaque ordre (figure 1.18b), on en déduit la profondeur U_{12} .

1.7 Contrôle du spin

Le dispositif permettant le contrôle des spins est présenté en [figure 1.19](#). Il comprend en particulier une bobine, placée au-dessus de l'enceinte expérimentale et permettant de créer un champ magnétique radio-fréquence (RF) orienté selon la direction verticale. Le dispositif permet d'effectuer trois actions :

- les balayages RF évoqués en [section 1.5.5](#) pour le chargement du piége dipolaire ;
- des passages adiabatiques rapides entre les états Zeeman $m_s = \pm 3$ permettant notamment de déterminer la fréquence de Larmor (voir [section 1.7.1](#)) ;
- et la rotation des spins d'un angle θ (voir [section 1.7.2](#)).

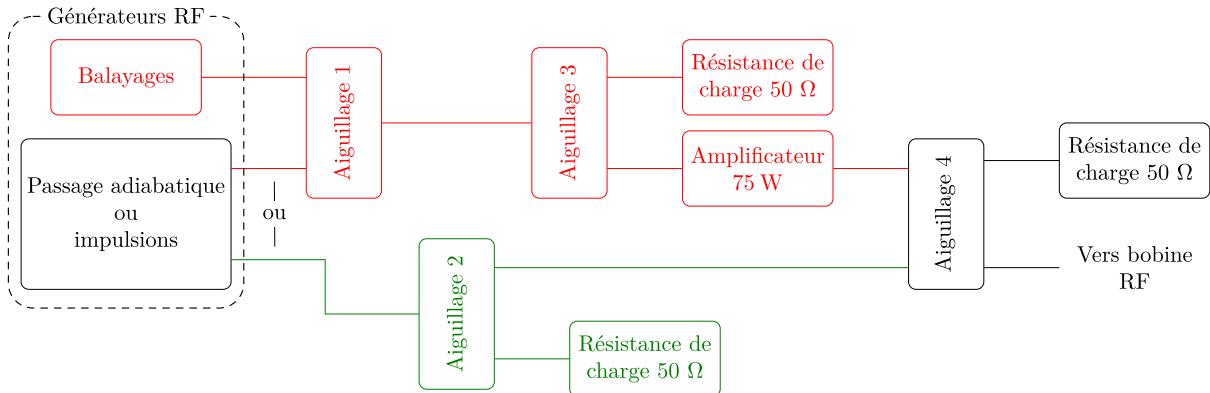


FIGURE 1.19 – Circuit RF pour le contrôle des spins. Nous avons deux générateurs programmables¹, l'un servant à effectuer les balayages RF et l'autre étant utilisé pour opérer soit des passages adiabatiques soit des impulsions RF (le choix entre les deux modes de fonctionnement se fait dans la programmation du générateur). Le premier générateur va toujours vers le circuit amplifié (haut, rouge) tandis que le second générateur est envoyé soit vers le circuit amplifié soit vers le circuit non-amplifié (bas, vert). Le circuit amplifié comporte deux aiguillages, l'aiguillage 1 est mécanique et permet de choisir entre les deux générateurs ; et l'aiguillage 3, qui est un aiguillage électronique rapide² (changement de voie en environ 10 ns), permet de contrôler l'envoi du signal à l'amplificateur³. Le circuit non-amplifié comporte l'aiguillage 2 (aiguillage électronique rapide⁴) permettant de bloquer ou laisser passer le signal. Les signaux en provenance des circuits amplifié et non-amplifié sont sommés (mais les deux ne sont jamais envoyés en même temps) au niveau de l'aiguillage 4 mécanique qui permet de couper totalement le signal envoyé à la bobine (les aiguillages électroniques ayant une atténuation très importante mesurée supérieure à 97 dBm mais cependant pas parfaite).

Les quatre aiguillages sont contrôlés par ordinateur.

1.7.1 Passages adiabatiques rapides

Les passages adiabatiques rapides [49, 50] s'obtiennent en effectuant des rampes de la fréquence du signal autour de la fréquence de Larmor f_L sur une largeur de 50 kHz et pour une durée de 5 ms. Nous effectuons les rampes avec les atomes initialement tous dans l'état $m_s = -3$. Qualitativement, si la rampe ne passe pas par f_L , les atomes restent tous dans $m_s = -3$, si f_L est atteinte en tout début ou toute fin de rampe, les atomes finissent dans une superposition d'états entre $m_s = -3$ et $+3$ et si la rampe est centrée sur f_L , les atomes terminent tous dans l'état $m_s = +3$.

Nous utilisons les passages adiabatiques principalement afin de déterminer la fréquence de Larmor associée au champ de quantification \vec{B}_{ext} appliqué durant nos expériences.

1. Agilent 33220A

2. Mini-Circuits ASWA-2-50DR

3. Amplifier Research 75A250

4. Mini-Circuits ASW-2-50DR+

1.7.2 Rotation des spins

Une fois la fréquence de Larmor déterminée, nous envoyons un signal sinusoïdal continu à une fréquence égale à la valeur estimée de f_L à l'aide d'un générateur RF. En suivant les notations de la figure 1.20, la bobine crée alors un champ oscillant $\vec{B}_{RF} = B_{RF} \cos(\omega_{RF}t) \vec{e}_x$, orthogonal au champ externe $\vec{B}_{ext} \approx B_0 \vec{e}_z$ (ici l'axe x est l'axe vertical, l'axe de quantification z est imposé par le champ externe et l'axe y est celui complétant le repère orthonormé). La pulsation ω_{RF} est proche de la pulsation de Larmor $\omega_L = g_s \mu_B B_0 / \hbar$, le désaccord entre les deux est noté $\delta = \omega_{RF} - \omega_L$.

Pour simplifier les calculs, il est pratique de se placer dans la base $(\vec{e}_{x'}, \vec{e}_{y'}, \vec{e}_z)$ tournant autour de l'axe z à la pulsation ω_{RF} définie par :

$$\begin{cases} \vec{e}_{x'}(t) = \cos(\omega_{RF}t) \vec{e}_x + \sin(\omega_{RF}t) \vec{e}_y \\ \vec{e}_{y'}(t) = -\sin(\omega_{RF}t) \vec{e}_x + \cos(\omega_{RF}t) \vec{e}_y \end{cases} \quad (1.22)$$

L'équation d'évolution du spin (équation (5)) dans cette nouvelle base devient alors :

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{s}}{dt} &= -\frac{g_s \mu_B}{\hbar} \vec{s} \wedge \vec{B}_{tot} + \vec{s} \wedge \omega_{RF} \vec{e}_z \\ &= -\frac{g_s \mu_B}{\hbar} \vec{s} \wedge \left(\vec{B}_{tot} - \frac{\hbar \omega_{RF}}{g_s \mu_B} \vec{e}_z \right) \end{aligned} \quad (1.23)$$

où $\vec{B}_{tot} = \vec{B}_{ext} + \vec{B}_{RF} \approx B_0 \vec{e}_z + \vec{B}_{RF}$. On peut donc considérer que les spins, dans cette base, sont soumis à un champ effectif $\vec{B}_{eff} = \left(B_0 - \frac{\hbar \omega_{RF}}{g_s \mu_B} \right) \vec{e}_z + \vec{B}_{RF}$ (les interactions entre spins sont négligées, les durées de rotation étant trop faibles pour qu'elles aient une influence significative).

De plus, le champ RF peut se décomposer dans la base tournante (voir encart a. de la figure 1.20) :

$$\begin{aligned} \vec{B}_{RF} &= B_{RF} \cos(\omega_{RF}t) \vec{e}_x \\ &= B_{RF} \left[\cos^2(\omega_{RF}t) \vec{e}_{x'} - \cos(\omega_{RF}t) \sin(\omega_{RF}t) \vec{e}_{y'} \right] \\ &= \frac{B_{RF}}{2} \left[(1 + \cos(2\omega_{RF}t)) \vec{e}_{x'} - \sin(2\omega_{RF}t) \vec{e}_{y'} \right] \\ &= \underbrace{\frac{B_{RF}}{2} \vec{e}_{x'}}_{\text{champ } \vec{B}_{RF}^+ \text{ fixe}} + \underbrace{\frac{B_{RF}}{2} [\cos(2\omega_{RF}t) \vec{e}_{x'} - \sin(2\omega_{RF}t) \vec{e}_{y'}]}_{\text{champ } \vec{B}_{RF}^- \text{ tournant à la pulsation } 2\omega_{RF}} \end{aligned} \quad (1.24)$$

On définit la pulsation de Rabi $\omega_R = g_s \mu_B B_{RF} / 2\hbar$ comme la pulsation associée à la précession des spins autour des champs \vec{B}_{RF}^\pm . Lorsque $2\omega_{RF} \gg \omega_R$, la composante $\vec{B}_{RF}^-(t)$ se moyenne à zéro et le champ effectif appliqué aux spins se simplifie alors en :

$$\begin{aligned} \vec{B}_{eff} &= \left(B_0 - \frac{\hbar \omega_{RF}}{g_s \mu_B} \right) \vec{e}_z + \frac{B_{RF}}{2} \vec{e}_{x'} \\ &= \frac{\hbar}{g_s \mu_B} [(\omega_L - \omega_{RF}) \vec{e}_z + \omega_R \vec{e}_{x'}] \\ &= \frac{\hbar}{g_s \mu_B} [\omega_R \vec{e}_{x'} - \delta \vec{e}_z] \end{aligned} \quad (1.25)$$

En remplaçant \vec{B} par \vec{B}_{eff} dans l'équation (5), on obtient alors l'évolution du spin dans la base tournante :

$$\begin{cases} s_{x'}(t) = s_{x0} + \frac{\delta}{\omega} \left[s_{y0} \sin(\omega t) - \frac{\delta s_{x0} + \omega_R s_{z0}}{\omega} (1 - \cos(\omega t)) \right] \\ s_{y'}(t) = s_{y0} \cos(\omega t) - \frac{\delta s_{x0} + \omega_R s_{z0}}{\omega} \sin(\omega t) \\ s_z(t) = s_{z0} + \frac{\omega_R}{\omega} \left[s_{y0} \sin(\omega t) - \frac{\delta s_{x0} + \omega_R s_{z0}}{\omega} (1 - \cos(\omega t)) \right] \end{cases} \quad (1.26)$$

où $\omega = \sqrt{\delta^2 + \omega_R^2}$ est la pulsation de Rabi effective et $\vec{s}_0 = (s_{x0}, s_{y0}, s_{z0})$ est le spin à $t = 0$.

Dans le cas particulier $\delta = 0$ (encart b. de la figure 1.20), et avec l'état initial $s_{x0} = s_{y0} = 0$ et $s_{z0} = -3\hbar$ (qui correspond à l'état initial des spins dans notre système), cette évolution se simplifie alors en :

$$\begin{cases} s_{x'}(t) = 0 \\ s_{y'}(t) = 3\hbar \sin(\omega_R t) \\ s_z(t) = -3\hbar \cos(\omega_R t) \end{cases} \quad (1.27)$$

L'évolution de l'état quantique de chaque spin est quant à elle obtenue grâce à l'hamiltonien $\hat{H} = \frac{g_s \mu_B}{\hbar} \hat{\vec{s}} \cdot \vec{B}_{\text{eff}}$. En intégrant l'équation de Schrödinger, on obtient alors :

$$|\psi(t)\rangle = \exp \left(-\frac{it}{\hbar} (\omega_R \hat{s}_{x'} - \delta \hat{s}_z) \right) |\psi_0\rangle \quad (1.28)$$

Pour un état initial $|\psi_0\rangle = |-3\rangle$ et une rotation d'un angle $\theta = \omega t$, cet état peut s'écrire dans la base des états Zeeman de la manière suivante :

$$|\psi(\theta)\rangle = \sum_{m_s} \frac{1}{\omega^6} \binom{6}{3+m_s}^{1/2} \left[i\omega_R \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]^{3+m_s} \left[-\omega \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) + i\delta \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]^{3-m_s} |m_s\rangle \quad (1.29)$$

où $\binom{n}{k}$ désigne le coefficient binomial.

La probabilité d'occupation de chaque état Zeeman en fonction de θ est alors donnée par :

$$|\langle m_s | \psi(\theta) \rangle|^2 = \frac{1}{\omega^{12}} \binom{6}{3+m_s} \left[\omega_R^2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]^{3+m_s} \left[\delta^2 + \omega_R^2 \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]^{3-m_s} \quad (1.30)$$

Les impulsions Rabi sont réglées de façon à avoir $\theta = \pi/2$ pour une impulsion de durée 5 µs. Pour cela, nous ajustons l'amplitude du champ RF jusqu'à avoir une rotation de 60π en 600 µs, ce qui permet une meilleure précision sur le réglage. Après une rotation de 60π , on observe que les atomes sont majoritairement dans l'état $m_s = -3$, avec, en fonction la réalisation, parfois des atomes également dans les états $m_s = -2$ et -1 . Ces variations sont compatibles avec des fluctuations de la fréquence de Larmor d'environ 4,5 kHz ou de la pulsation de Rabi d'environ $2\pi \times 200$ Hz. En pratique les deux fluctuent, des mesures de la puissance en sortie de l'amplificateur donnent un écart-type de $2\pi \times 150$ Hz sur la valeur de la pulsation de Rabi et des expériences non présentées dans cette thèse ont montré un écart-type de 1,5 kHz sur la valeur de la fréquence de Larmor.

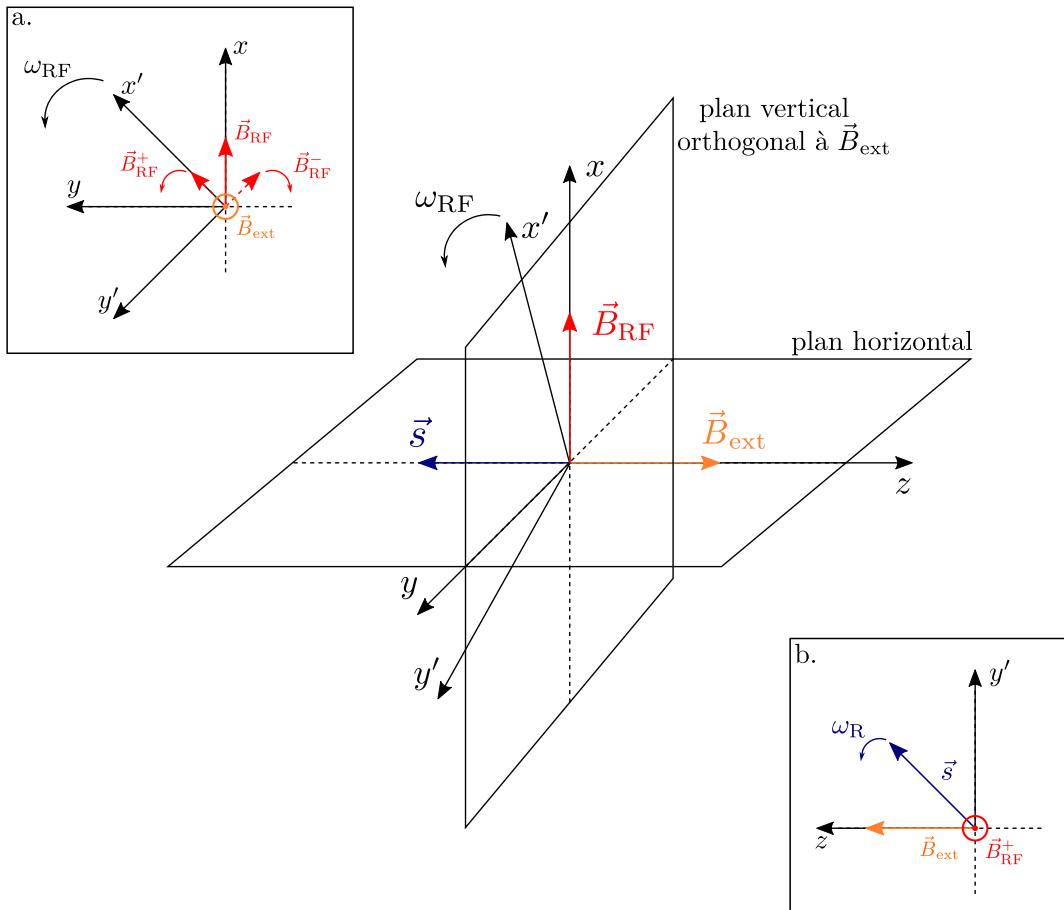


FIGURE 1.20 – Schéma de principe pour la rotation des spins. Au centre : représentation dans le repère fixe ($0xyz$) des champs magnétiques de quantification et radio-fréquence, du spin (dans l'état initial $m_s = -3$) et des axes x' et y' de la base tournante (la longueur des vecteurs n'est pas à l'échelle, en pratique $\|\vec{B}_{\text{RF}}\| \ll \|\vec{B}_{\text{ext}}\|$). Dans l'encart a. : décomposition du champ RF en deux composantes tournantes, l'une allant dans le même sens et à la même vitesse angulaire que la base tournante et l'autre allant dans le sens opposé. Dans l'encart b. : précession des spins autour du champ \vec{B}_{RF}^+ lorsque le désaccord $\delta = 0$, les spins restent dans le plan ($0y'z$) et leur vitesse angulaire est ω_R .

1.8 Technique d'imagerie et analyse

1.8.1 Méthode d'imagerie

Les grandeurs que nous mesurons lors de nos expériences sont les nombres d'atomes présents dans chaque état Zeeman m_s . Pour effectuer ces mesures, il est nécessaire de séparer les atomes en fonction de leur état Zeeman. Cette séparation est obtenue par une procédure de Stern-Gerlach où les atomes sont libérés dans un gradient de champ magnétique d'environ $3,5 \text{ G}\cdot\text{cm}^{-1}$ obtenu à l'aide des bobines du MOT. Les atomes subissent alors une force proportionnelle à m_s , qui, après un temps de vol d'environ 5 ms, permet d'obtenir sept nuages atomiques également espacés correspondant aux différents m_s . Nous envoyons alors sur les atomes une impulsion de lumière polarisée σ^- à 425 nm de durée 70 μs . La lumière est ensuite reçue par une caméra et une image est enregistrée. Une seconde image est également prise en l' \ll absence des atomes (la fréquence laser est modifiée de façon à ce que la lumière ne soit plus absorbée par les atomes et la durée d'exposition est allongée pour compenser la perte de puissance). L'image finale est obtenue en prenant le logarithme népérien du rapport de la première image avec la deuxième. On y observe les sept nuages (encart a. de la figure 1.22) desquels on peut déduire le nombre d'atomes dans chaque état Zeeman.

1.8.2 Système d'imagerie

Le système utilisé pour l'imagerie est présenté en figure 1.21. Deux caméras nous permettent d'observer les atomes, l'une selon un axe horizontal et l'autre selon un axe vertical.

L'axe du faisceau d'imagerie horizontale forme un angle d'environ 7° avec l'axe du faisceau dipolaire horizontal. Le système d'imagerie (figure 1.21a) est constitué de deux doublets achromatiques et d'un télescope permettant un grossissement $\times 3$. La caméra CCD¹ utilisée a une efficacité quantique de 51 % à 425 nm. Un pixel de la caméra ayant une taille de 6,45 μm , la taille effective d'un pixel devrait donc être $6,45/3 = 2,15 \mu\text{m}$. La taille effective expérimentale d'un pixel, mesurée par une expérience de chute libre, est de $(2,085 \pm 0,017) \mu\text{m}$.

L'axe du faisceau d'imagerie verticale forme un angle d'environ 7° avec la verticale. Le système d'imagerie (figure 1.21b) est constitué de deux doublets achromatiques et d'un télescope permettant un grossissement $\times 7,5$. La caméra CCD² utilisée a une efficacité quantique de 82 % à 425 nm. Un pixel de la caméra ayant une taille de 16 μm , la taille effective d'un pixel devrait donc être $16/7,5 \approx 2,13 \mu\text{m}$. La taille effective expérimentale d'un pixel, mesurée par comparaison entre les deux caméras de la taille d'un nuage thermique (atomes chargés dans le piège dipolaire puis lâchés sans étape d'évaporation) après un temps de vol de 2 ms, est de $(2,427 \pm 0,018) \mu\text{m}$.

1.8.3 Analyse des images

La loi de Beer-Lambert, dans le cas d'un atome à deux niveaux et pour un faisceau d'imagerie de longueur d'onde λ , à résonance avec la transition et non saturant ($I \ll I_{\text{sat}}$), nous dit que :

$$\frac{dI}{dz} = -In\sigma_0 \quad (1.31)$$

où I est l'intensité lumineuse, z est la direction de propagation du faisceau d'imagerie, n est la densité atomique et $\sigma_0 = 3\lambda^2/2\pi$ est la section efficace d'absorption.

1. pco. pixelfly qe (12 bits, 1392 \times 1024 pixels)

2. Andor iXon₃ DU-897E-CS0-EXF (14 bits, 512 \times 512 pixels)

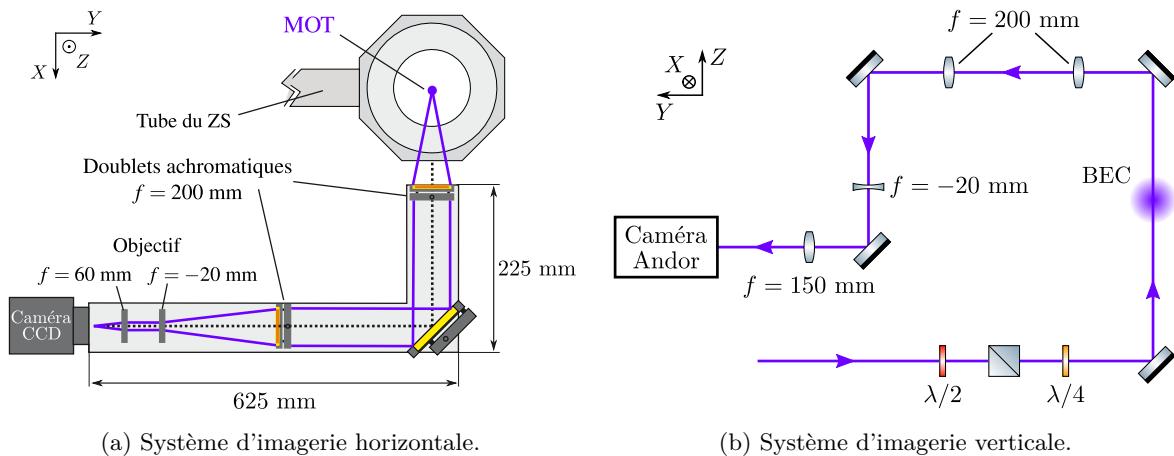


FIGURE 1.21 – Schémas des deux systèmes d'imagerie utilisés sur l'expérience.

Par intégration, on obtient alors que :

$$\ln\left(\frac{I_t}{I_i}\right) = -\sigma_0 \int_{-z_0}^{+z_0} n dz \quad (1.32)$$

avec I_t l'intensité transmise, I_i l'intensité incidente et z_0 une distance telle que $n(x, y, |z| > z_0) \approx 0$. La grandeur $\ln(I_t/I_i)$ correspond aux images finales obtenues par notre procédure d'imagerie (encart a. de la figure 1.22). Le nombre d'atomes est ensuite obtenu en intégrant dans les directions x et y :

$$N = \int_{-x_0}^{+x_0} \int_{-y_0}^{+y_0} \int_{-z_0}^{+z_0} n dz dy dx = -\frac{1}{\sigma_0} \int_{-x_0}^{+x_0} \int_{-y_0}^{+y_0} \ln\left(\frac{I_t}{I_i}\right) dy dx \quad (1.33)$$

avec x_0 et y_0 suffisamment grands.

Pour analyser les images, on commence par faire un ajustement à sept gaussiennes également espacées et de même largeur d'un profil pris dans la direction y (en rouge dans l'encart a. de la figure 1.22) passant par le centre de chaque nuage et intégré sur un certain intervalle (choisi suffisamment grand pour contenir l'intégralité des nuages). On obtient alors une courbe semblable à celle présentée dans l'encart b. de la figure 1.22. Ce premier ajustement a beaucoup de paramètres libres et n'est pas très fiable pour compter le nombre d'atomes notamment lorsque celui-ci est faible, il nous permet néanmoins de connaître la position de chaque nuage le long du profil. On peut alors effectuer l'ajustement par une gaussienne de chacun des sept nuages, le long de profils transverses (dans la direction x), en intégrant dans la direction y sur un intervalle égal à la distance entre les centres de deux nuages consécutifs. Là encore, l'ajustement est fait en supposant une largeur identique pour tous les nuages. Les sept courbes correspondant aux sept m_s sont présentées dans l'encart c. de la figure 1.22. L'ajustement gaussien le long d'un profil transverse est de la forme suivante :

$$-A \exp\left(-\left(\frac{x - x_c}{w}\right)^2\right) = \frac{1}{2y_0} \int_{-y_0}^{+y_0} \ln\left(\frac{I_t}{I_i}\right) dy \quad (1.34)$$

avec A l'amplitude de la gaussienne, x_c son centre, w son rayon à $1/e$ et $2y_0$ l'intervalle d'intégration selon l'axe y , choisi comme la distance entre les centres de deux nuages consécutifs.

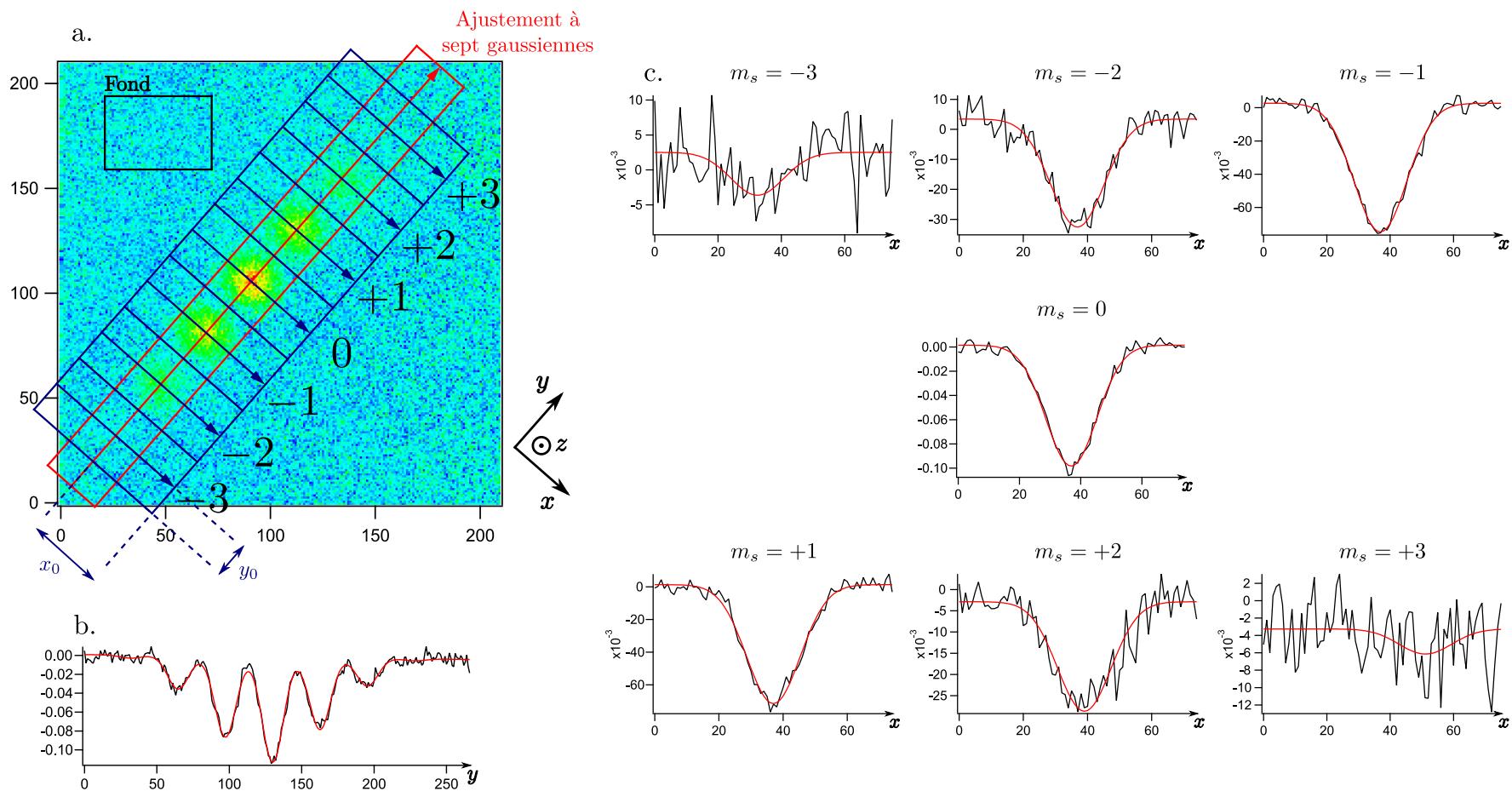


FIGURE 1.22 – Les différentes étapes de l'analyse des images. La première étape consiste à faire, à partir de l'image en encart a., un profil longitudinal des sept nuages donnant la courbe en encart b. Un ajustement à sept gaussiennes de cette courbe permet de connaître la position de chaque nuage le long du profil ainsi que la distance qui sépare leurs centres. L'étape suivante consiste à effectuer sept ajustements à une gaussienne des courbes obtenues en effectuant des profils transverses sur les sept nuages (encart c.). Les paramètres des gaussiennes obtenues permettent ensuite de remonter au nombre d'atomes dans chaque état m_s .

Les nombres d'atomes « bruts » pour chaque m_s sont ensuite obtenus en intégrant chacune des sept gaussiennes :

$$\begin{aligned} N_{m_s}^{\text{brut}} &= -\frac{1}{\sigma_0} \int_{-x_0}^{+x_0} \int_{-y_0}^{+y_0} \ln \left(\frac{I_t}{I_i} \right) dy dx \\ &= \frac{2y_0}{\sigma_0} \int_{-x_0}^{+x_0} A_{m_s} \exp \left(-\left(\frac{x - x_c^{m_s}}{w} \right)^2 \right) dx \\ &= \frac{2y_0}{\sigma_0} \sqrt{\pi} w A_{m_s} \end{aligned} \quad (1.35)$$

Pour que l'équation (1.35) soit correcte il faut que les valeurs de la fonction d'erreur de x_0/w et y_0/w soient proches de 1 (du fait de l'intégration d'une gaussienne sur un intervalle de taille finie). Pour l'exemple de la figure 1.22 ($x_0 = 91,0 \mu\text{m}$, $y_0 = 39,6 \mu\text{m}$ et $w = 28,6 \mu\text{m}$), nous avons $\text{erf}(x_0/w) \approx 1$ et $\text{erf}(y_0/w) \approx 0,95$, on pourrait donc penser qu'on ne compte pas tous les atomes, cependant, du fait que les boîtes d'intégrations se touchent dans la direction y , les atomes non comptabilisés pour le nuage m_s le sont pour les nuages $m_s - 1$ et $m_s + 1$. Dans l'ensemble (l'erreur restant faible), nous faisons donc le choix de considérer l'équation (1.35) comme juste avec une erreur inférieure à 5%.

Ces nombres d'atomes ne sont pas les nombres réels car les sections efficaces d'absorption pour chaque m_s sont différentes de σ_0 . En effet, les coefficients de Clebsch-Gordan et désaccords avec la résonance varient entre les différents états Zeeman, ce qui modifie la section efficace. De plus, la polarisation du faisceau étant σ^- , la valeur de la section efficace change durant le temps d'exposition par effet de pompage optique vers les états de m_s inférieurs. Cependant, pour le cas des atomes dans $m_s = -3$, le coefficient de Clebsch-Gordan associé à la transition est 1, le désaccord est nul et il n'y a pas de pompage optique ; cette situation est équivalente à celle d'un système à deux niveaux et leur section efficace d'absorption est donc σ_0 . Il est donc possible de connaître le nombre d'atomes total N_{tot} réel lorsque celui-ci est mesuré alors que les atomes sont tous dans l'état $m_s = -3$. La connaissance du nombre total d'atomes permet ensuite de connaître les nombres d'atomes attendus dans chaque état Zeeman immédiatement après rotation des spins d'un angle θ autour d'un axe orthogonal à l'axe de quantification. Ceux-ci étant donnés par l'équation (1.30) (en supposant $\delta = 0$) :

$$N_{m_s}/N_{\text{tot}} = \binom{6}{3+m_s} \left[\sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]^{3+m_s} \left[\cos^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]^{3-m_s} \quad (1.36)$$

où $\binom{n}{k}$ désigne le coefficient binomial.

En pratique, nous calibrions des coefficients de déetectivité f_{m_s} à partir d'images prises après une rotation $\theta = \pi/2$ en divisant les nombres d'atomes attendus par les nombres d'atomes « bruts » $f_{m_s} = N_{m_s}/N_{m_s}^{\text{brut}}$. Ces coefficients sont ensuite utilisés dans l'analyse pour obtenir les nombres d'atomes réels. En guise d'exemple, avec $N_{\text{tot}} = 19500$, l'image de la figure 1.22 donne les coefficients de déetectivité suivants $f_{m_s} = \{1,18; 1,21; 1,40; 1,45; 1,49; 1,68; 2,51\}$ (de $m_s = -3$ à $m_s = +3$). Quand le signal des images de calibration est trop faible dans $m_s = \pm 3$ (comme c'est le cas sur la figure 1.22), nous regardons également des images obtenues après des rotations $\theta = \pi/2 \pm \pi/10$ afin d'avoir plus de signal dans ces deux états et donc d'obtenir des coefficients plus fiables.

1.8.4 Méthode d'imagerie pour le réseau

La coupure du réseau devant se faire rapidement par rapport au temps caractéristique des interactions dipôle-dipôle (qui est de l'ordre de la ms), on ne peut pas effectuer une rampe de déchargement adiabatique (de durée 50 ms) qui permettrait de retrouver un condensat. On diminue donc la profondeur du réseau à zéro en 300 μ s, ce qui entraîne une distribution en vitesse des atomes trop large pour qu'ils soient séparés spatialement en fonction de leur état Zeeman après un temps de vol de quelques millisecondes par la procédure de Stern-Gerlach. Pour pallier ce problème, nous utilisons une technique inspirée du refroidissement par « delta-kick » [51] qui consiste à « geler » la vitesse des atomes en leur appliquant brièvement un potentiel de piégeage après les avoir laissé évoluer librement. Nous utilisons cette technique pour réduire la vitesse des atomes dans la direction du Stern-Gerlach afin de pouvoir bien séparer les atomes en fonction de leur état Zeeman. Pour cela, nous coupons le piège dipolaire lors du déchargement du réseau, nous le laissons éteint pendant un temps T puis nous le rallumons pendant un temps τ et enfin nous séparons les atomes en fonction de m_s par la procédure de Stern-Gerlach. Le résultat obtenu avec et sans « delta-kick » est présenté en figure 1.23. Le « delta-kick » utilisé ici avait pour temps caractéristiques $T = 0,7$ ms et $\tau = 0,73$ ms ; la profondeur du piège dipolaire croisé est la même que celle en fin d'évaporation.

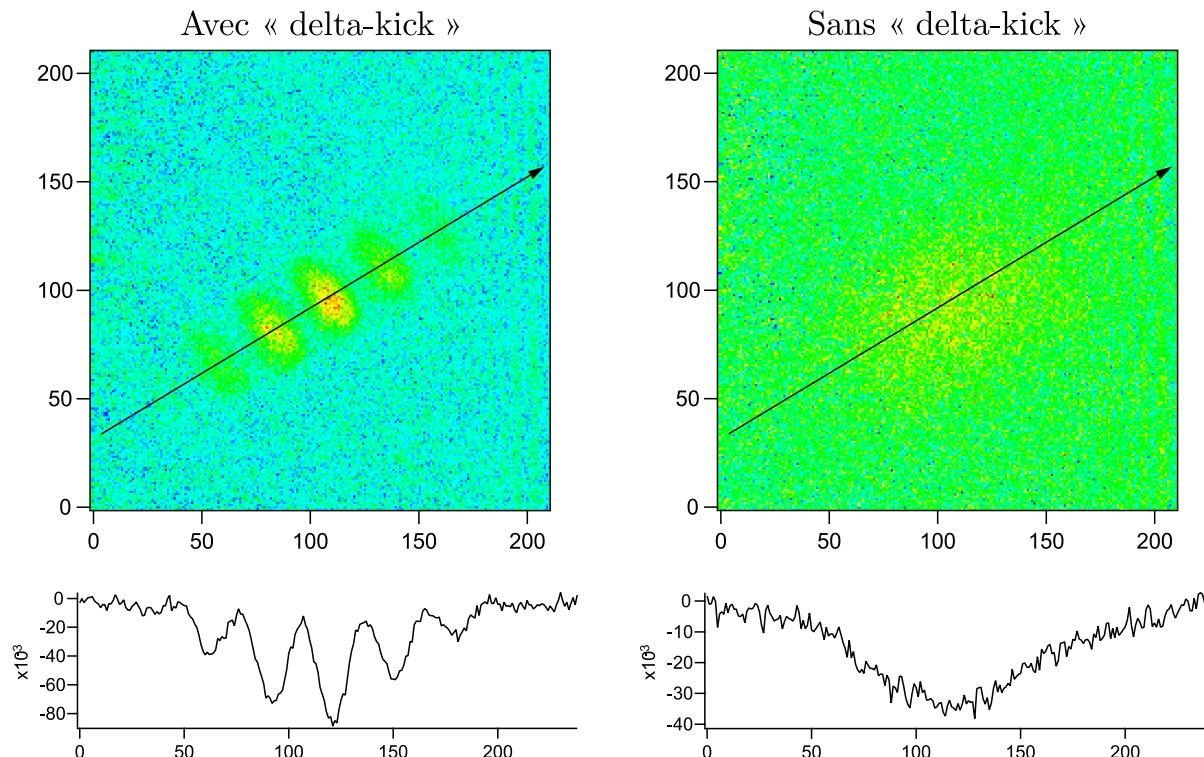


FIGURE 1.23 – Comparaison des images obtenues après rotation des spins d'un angle $\pi/2$ avec et sans « delta-kick » à la fin de la séparation par la procédure de Stern-Gerlach (temps de vol d'environ 5 ms). Le « delta-kick » permet une bonne séparation des nuages qui sont autrement indistinguables.

1.9 Contrôle des champs magnétiques

1.9.1 Crédation et asservissement du champ magnétique

Une description plus détaillée des bobines utilisées pour créer et asservir le champ magnétique, ainsi que celles, déjà évoquées, utilisées pour le refroidissement transverse, le ralentisseur Zeeman, le piège magnéto-optique et le contrôle du spin peut être trouvée dans l'annexe A de la thèse de Benjamin Pasquiou [22].

Crédation du champ

Le champ magnétique est obtenu grâce à trois paires de bobines en configuration proche de Helmholtz (la distance entre les bobines pour deux des trois paires n'est pas égale au rayon des bobines). Celles-ci sont placées sur trois axes orthogonaux : l'axe verticale Z , l'axe d'imagerie horizontale X et l'axe du ralentisseur Zeeman Y (les axes sont ici définis différemment de la section 1.7.2, ils correspondent aux axes de la base $(\vec{u}_X, \vec{u}_Y, \vec{u}_Z)$ indiqués sur les figures 1.6 et 1.21). L'évolution du champ magnétique sur ces trois axes en fonction des tensions consignes, modifiables à l'ordinateur, qui définissent les courants envoyés aux bobines est présentée en figure 1.24. Les grandeurs importantes tirées des ajustements des données sont présentées dans le tableau 1.5.

| | axe X | axe Y | axe Z |
|--|---------|---------|---------|
| Courant pour annuler le champ I_0 (mA) | -102 | -1083 | 71 |
| Pente f_L/I (kHz·A $^{-1}$) | 861 | 729 | 2637 |

TABLEAU 1.5 – Grandeur caractéristiques d'évolution de la fréquence de Larmor associée au champ magnétique selon les trois axes X , Y et Z en fonction du courant circulant dans les bobines. La pente f_L/I correspond aux zones linéaires de la figure 1.24.

Les bobines de champ n'étant pas parfaitement en configuration Helmholtz, on s'attend à ce que le champ ne soit pas parfaitement homogène au niveau des atomes. En fait, la proximité de la pompe ionique ainsi que d'autres éléments magnétiques est la cause principale de l'inhomogénéité du champ magnétique. Le gradient de champ magnétique est par ailleurs compensé à l'aide d'une paire de bobines en configuration anti-Helmholtz sur l'axe X et une bobine simple sur l'axe Z (utilisée uniquement pour compenser la gravité pour les atomes dans $m_s = -3$ pendant l'évaporation, le champ étant orthogonal à cet axe durant les expériences). Nous avons également utilisé les bobines de MOT (avec parcimonie) pour la compensation du gradient dans les cas où le champ n'était pas orienté selon l'axe X .

Asservissement du champ

Le champ magnétique est mesuré à l'extérieur de l'enceinte, à une quinzaine de centimètres de la position des atomes, à l'aide d'un magnétomètre à trois axes¹. On se sert de ce point de mesure pour effectuer un asservissement par boucle proportionnelle en envoyant un courant dans trois bobines rectangulaires de $1,5 \times 1,7$ m placées autour de l'enceinte sur les trois axes X , Y et Z . Cette méthode permet de stabiliser le champ à ± 100 µG près au niveau des atomes.

1. Bartington Mag-03MC100

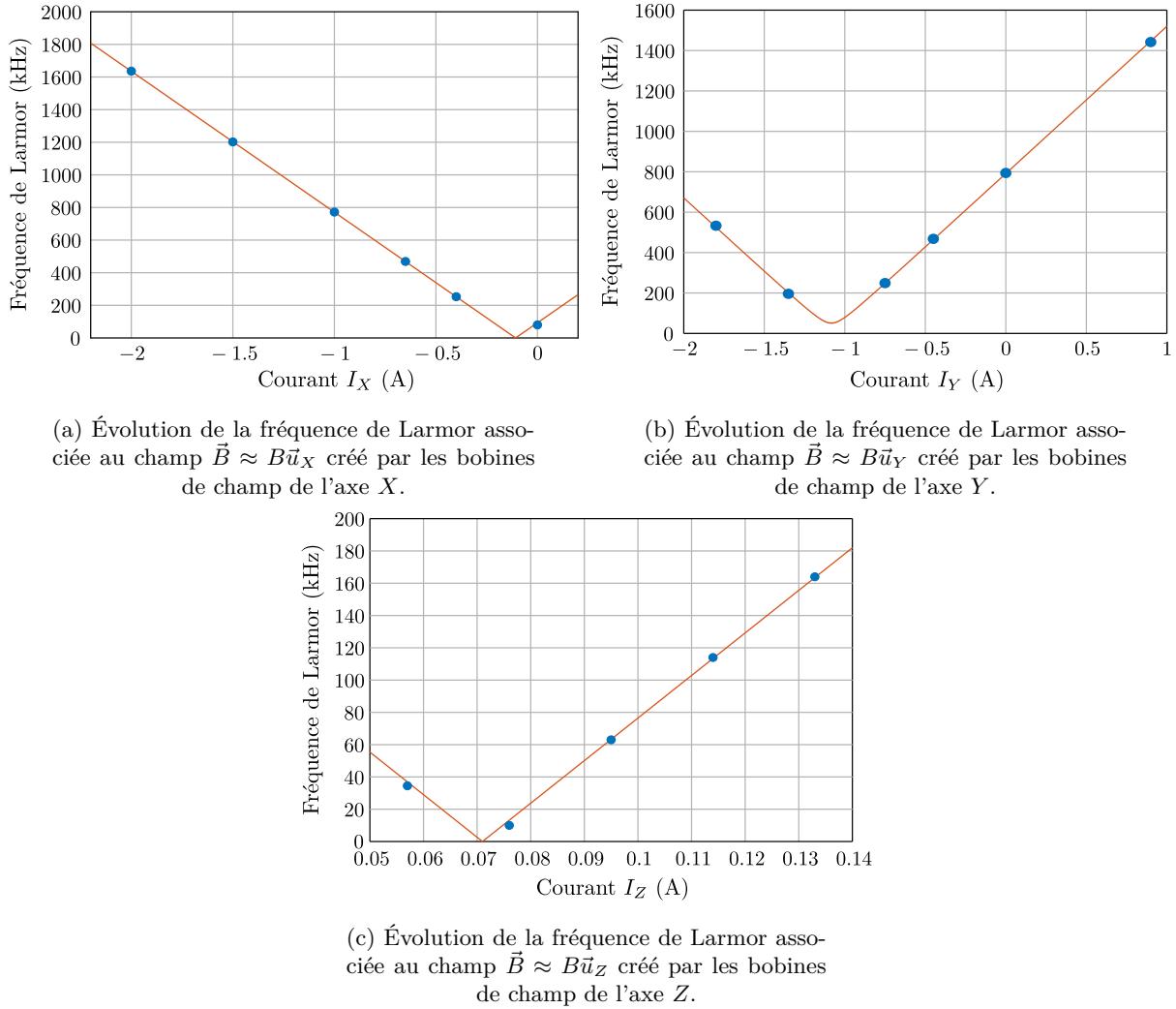


FIGURE 1.24 – Évolution de la fréquence de Larmor associée au champ magnétique créé par les trois paires de bobines de champ selon les axes X , Y et Z en fonction des courants circulant dans chaque paire de bobines. Les courbes représentent des ajustements des données par la fonction

$$f_L = f_0 \sqrt{1 + \left(\frac{I - I_0}{I_c} \right)^2}.$$

1.9.2 Mesure et minimisation du gradient de champ magnétique

On reprend dans cette section la convention utilisée dans la [section 1.7.2](#) pour la notation des axes de la base (\vec{e}_x , \vec{e}_y , \vec{e}_z) avec z l'axe de quantification (axe du champ magnétique), et x l'axe vertical.

La mesure du gradient de champ magnétique est obtenue en regardant la position du condensat, initialement préparé dans l'état Zeeman $m_s = \pm 3$, après une chute libre d'environ 10 ms en présence du champ magnétique utilisé pendant les expériences :

$$\vec{B}_{\text{ext}} = \left(B_0 + \vec{b} \cdot \vec{r} \right) \vec{e}_z + B_x(\vec{r}) \vec{e}_x + B_y(\vec{r}) \vec{e}_y \quad (1.37)$$

où $B_0 = \|\vec{B}_{\text{ext}}(\vec{0})\|$, \vec{b} est le vecteur de gradient associé à la composante de champ orientée selon z et \vec{r} est le vecteur position. $B_x(\vec{r}) \vec{e}_x$ et $B_y(\vec{r}) \vec{e}_y$ sont les composantes du champ magnétique selon les axes x et y . Comme $|B_x(\vec{r})|, |B_y(\vec{r})| \ll B_0$ sur l'ensemble du condensat, la norme du champ vaut au premier ordre $\|\vec{B}_{\text{ext}}\| \approx B_0 + \vec{b} \cdot \vec{r}$.

La force exercée par le champ magnétique sur les atomes (de moment magnétique $\vec{\mu} = \pm 3g_s\mu_B \vec{e}_z$, selon l'état initial choisi) est $\vec{F} = -\vec{\nabla}(-\vec{\mu} \cdot \vec{B}_{\text{ext}})$. Les dipôles restant alignés (ou anti-alignés) avec le champ, on a $\vec{\mu} \cdot \vec{B}_{\text{ext}} = \mu \|\vec{B}_{\text{ext}}\| \approx \pm 3g_s\mu_B (B_0 + \vec{b} \cdot \vec{r})$. La force subie par les atomes est donc :

$$\begin{aligned}\vec{F} &= \pm 3g_s\mu_B \vec{\nabla}(\vec{b} \cdot \vec{r}) \\ &= \pm 3g_s\mu_B \vec{b}\end{aligned}\quad (1.38)$$

Or, pour une position initiale en $x = y = z = 0$ et une vitesse initiale nulle, la position des atomes au temps t est donnée par :

$$\left\{ \begin{array}{l} x_{\pm 3}(t) = \frac{1}{2} (a_{\pm 3}^x - g) t^2 \end{array} \right. \quad (1.39)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} y_{\pm 3}(t) = \frac{1}{2} a_{\pm 3}^y t^2 \end{array} \right. \quad (1.40)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} z_{\pm 3}(t) = \frac{1}{2} a_{\pm 3}^z t^2 \end{array} \right. \quad (1.41)$$

où $a_{\pm 3}^\alpha$ est l'accélération due au gradient le long de l'axe α et g est l'accélération due à la gravité.

En appliquant le principe fondamental de la dynamique, on obtient que :

$$\begin{aligned}a_{\pm 3}^\alpha &= -\frac{1}{m} \vec{F} \cdot \vec{e}_\alpha \\ &= \mp \frac{3g_s\mu_B}{m} b_\alpha\end{aligned}\quad (1.42)$$

La mesure de la position du centre de masse des nuages atomiques après temps de vol, dont le principe est schématisé dans la [figure 1.25](#), nous permet donc de remonter aux valeurs du gradient selon les trois axes x , y et z par les relations :

$$\begin{aligned}b_\alpha &= \frac{m}{6g_s\mu_B} (a_{-3}^\alpha - a_{+3}^\alpha) \\ &= \frac{m}{3g_s\mu_B t^2} (\alpha_{-3}(t) - \alpha_{+3}(t))\end{aligned}\quad (1.43)$$

La [figure 1.26](#) montre l'évolution du gradient dans les trois directions en fonction de l'amplitude B_0 du champ. Dans ce cas, le champ étant dans la direction de l'axe X (selon les notations de la [section 1.9.1](#)), il est possible de minimiser le gradient b_X grâce aux bobines en configuration anti-Helmholtz placées sur cet axe. Les gradients dans les autres directions ne peuvent malheureusement être changés qu'en modifiant l'amplitude B_0 du champ, cette amplitude étant limitée en valeur supérieure par le courant maximum fourni par les alimentations des bobines de champ et, en réseau, en valeur inférieure par la nécessité d'éjecter du piège les atomes occupant un même site du réseau (par collisions non élastiques et transformation de l'énergie magnétique en énergie cinétique, voir [section 1.2.2](#)).

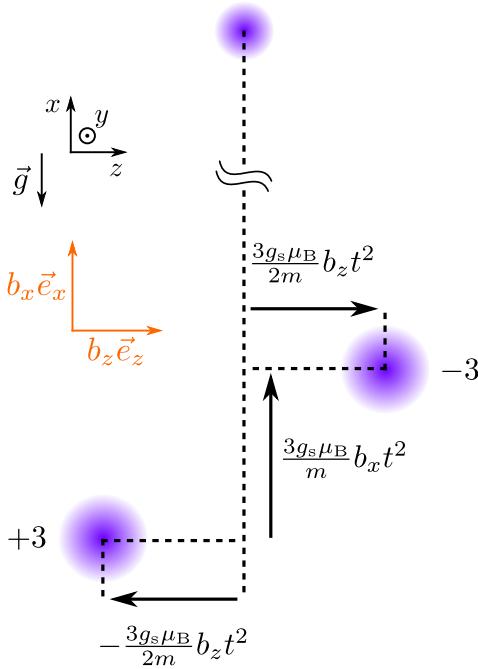


FIGURE 1.25 – Schéma de l’effet des gradients de champs magnétique dans le plan (Oxz). Les atomes dans les états $m_s = +3$ et $m_s = -3$ subissent la gravité de la même manière mais sont poussés par les gradients de champ magnétique dans des directions opposées.

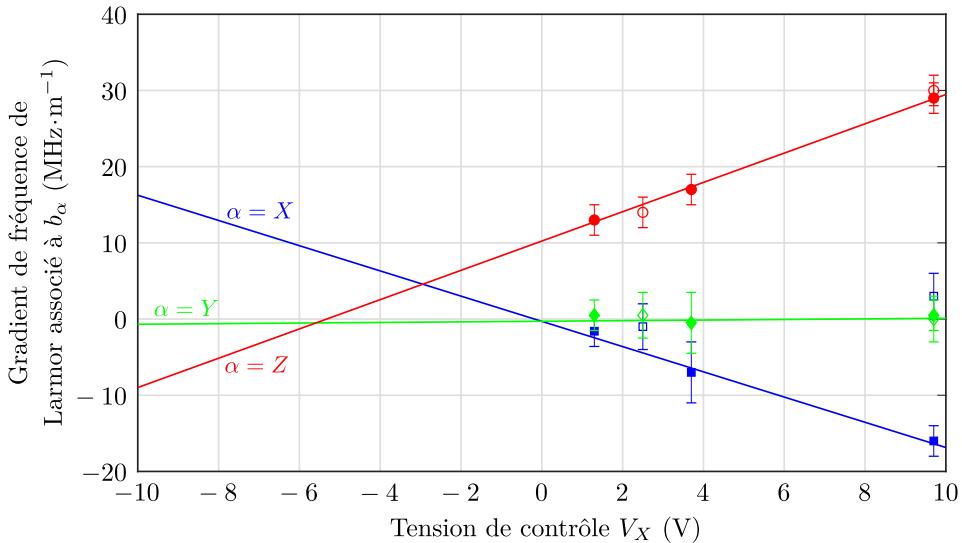


FIGURE 1.26 – Évolution des gradients de fréquence de Larmor associés aux gradients de champ magnétique b_α selon les axes $\alpha = X$ (carrés bleus), Y (diamants verts) et Z (ronds rouges) (convention de notation des axes de la section 1.9.1) en fonction de la tension de consigne V_X pour un champ orienté selon l’axe X , $\vec{B} \approx B \vec{u}_X$ (voir figure 1.24a). Les points pleins ont été obtenus en laissant le courant de la bobine de compensation du gradient tel qu’optimisé pour minimiser le gradient à $V_X = 1,3$ V. Les points creux ont été obtenus en optimisant ce courant afin de minimiser le gradient pour $V_X = 2,5$ V et $V_X = 9,7$ V. Seul le gradient b_X est affecté par la bobine de compensation, les deux autres gradients ne sont pas significativement modifiés. Les traits sont des ajustements linéaires des données étendus jusqu’à $V_X = -10$ V.

Augmentation de la densité dans l'espace des phases grâce aux mélasses grises

Ce chapitre traite d'une nouvelle méthode expérimentale ayant pour but l'augmentation de la densité dans l'espace des phases de notre ensemble atomique après son chargement dans le piège dipolaire horizontal et avant évaporation. Cette méthode tire profit des mélasses grises et de l'harmonicité du piège pour à la fois refroidir et comprimer les atomes. Les mélasses grises [52] permettent de fortement ralentir les atomes, ceux-ci sont ensuite laissés libres d'évoluer dans le piège harmonique pour un quart de période du piège, ce qui échange les degrés de liberté de vitesse et de position. Les atomes sont alors comprimés en position mais plus rapides. Réappliquer une mélasse permet de les refroidir à nouveau. Par cette méthode, la densité dans l'espace des phases ϕ de notre nuage atomique augmente d'un facteur ≈ 340 pour atteindre une valeur $\phi = (2,3_{-1,2}^{+2,0}) \times 1 \times 10^{-3}$. Le nombre d'atomes varie peu entre le début et la fin de la procédure et est situé entre 400 000 et 600 000. Les expériences présentées dans ce chapitre ont fait l'objet d'un article [53].

2.1 Introduction

Pour créer un condensat, l'objectif est d'atteindre une densité dans l'espace des phases ϕ élevée, typiquement de l'ordre de $\phi_c \approx 2,6$ (voir partie [Condensation de Bose-Einstein](#)). Cependant, la technique utilisée habituellement pour atteindre une telle densité, l'évaporation (présentée en [section 1.5.6](#)), repose sur la perte des atomes les plus chauds lorsque l'on diminue la profondeur du potentiel de piégeage confinant les atomes (le piège dipolaire dans notre cas). Par conséquent, plus la densité dans l'espace des phases initiale sera élevée, plus le nombre d'atomes perdus lors de la séquence d'évaporation sera faible. Obtenir une densité dans l'espace des phases plus grande avant évaporation permettrait donc d'obtenir des condensats avec un nombre d'atomes plus important et de ce fait un meilleur signal sur bruit dans les expériences ; de plus cela permettrait de réduire la durée de l'évaporation et donc d'avoir un meilleur taux de répétition. Pour nous, cela serait particulièrement intéressant pour l'obtention de gaz dégénérés de chrome fermionique (^{53}Cr) ; en effet, les mers de Fermi obtenues par l'équipe en 2014 [30] par refroidissement sympathique avec le chrome bosonique lors de l'évaporation ne comprenaient qu'environ 1000 atomes. Augmenter ce nombre serait d'autant plus intéressant que l'état fondamental du ^{53}Cr comporte 10 états hyperfins, ce qui divise d'autant le signal lors de l'étude de la dynamique de spin.

Le refroidissement sub-Doppler de nuages atomiques à l'aide de mélasses grises 3D a été proposé et mis en œuvre pour la première fois dans les années 1990 avec des atomes de cézium [52]. Cette technique a ensuite été utilisée dans les années 2010 pour refroidir d'autres alcalins, d'abord le potassium 39 et 41 [54], puis le potassium 40 [55], le lithium 7 [56], le lithium 6 [57], le sodium 23 [58] et le rubidium 87 [59], ainsi que l'hélium 4 métastable [60] (un état de l'art du refroidissement par mélasse grise de ces différents éléments est disponible dans le [tableau 2.2](#) en fin de chapitre). En ce qui concerne le chrome 52, une première expérience de refroidissement par mélasse grise 1D sur un jet thermique a été effectuée en 1996 [61] sur

les transitions $J \rightarrow J$ et $J \rightarrow J - 1$; cependant, à ma connaissance, aucune expérience à 3D n'avait encore été réalisée. Des expériences similaires pour le refroidissement sub-Doppler 1D de molécules ont également été effectuées, par exemple avec le fluorure d'ytterbium [62].

Nous n'avons pas fait utilisation de cette technique lors des expériences présentées dans le reste de cette thèse, la plupart ayant été faites avant notre travail sur les mélasses grises. De plus, leur utilisation aurait été lourde, les lasers de mélasses étant obtenus grâce à la chaîne laser utilisée normalement pour le refroidissement du ^{53}Cr (la séquence d'évaporation aurait également dû être modifiée du fait de la densité dans l'espace des phases plus haute au départ). Le signal sur bruit que nous avons sans mélasses étant suffisant, nous n'avons pas utilisé ces mélasses dans la séquence de production des condensats pour les expériences ayant été effectuées après les travaux présentés dans ce chapitre. Leur implémentation sera cependant peut-être nécessaire dans le futur si nous avons besoin d'un meilleur signal sur bruit ou de produire de plus grands nombres d'atomes fermioniques dégénérés.

2.2 Principe de fonctionnement des mélasses grises

2.2.1 Principe général

Les mélasses grises sont une méthode de refroidissement par laser permettant d'atteindre des températures sub-Doppler. Elles reposent sur l'existence d'un mécanisme de refroidissement pour les atomes présents dans le ou les états couplés à la lumière $|\psi_C\rangle$ de la base habillée; associé à un pompage optique vers un ou plusieurs états non couplés à la lumière $|\psi_{NC}\rangle$.

États non couplés

L'existence d'au moins un état non couplé à la lumière est garantie par l'utilisation d'une transition $J \rightarrow J$ ou $J \rightarrow J - 1$ [63], quelle que soit la polarisation de la lumière. En guise d'exemple, considérons le système à trois niveaux présenté en figure 2.1. Dans la base de l'atome habillé ($|g_1, N_1 + 1, N_2\rangle \equiv |g_1\rangle$, $|g_2, N_1, N_2 + 1\rangle \equiv |g_2\rangle$, $|e, N_1, N_2\rangle \equiv |e\rangle$), avec N_i le nombre de photons du laser i , l'hamiltonien du système est donné par :

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{int}} \quad (2.1)$$

où $\hat{H}_0 = -\hbar\delta|e\rangle\langle e|$ est l'énergie du niveau excité et $\hat{H}_{\text{int}} = \frac{\hbar\Omega_1}{2}|e\rangle\langle g_1| + \frac{\hbar\Omega_2}{2}|e\rangle\langle g_2| + \text{h.c.}$ est l'hamiltonien d'interaction lumière-matière. En écriture matricielle, l'équation (2.1) devient :

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Omega_1^* \\ 0 & 0 & \Omega_2^* \\ \Omega_1 & \Omega_2 & -2\delta \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

avec Ω_i la pulsation de Rabi associée au laser couplant l'état $|g_i\rangle$ à l'état $|e\rangle$ et δ est le désaccord entre les pulsations laser et celles associées aux transitions.

Les trois valeurs propres de l'hamiltonien sont $\lambda_0 = 0$ et $\lambda_{\pm} = -\delta \pm \sqrt{\delta^2 + |\Omega_1|^2 + |\Omega_2|^2}$. Le vecteur propre associé à λ_0 n'est pas couplé à la lumière et est de la forme :

$$|\psi_{NC}\rangle \propto \Omega_2|g_1\rangle - \Omega_1|g_2\rangle \quad (2.3)$$

tandis que les vecteurs propres associés à λ_{\pm} sont couplés à la lumière et de la forme :

$$|\psi_C^{\pm}\rangle \propto \frac{1}{\lambda_{\pm}} (\Omega_1^*|g_1\rangle + \Omega_2^*|g_2\rangle) + |e\rangle \quad (2.4)$$

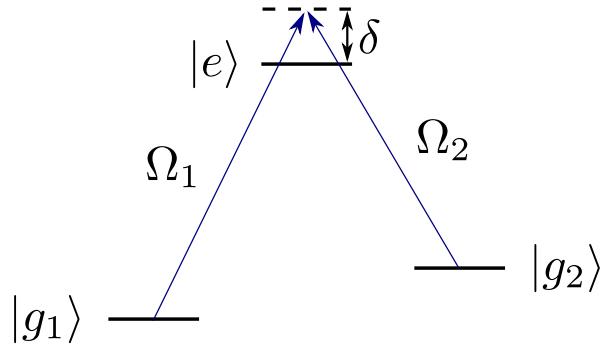


FIGURE 2.1 – Système à trois niveaux éclairé par deux faisceaux laser de fréquences de Rabi Ω_1 et Ω_2 . Le faisceau 1 (resp. 2) effectue des transitions du niveau fondamental $|g_1\rangle$ (resp. $|g_2\rangle$) vers le niveau excité $|e\rangle$. δ est le désaccord entre la pulsation laser et celle associée à la transition.

Mécanismes de refroidissement

Refroidissement Doppler Le refroidissement Doppler repose sur la force de pression de radiation exercée par les faisceaux laser sur les atomes. Lorsque $\delta < 0$ (laser dans le rouge de la transition) cette force est de signe opposé à la vitesse des atomes : il s'agit d'une force de friction. En raie large (cas du chrome), la température optimale qui peut être atteinte est la température Doppler $T_D = \hbar\Gamma/2k_B$ pour un désaccord $\delta = -\Gamma/2$ avec Γ la largeur du niveau excité. La vitesse de capture est $v_c^{\text{Doppler}} = \Gamma/k$ où k est le nombre d'onde du laser. Lorsque $\delta > 0$ (laser dans le bleu de la transition) la force est de même signe que la vitesse des atomes : elle entraîne donc une augmentation de la vitesse, et donc du chauffage.

Refroidissement Sisyphe La figure 2.2 donne un exemple de mise en œuvre d'une mélasse grise 1D à partir de faisceaux lasers de polarisations $lin \perp lin$ désaccordés dans le bleu d'une transition $J \rightarrow J$ ou $J \rightarrow J - 1$. L'interférence entre les deux faisceaux contrapropageants crée un gradient de polarisation de périodicité $\lambda/2$ (la polarisation est successivement π^x , σ^- , π^y et σ^+^1). Ce gradient de polarisation crée un déplacement lumineux périodique pour l'état couplé, permettant, lorsque les lasers sont désaccordés dans le bleu de la transition, un phénomène de refroidissement de type Sisyphe [64] où les atomes dans l'état couplé à la lumière effectuent l'ascension de collines de potentiel, perdant ainsi de l'énergie cinétique, avant d'être pompés optiquement une fois en haut de la colline de potentiel vers l'état non couplé à la lumière. Si la vitesse des atomes dans l'état non couplé n'est pas nulle, ceux-ci peuvent effectuer des transitions non-adiabatiques vers l'état couplé au niveau du bas des collines de potentiel et subissent alors à nouveau le refroidissement Sisyphe. Si le laser est dans le rouge de la transition cependant, l'énergie de l'état non couplé est alors plus grande que celle de l'état couplé. Les atomes passent alors de l'état non couplé à la lumière à l'état couplé aux sommets des collines de potentiel, et sont donc accélérés au lieu d'être ralentis. Pour avoir du refroidissement, il est donc nécessaire d'avoir un désaccord positif $\delta > 0$. La vitesse de capture de ce type de mélasse (qui correspond à la diffusion d'un photon lors d'un déplacement égal à la période spatiale du gradient de polarisation) est $v_c^{\text{Sisyphe}} \approx \frac{\lambda}{2} \frac{\Gamma}{4} \left(\frac{\Omega}{\delta} \right)^2$. La température atteinte en régime stationnaire dans le cas d'un refroidissement Sisyphe brillant (sans état non couplé à la lumière) est $T_{\text{lim}} \approx \frac{\hbar\Omega^2}{4\delta k_B}$, pour le cas du refroidissement Sisyphe gris on s'attend à ce que cette température soit plus basse du fait de l'accumulation dans l'état non couplé des atomes ayant une vitesse faible.

1. Pour un axe de quantification selon z , π^α indiquent une polarisation linéaire selon l'axe α entraînant des transitions π . Les transitions σ^\pm sont obtenues par des polarisations circulaires droite et gauche.

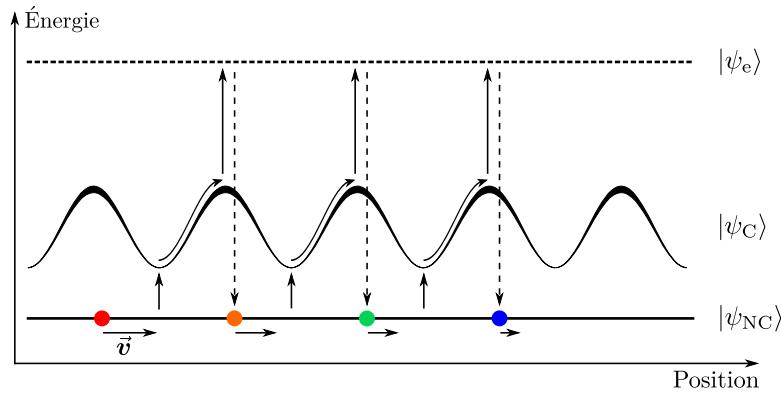


FIGURE 2.2 – Principe du refroidissement par effet Sisyphe et sélection en vitesse ayant lieu durant une mélasse grise. L’interférence entre les faisceaux de mélasse crée un déplacement lumineux périodique et donc un potentiel périodique pour l’état couplé $|\psi_C\rangle$. L’état non couplé $|\psi_{NC}\rangle$ est quant à lui insensible à la lumière, son potentiel est donc plat. Les transitions dues à la lumière entre $|\psi_C\rangle$ et l’état excité $|\psi_e\rangle$ ont lieu préférentiellement dans la partie haute des collines de potentiel (représenté par la largeur plus importante du niveau indiquant un taux de diffusion plus important). Les atomes sont ensuite amenés dans l’état $|\psi_{NC}\rangle$ par pompage optique. Une fois dans cet état, un couplage dû à la vitesse peut promouvoir les atomes vers l’état $|\psi_C\rangle$, préférentiellement dans la partie basse des collines de potentiel. Les atomes perdent de la vitesse lorsqu’ils montent la colline de potentiel, avant de subir à nouveau un pompage optique vers $|\psi_{NC}\rangle$. Lorsque leur vitesse est suffisamment faible, les atomes restent piégés dans l’état non couplé.

Refroidissement $\sigma^+ - \sigma^-$ Dans le cas de polarisations $\sigma^+ - \sigma^-$, le gradient de polarisation obtenu est différent, la polarisation reste linéaire (orthogonale à la direction de propagation) partout mais sa direction change avec une périodicité $\lambda/4$. Il n’y a donc pas de déplacement lumineux et le mécanisme de refroidissement est différent du refroidissement Sisyphe. En se plaçant dans le référentiel tournant où la polarisation est fixe, on peut montrer que le Hamiltonien acquiert un terme supplémentaire proportionnel à la vitesse créant une force de friction. Malgré ces différences, l’évolution de la température en fonction de l’intensité et du désaccord est identique au cas $lin \perp lin$ [64]. La vitesse de capture en revanche est différente, nous avons ici $v_c^{\sigma^+ - \sigma^-} \approx \frac{\lambda}{2} \frac{\Omega^2}{4\delta}$.

Couplage motionnel

Dans le cas général, les états propres $|\psi_C\rangle$ et $|\psi_{NC}\rangle$ s’écrivent comme combinaisons linéaires des états ou sous-états Zeeman du niveau fondamental de l’atome. Les coefficients de ces combinaisons linéaires peuvent varier en fonction de la position avec la polarisation et l’intensité de la lumière, l’énergie cinétique entraîne alors un couplage non adiabatique C des états non couplés vers les états couplés à la lumière. Ce couplage est d’autant plus fort que la vitesse de l’atome est élevée ($C \propto v^2$) et que l’écart en énergie entre les états est faible ($C \propto 1/(E_C - E_{NC})^2$) [65] (voir figure 2.2). C’est pourquoi les états $|\psi_{NC}\rangle$ sont appelés états « gris », des transitions non adiabatiques pouvant avoir lieu entre ceux-ci et les états $|\psi_C\rangle$ lorsque la vitesse des atomes est suffisamment grande, il y a donc une sélection en vitesse des atomes, les plus lents demeurant dans les états non couplés.

En pratique, la plupart des expériences de mélasses grises 3D sont effectuées avec une configuration à six faisceaux $\sigma^+ - \sigma^-$, les gradients de polarisation alors obtenus sont un mélange des deux gradients précédemment évoqués [66], les deux mécanismes de refroidissement sub-Doppler, Sisyphe et $\sigma^+ - \sigma^-$, entrent donc en jeu simultanément dans le refroidissement des atomes.

Aucune étude théorique des mélasses grises ne sera ici effectuée. De nombreux modèles théoriques 1D ayant déjà été étudiés [54, 56, 67, 68] ainsi que des simulations 3D utilisant une méthode Monte-Carlo semi-classique [69, 70]. Comme on peut le voir dans le tableau 2.2, la température minimale atteignable par mélasse grise semble être limitée à quelques températures de recul $T_{\text{rec}} = \frac{\hbar^2}{mk_B\lambda^2}$. La température d'équilibre atteinte par les mélasses est $T \propto I/\delta$ (où I est l'intensité des faisceaux de mélasse et δ le désaccord par rapport à la transition), on pourrait donc penser que diminuer l'intensité permettrait d'atteindre une température aussi basse que l'on veut. Cependant, il est également nécessaire, pour ne pas perdre d'atomes, que la vitesse de capture $v_c \propto I/\delta^2$ de la mélasse soit assez grande devant la vitesse quadratique moyenne à 1D $v = \sqrt{k_B T/m}$ des atomes, ce qui n'est plus vrai quand on s'approche de T_{rec} . On peut vérifier cela qualitativement : la condition $v = v_c^{\text{Sisyphe}}$ correspond à une température limite T_{lim} d'environ $9 T_{\text{rec}}$ tandis que la condition $v = v_c^{\sigma^+ - \sigma^-}$ correspond à une température limite d'environ $0,1 T_{\text{rec}}$. De plus, il est nécessaire d'avoir une intensité initiale suffisamment grande pour ne pas perdre les atomes dont la vitesse est supérieure à v_c qui subissent un chauffage par effet Doppler (car $\delta > 0$).

2.2.2 Cas du chrome 52

Dans notre cas, nous avons effectué les mélasses sur la transition $^7S_3 \rightarrow ^7P_2$ (de type $J \rightarrow J - 1$) à 429 nm (figure 2.3) avec une configuration à six faisceaux en polarisation $\sigma^+ - \sigma^-$. Les grandeurs caractéristiques associées à cette transition sont présentées dans le tableau 2.1. Il nous est possible de modifier l'intensité I des mélasses ainsi que le désaccord δ entre le laser et la transition atomique. Contrairement aux alcalins, le ^{52}Cr ne possède pas de structure hyperfine, ce qui simplifie le refroidissement par mélasse, celles-ci ne nécessitant pas de faisceau de repompage pour fonctionner. De plus, comme cela avait déjà été fait pour le césum [71] et le lithium [57], nous avons montré que les mélasses grises fonctionnent avec le ^{52}Cr aussi favorablement en espace libre que lorsque les atomes sont piégés dans le piège dipolaire (probablement dû au fait que le déplacement lumineux induit par le piège reste faible).

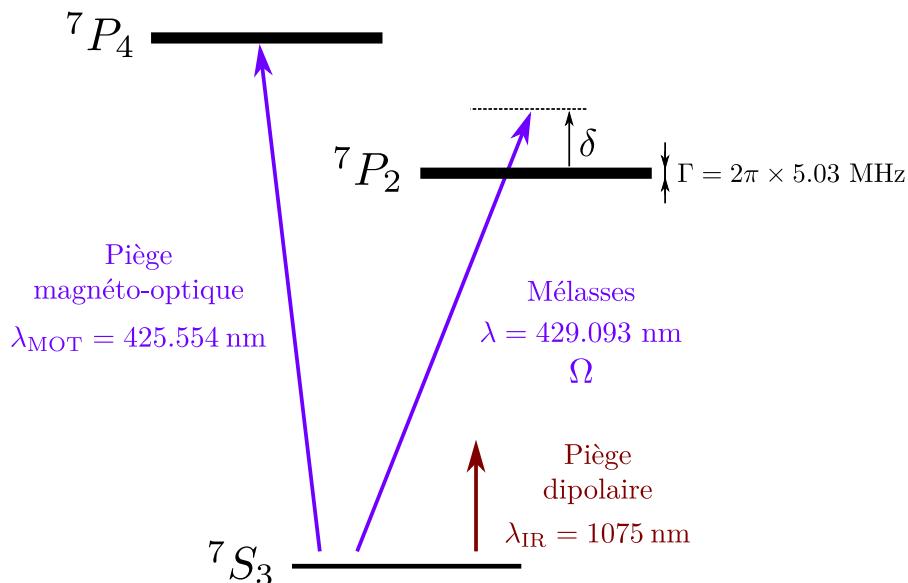


FIGURE 2.3 – Niveaux d'énergie et lasers utilisés dans les expériences de mélasses grises. δ est le désaccord entre la pulsation du laser utilisé pour les mélasses et la transition $^7S_3 \rightarrow ^7P_2$, Γ est la largeur du niveau 7P_2 , Ω est la pulsation de Rabi associée au laser de mélasse et λ_{MOT} , λ et λ_{IR} sont les longueurs d'onde des faisceaux du MOT, des mélasses et du piège dipolaire.

| | |
|---------------------------|--|
| Longueur d'onde | $\lambda = \frac{2\pi}{k} = 429,093 \text{ nm}$ |
| Largeur du niveau 7P_2 | $\Gamma = 2\pi \times 5,029 \text{ MHz}$ |
| Intensité de saturation | $I_{\text{sat}} = \frac{\pi h c \Gamma}{3 \lambda^3} = 8,32 \text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$ |
| Température Doppler | $T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2 k_B} = 121 \mu\text{K}$ |

TABLEAU 2.1 – Propriétés de la transition $^7S_3 \rightarrow ^7P_2$ du ^{52}Cr utilisée pour son refroidissement en mélasse grise.

2.3 Dispositif expérimental

2.3.1 Système laser

Pour obtenir les faisceaux de mélasse, nous avons utilisé le système optique déjà en place pour faire le MOT fermionique (voir thèse de Bruno Naylor [25]). Ce système est similaire à celui utilisé pour le boson avec un laser Ti:saphir¹, dont le pompage est effectué à l'aide d'un laser solide pompé par diode², injecté dans une cavité de doublement de fréquence³. La longueur d'onde est accordée à la transition $^7S_3 \rightarrow ^7P_2$ à $\lambda = 429 \text{ nm}$ (figure 2.3), la puissance maximale obtenue en sortie de la cavité de doublement de fréquence est d'environ 750 mW. Le laser Ti:Sa est asservi par la méthode de Pound-Drever-Hall sur un pic de la cavité Fabry-Pérot passive ultra-stable servant à l'asservissement des diodes laser à 633 nm et 654 nm (section 1.5.1). Un AOM en double passage permet ensuite de modifier finement la fréquence laser, puis le faisceau est injecté dans une fibre optique monomode permettant de l'amener de la table optique dédiée aux lasers fermion à la table principale. Les faisceaux lasers sont ensuite superposés aux faisceaux du MOT bosonique ce qui impose une polarisation identique $\sigma^+ - \sigma^-$ pour les faisceaux de mélasse.

La puissance maximale disponible pour les faisceaux de mélasse est au final de 250 mW. Le faisceau est séparé de la même manière que le faisceau de MOT en un faisceau vertical rétroréfléchi donnant les deux faisceaux verticaux et un faisceau horizontal rétroréfléchi en forme d'aile de papillon (voir figure 1.6) donnant les quatre faisceaux horizontaux. L'intensité totale maximale vue par les atomes est alors de $(2150 \pm 150) \text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$, correspondant à une intensité moyenne par faisceau maximale $I_{\text{max}} = (358 \pm 25) \text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2} = (43 \pm 3) I_{\text{sat}}$. L'incertitude sur l'intensité est dominée par l'incertitude sur la valeur des waists des faisceaux au niveau des atomes.

2.3.2 Séquence expérimentale

La séquence expérimentale est la même que pour la production des condensats jusqu'au moment du repompage des atomes dans le niveau fondamental 7S_3 (voir section 1.5). Nous avons typiquement à ce stade entre 4 et 6×10^5 atomes chargés dans le piège dipolaire horizontal à une température $T \approx 60 \mu\text{K}$. Les mélasses sont ensuite appliquées soit en gardant le piège dipolaire allumé soit en l'éteignant. Les mesures du nombre d'atomes et de la température sont obtenues par analyse d'images par absorption du nuage après temps de vol avec le système d'imagerie horizontale (section 1.8.2). La température est obtenue uniquement à partir de la taille du nuage dans la direction verticale Z (on fait l'hypothèse que la température est la même dans les autres directions).

-
1. Coherent MBR 110
 2. Coherent Verdi V18 de puissance maximum 18 W
 3. Coherent MBD 200

2.3.3 Géométrie du nuage atomique piégé

Les axes X , Y et Z sont définis de manière identique à la [section 1.9.1](#), le faisceau du piège dipolaire forme cependant un angle de 7° avec l'axe X , nous définissons donc les axes propres du piège X' , Y' et Z tel que schématisé en [figure 2.4](#). La taille du nuage (rayon à $1/e$) après temps de vol est mesurée dans la direction Y' grâce au système d'imagerie verticale ([figure 1.21b](#)) et dans les directions Y et Z grâce au système d'imagerie horizontale ([figure 1.21a](#)). La taille du piège selon l'axe propre X' est proportionnelle à celle selon l'axe Y .

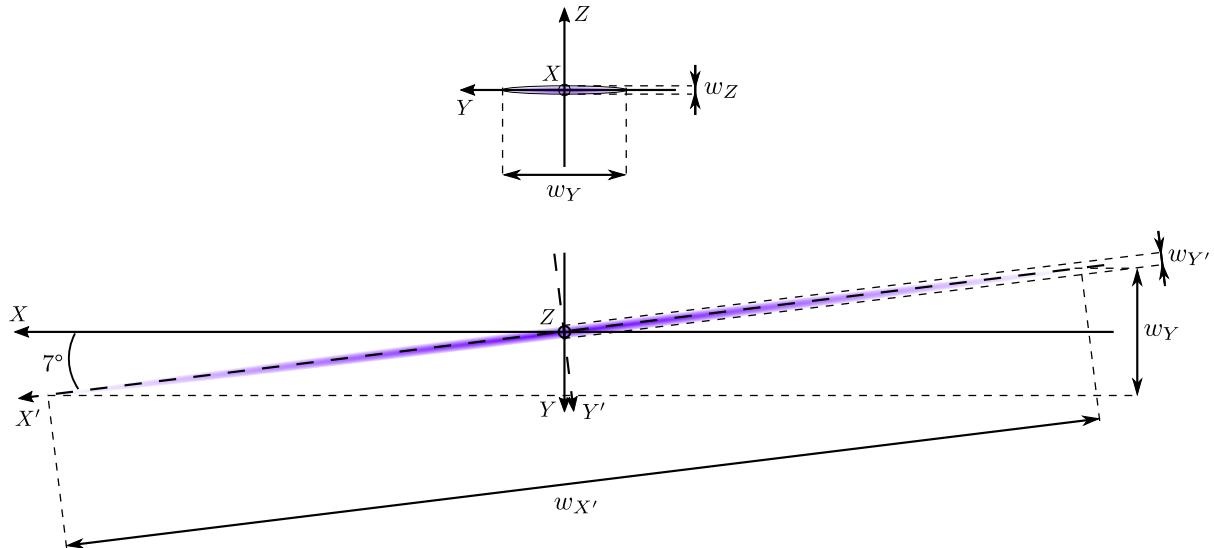


FIGURE 2.4 – Représentation à l'échelle du nuage atomique piégé initial pour une température $T = 60 \mu\text{K}$ et des périodes de piégeage T_α (obtenues en [section 2.5](#)). La taille du nuage selon l'axe α est alors $w_\alpha = w_\alpha^0 = \frac{T_\alpha}{\pi} \sqrt{\frac{k_B T}{2m}}$. Les valeurs obtenues sont $w_{X'}^0 = 1,4 \text{ mm}$, $w_Y^0 = 18 \mu\text{m}$, $w_Z^0 = 11 \mu\text{m}$ et $w_Y^0 = \sin(7\pi/180) w_{X'}^0 = 172 \mu\text{m}$. Ces tailles sont données à titre indicatif, celles-ci pouvant être différentes du fait de l'anharmonicité du piège ici négligée.

2.4 Optimisation des mélasses grises

2.4.1 Optimisation du désaccord

Nous avons commencé par minimiser approximativement le champ magnétique appliqué durant les mélasses, pour cela nous avons mesuré la fréquence de Larmor associée au champ magnétique par la méthode des passages adiabatiques rapides présentées en [1.7.1](#) pour différents courants circulant dans les bobines de contrôle du champ (décrites en [1.24](#)). Pour chaque paire de bobines de Helmholtz, on se place au courant donnant la valeur la plus faible de la fréquence de Larmor (ce qui correspond à une norme du champ magnétique faible). En effet, la valeur du champ magnétique doit être le plus proche possible de zéro pour un fonctionnement optimal des mélasses, un champ non nul ayant un effet de chauffage des atomes en couplant les états $|\psi_{NC}\rangle$ aux états $|\psi_C\rangle$ de façon non sélective en vitesse [[72](#), [73](#)]. Nous avons ensuite varié le désaccord δ en gardant l'intensité laser moyenne à $43 I_{\text{sat}}$ pour une mélasse de durée 0,5 ms (allonger le temps de mélasse ne permettait pas de diminuer davantage la température) appliquée immédiatement avant ou immédiatement après la coupure du faisceau du piège dipolaire. Les résultats obtenus sont présentés en [figure 2.5](#). On peut voir que l'évolution de la température en fonction du désaccord est de la même forme que le piège dipolaire soit présent ou non. La température minimale est également proche entre les deux cas avec $T_{\min} = (12,2 \pm 0,2) \mu\text{K}$ sans le piège

dipolaire pour un désaccord $\delta = 2\pi \times 47,3 \text{ MHz} = 9,4\Gamma$ et $T_{\min} = (13,4 \pm 0,1) \mu\text{K}$ en présence du piège pour $\delta \approx 2\pi \times 42,7 \text{ MHz} = 8,5\Gamma$. Les variations du nombre d'atomes ne sont pas significatives, elles peuvent être expliquées par des fluctuations du nombre d'atomes initialement chargés dans le piège dipolaire ainsi que par une mauvaise mesure du nombre d'atomes lorsque le nuage est trop large après temps de vol (aux températures plus élevées).

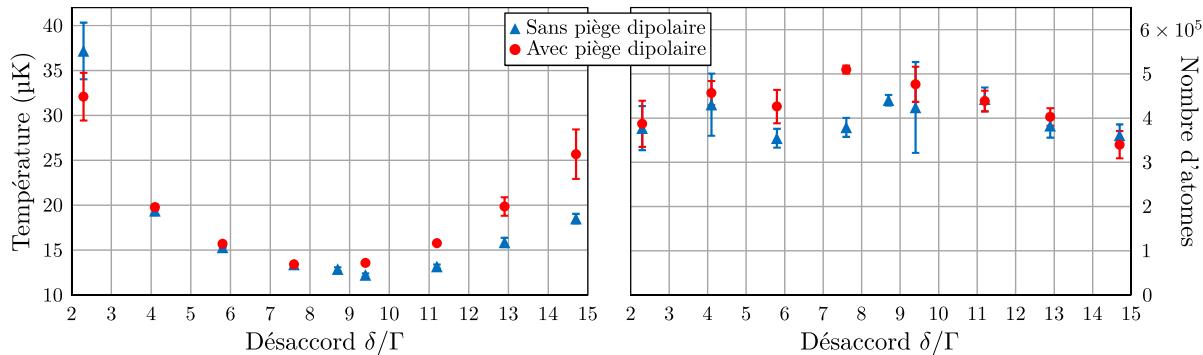


FIGURE 2.5 – Évolution de la température (à gauche) et du nombre d'atomes (à droite) en fonction du désaccord entre la fréquence laser et celle de la transition ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_2$ lorsque le piège dipolaire est laissé allumé (ronds rouges) ou lorsqu'il est éteint (triangles bleus) pour une mélasse de durée 0,5 ms et d'intensité $43 I_{\text{sat}}$.

La différence de valeur du désaccord optimal avec et sans piège dipolaire s'explique par le déplacement lumineux créé par le laser à 1075 nm qui diminue la fréquence de la transition atomique et donc (puisque le laser de mélasse est dans le bleu de la transition) augmente le désaccord effectif. Dans la suite des expériences, nous avons néanmoins conservé, par simplicité, le désaccord à une valeur de $\delta = 9,4\Gamma$, que ce soit en présence du piège dipolaire ou non.

2.4.2 Optimisation de l'intensité

À l'intensité maximale que nous pouvons atteindre, $I_{\max} = 43 I_{\text{sat}}$, la vitesse de capture $v_c^{\text{Sisyphe}} \approx 40 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$. Cette vitesse de capture est quatre fois supérieure à la vitesse quadratique moyenne 1D initiale des atomes et permet donc de capturer et refroidir l'ensemble des atomes. Cependant, une fois les atomes refroidis, il est en principe avantageux de diminuer l'intensité car la température d'équilibre de la mélasse est proportionnelle à cette intensité [64]. Il faut néanmoins que la vitesse de capture reste suffisamment grande devant la vitesse quadratique moyenne pour ne pas perdre d'atomes par chauffage Doppler, la première diminuant en I alors que la deuxième diminue en \sqrt{I} .

Nous avons donc essayé d'appliquer une rampe linéaire sur l'intensité pour une mélasse de 0,5 ms en espace libre de $I = I_{\max} = 43 I_{\text{sat}}$ à $I = I_{\text{fin}}$. Le résultat est présenté en figure 2.6. Comme on peut le voir, l'optimum de température est obtenu pour $I_{\text{fin}} = I_{\max}$. Nous expliquons cela par le fait que notre intensité maximale est déjà suffisamment faible pour atteindre la température minimale possible avec notre mélasse.

Pour des mélasses plus longues cependant, nous avons pu voir que diminuer légèrement l'intensité après les 0,5 ms initiales permettait d'atteindre des températures un peu plus faibles. Ainsi, pour une mélasse de durée 3,5 ms où on garde l'intensité constante à I_{\max} pendant les 0,5 premières millisecondes puis on effectue une rampe en 3 ms jusqu'à environ $I = 30 I_{\text{sat}}$, nous obtenons une température de $(11,5 \pm 0,2) \mu\text{K}$ plus faible que les $(12,2 \pm 0,2) \mu\text{K}$ obtenus sans effectuer de rampe.

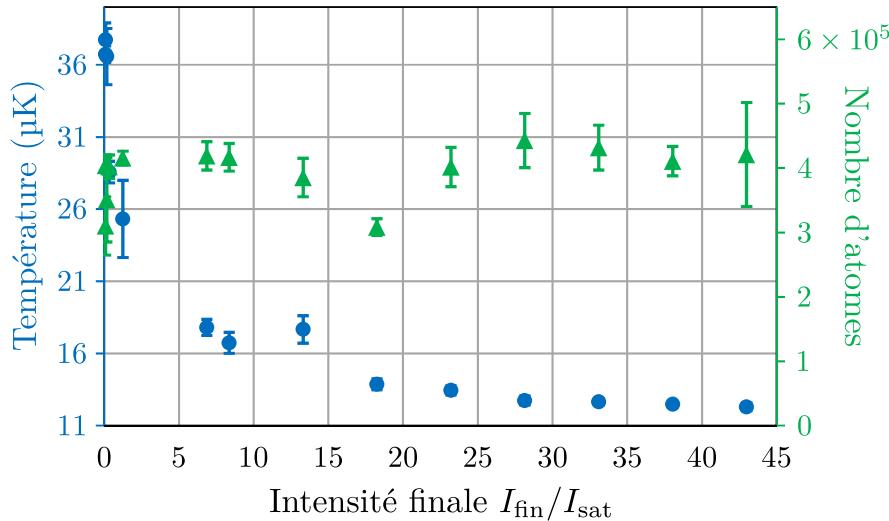


FIGURE 2.6 – Évolution de la température (ronds bleus) et du nombre d'atomes (triangles verts) après une mélasse de durée 0,5 ms durant laquelle une rampe est appliquée sur l'intensité laser, d'une valeur maximale de $43 I_{\text{sat}}$ à une valeur finale I_{fin} . Le piège dipolaire est coupé pendant la mélasse.

2.4.3 Optimisation du champ magnétique

Comme évoqué précédemment, il est important de minimiser l'amplitude du champ magnétique pendant les mélasses, celui-ci pouvant être source de chauffage. Nous avons donc fait varier le courant circulant dans les bobines de champ magnétique (voir [section 1.9.1](#)) sur les trois axes X , Y et Z . Les résultats sont présentés en [figure 2.7](#) (on suppose que le champ nul est atteint lorsque la température est minimale). Nous obtenons une évolution similaire de la température en fonction du champ sur les trois axes avec des pentes comprises entre $0,11 \mu\text{K}\cdot\text{mG}^{-1}$ et $0,16 \mu\text{K}\cdot\text{mG}^{-1}$. Le champ magnétique a été optimisé d'abord selon l'axe Z puis Y et enfin X , la valeur minimale de la température est obtenue lorsque les trois composantes du champ sont minimisées à moins de $\approx 3 \text{ mG}$. Nous avons alors environ 5×10^5 atomes à une température $T_{\text{MG}} = (7,7 \pm 0,1) \mu\text{K} = (3,9 \pm 0,1) T_{\text{rec}}$ ([figure 2.7a](#)).

La densité dans l'espace des phases initiale dans le piège dipolaire étant donnée par :

$$\phi_{\text{dip}} = \frac{N}{T_X' T_Y' T_Z} \left(\frac{\hbar}{k_B T_{\text{init}}} \right)^3 = (6,6 \pm 2,2) \times 10^{-6} \quad (2.5)$$

avec T_α les périodes d'oscillations dans le piège selon les axes propres $\alpha = X'$, Y' et Z et $T_{\text{init}} = 60 \mu\text{K}$ la température initiale.

En supposant une température obtenue avec la mélasse identique selon les trois axes, on évalue la densité dans l'espace des phases après la mélasse grise à :

$$\phi_{\text{MG}} = (T_{\text{init}}/T_{\text{MG}})^{3/2} \phi_{\text{dip}} = (1,4 \pm 0,7) \times 10^{-4} \quad (2.6)$$

La densité dans l'espace des phases obtenue est donc du même ordre de grandeur que les meilleures densités obtenues à l'aide de mélasses grises pour les alcalins (voir [tableau 2.2](#)).

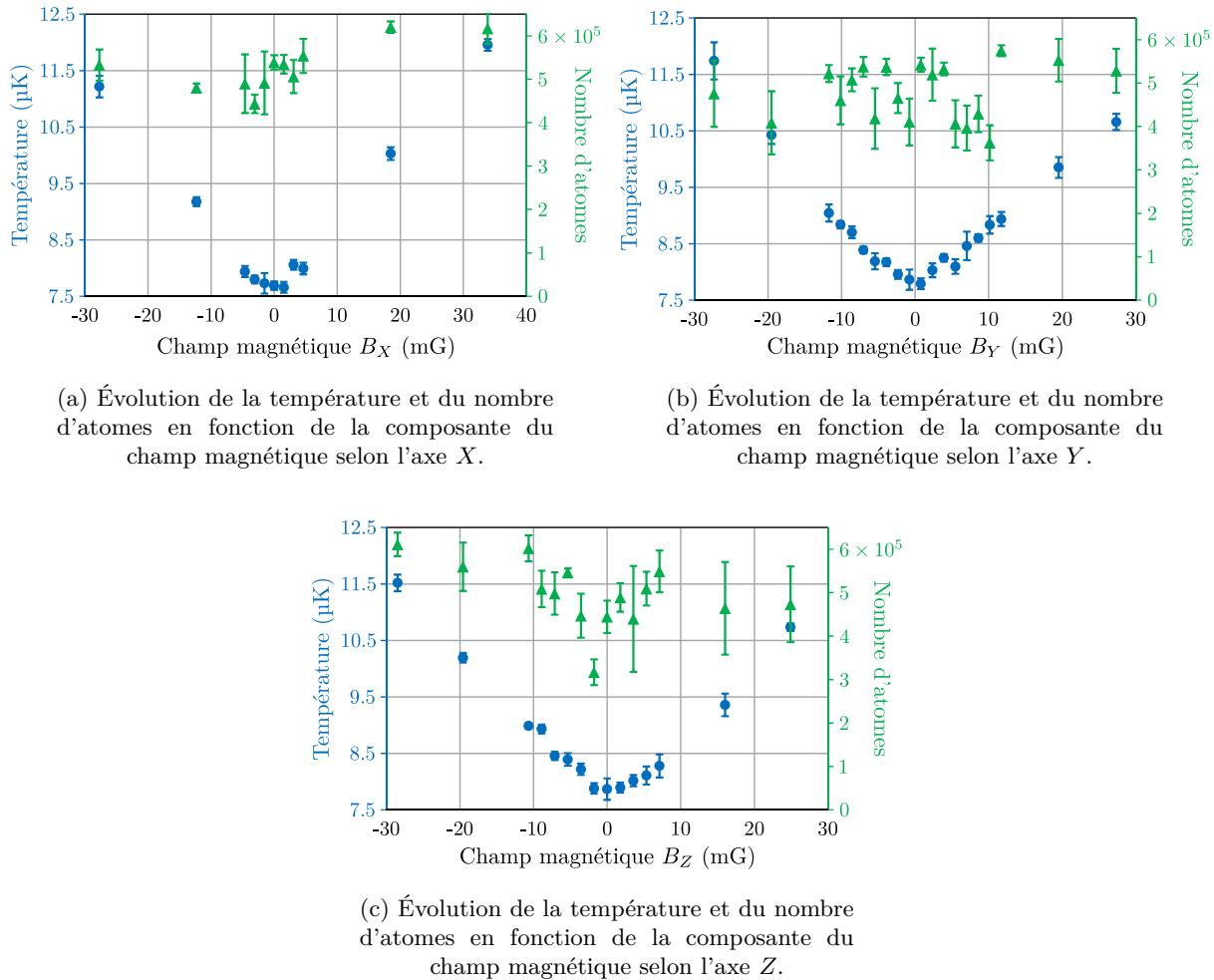


FIGURE 2.7 – Évolution de la température (ronds bleus) et du nombre d'atomes (triangles verts) après une mélasse de durée 3,5 ms en fonction de l'amplitude de la composante de champ magnétique dans trois directions de l'espace. L'intensité des faisceaux de mélasse est légèrement diminuée (de quelques I_{sat}) après les 0,5 ms initiales et le piège dipolaire est éteint. Le champ ayant été optimisé d'abord selon l'axe Z puis Y et enfin X , les composantes B_X et B_Y ne sont pas parfaitement optimisées dans la figure 2.7c et B_X n'est pas parfaitement optimisée dans la figure 2.7b.

2.5 Refroidissement de l'ensemble des degrés de liberté externes

2.5.1 Principe de la méthode de refroidissement et compression

La mélasse grise permet de fortement diminuer la largeur en quantité de mouvement de la distribution dans l'espace des phases (\vec{r}, \vec{p}) du nuage atomique, elle n'a cependant pas d'effet sur la largeur spatiale de la distribution. Comme illustré dans la [figure 2.8](#), nous tirons profit de l'harmonicité de notre piège dipolaire afin d'échanger les degrés de liberté de position et de vitesse du nuage atomique (technique similaire à [74, 75]). En effet, une évolution libre dans un piège harmonique correspond à une rotation sans déformation de la distribution atomique dans l'espace des phases avec une fréquence égale à la fréquence du piège. Pour un temps d'évolution égal à un quart de la période du piège, la rotation effectuée dans l'espace des phases est donc de $\pi/2$, ce qui correspond à échanger position et quantité de mouvement. Effectuer une deuxième mélasse à ce moment là permet de réduire à nouveau la largeur en quantité de mouvement de la distribution atomique. Le nuage est alors à la fois refroidi en température et comprimé en position. La séquence temporelle expérimentale pour la mise en pratique de cette méthode est présentée en [figure 2.9](#).

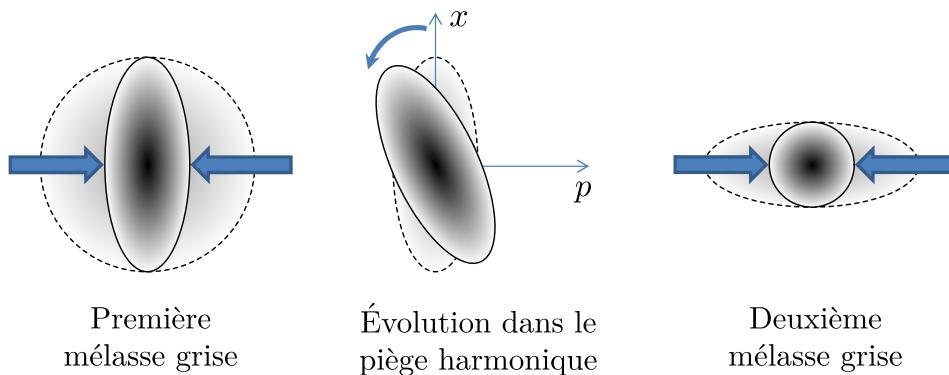


FIGURE 2.8 – Principe utilisé pour refroidir l'ensemble des degrés de liberté externes des atomes dans le piège dipolaire. La première mélasse permet de réduire la largeur de la distribution en quantité de mouvement des atomes. Ils sont ensuite laissés libre d'évoluer dans le piège pendant un quart de la période du piège ce qui entraîne une rotation de $\pi/2$ dans l'espace des phases. Cela permet de réduire la largeur en positions de la distribution mais augmente celle en vitesse. L'application d'une deuxième mélasse permet de réduire à nouveau la largeur de la distribution en vitesse. Sur chaque schéma, la distribution dans l'espace des phases (p, x) initiale est représentée par la zone gris clair entourée d'une ligne pointillée et la distribution finale est représentée par la zone gris foncé entourée d'une ligne continue. L'effet des mélasses est symbolisé par les flèches bleues horizontales (effet uniquement en p).

2.5.2 Résultats expérimentaux

Notre piège dipolaire horizontal étant très allongé dans la direction X' et plus petit mais avec des tailles similaires dans les directions Y' et Z , il possède trois périodes propres $T_{X'} \gg T_{Y'} \approx T_Z$. La séquence présentée en [figure 2.9](#) doit donc être effectuée au moins deux fois, une fois avec $T/4 = T_{X'}/4$ et une fois avec $T/4 = T_{Y'}/4 \approx T_Z/4$. Il faut donc effectuer au minimum trois mélasses pour refroidir et comprimer le nuage atomique selon les trois directions, la deuxième mélasse de la première séquence pouvant servir de première mélasse pour la séquence suivante.

Pour juger de l'efficacité de la compression, nous réalisons une mélasse puis nous laissons les atomes évoluer dans le piège dipolaire pendant un temps t avant de le couper. Nous regardons ensuite la taille du nuage après un temps de vol de durée $t_{\text{ToF}} = 1,5$ ms en fonction du temps t .

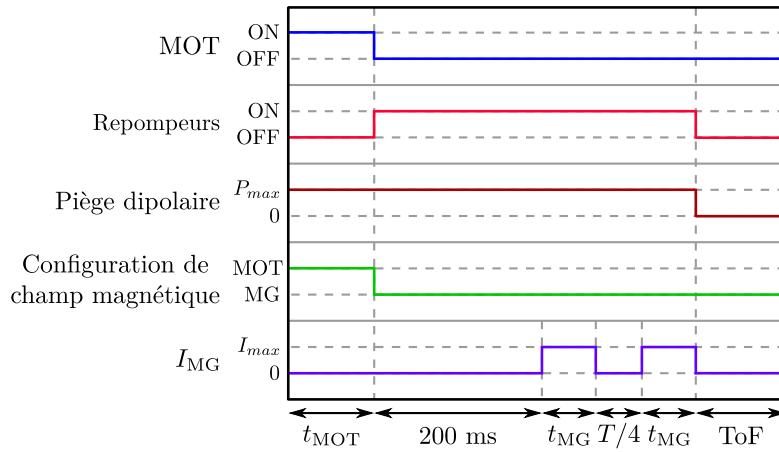


FIGURE 2.9 – Séquence temporelle utilisée pour mettre en œuvre le principe de refroidissement et compression présenté en [figure 2.8](#). Les atomes sont chargés dans le piège dipolaire horizontal pendant le MOT, puis celui-ci est coupé et les atomes sont repompés des états métastables vers 7S_3 pendant 200 ms. Ce temps de repompe permet également au champ magnétique de se stabiliser à sa valeur optimale pour les mélasses grises (MG). Les deux mélasses sont séparées par une durée $T/4$ correspondant à un quart de la période d'oscillation dans le piège dipolaire dans la direction que l'on souhaite comprimer et I_{MG} représente l'intensité moyenne des faisceaux de mélasse.

Pour des températures comprises entre 8 μK et 60 μK , la vitesse quadratique moyenne 1D des atomes est comprise entre $v = 3,6 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ et $10 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$. Le déplacement des atomes durant le temps de vol est alors compris entre $vt_{\text{ToF}} = 54 \mu\text{m}$ et $150 \mu\text{m}$. Les tailles initiales du nuage (rayon à 1/e) étant très différentes selon la direction avec $w_X^0 \approx 1,4 \text{ mm}$, $w_Y^0 \approx 18 \mu\text{m}$ et $w_Z^0 \approx 11 \mu\text{m}$ (voir [section 2.3.3](#)), l'évolution de la taille du nuage va être différente selon la direction. Dans la direction moins confinante X' , comme le déplacement des atomes pendant le temps de vol est petit devant la taille initiale du nuage $vt_{\text{ToF}} \ll w_{X'}$, on observe après temps de vol un nuage plus petit lorsque les atomes sont plus comprimés ; tandis que dans les directions confinantes Y' et Z , comme le déplacement des atomes pendant le temps de vol est grand devant la taille initiale du nuage $vt_{\text{ToF}} \gg w_{Y',Z}$, le nuage après temps de vol va être plus petit lorsque les atomes ont une vitesse plus faible. Les résultats obtenus sont présentés dans les [figures 2.10](#), [2.12](#) et [2.13](#).

Compression dans la direction verticale

Nous avons commencé par observer les oscillations de la taille du nuage selon l'axe vertical Z (rayon à 1/e w_Z). Après la première mélasse, nous observons une oscillation amortie de w_Z entre 85 μm et 148 μm ([figure 2.10](#)). La période de ces oscillations correspondant à deux fois la période d'oscillation dans le piège, on en déduit $T_Z \approx 0,52 \text{ ms}$.

Nous effectuons alors une deuxième mélasse, séparée de la première de $T_Z/4 \approx 0,13 \text{ ms}$, suivie d'un temps d'évolution dans le piège. Nous observons alors toujours des oscillations de la taille du nuage après temps de vol mais avec une amplitude moindre entre 83 μm et 97 μm . L'application d'une troisième mélasse, séparée elle aussi de la précédente de $T_Z/4$, permet de réduire à nouveau l'amplitude des oscillations de la taille du nuage entre 79 μm et 89 μm (l'application de mélasses supplémentaires ne réduit pas davantage les oscillations). Le fait qu'il soit nécessaire d'effectuer trois mélasses et non deux pour atteindre le minimum d'amplitude d'oscillation peut s'expliquer par l'anharmonicité du piège. En effet, les faisceaux étant gaussiens, considérer le piège comme harmonique est une approximation, d'autant plus valable cependant que les atomes sont localisés vers le centre du piège et froids.

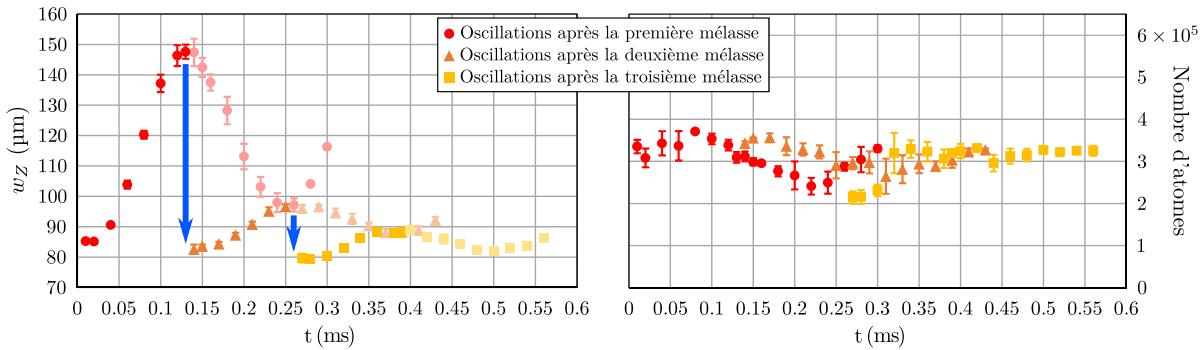
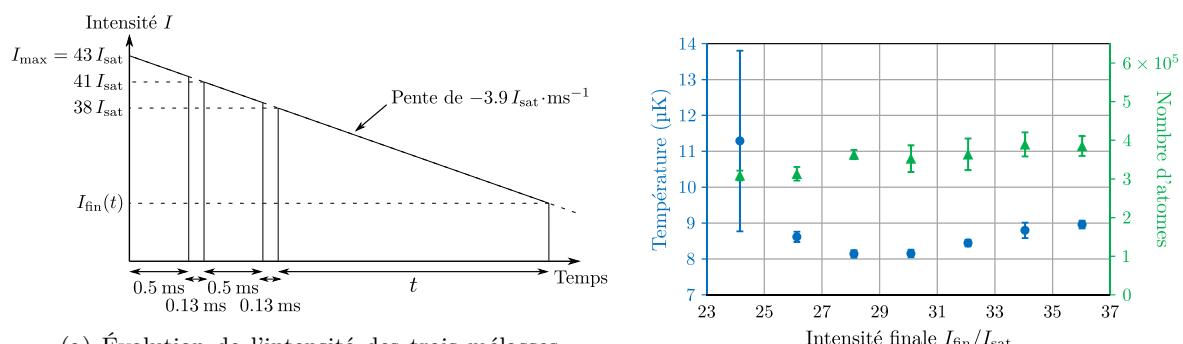


FIGURE 2.10 – Évolution de la taille du nuage atomique (rayon à 1/e) dans la direction verticale Z (après un temps de vol de 1,5 ms) et du nombre d'atomes à la suite d'une mélasse de durée 0,5 ms (ronds rouges) ou deux (*resp.* trois) mélasses séparées par un quart de la période du piège dans la direction Z , $T_Z/4 \approx 0,13$ ms (triangles oranges, *resp.* carrés jaunes) et un temps d'attente t dans le piège dipolaire. Les deuxième et troisième mélasses sont indiquées par les flèches bleues.

Optimisation de la température

Nous avons alors à nouveau (comme dans la section 2.4.2) tenté de réduire l'intensité des faisceaux lasers qui font les mélasses dans le but de réduire un peu plus la température du nuage atomique à la fin de la séquence de compression verticale. Cette fois, nous avons gardé une rampe d'intensité constante à $-3,9 I_{\text{sat}} \cdot \text{ms}^{-1}$ et nous avons varié la durée de la dernière mélasse, modifiant ainsi la valeur finale de l'intensité. Les deux premières mélasses ont quant à elles une durée fixe de 0,5 ms et une intensité allant de $43 I_{\text{sat}}$ à $41 I_{\text{sat}}$ pour la première et de $41 I_{\text{sat}}$ à $38 I_{\text{sat}}$ pour la deuxième (voir la séquence temporelle en figure 2.11a). Les résultats obtenus sont présentés en figure 2.11b. La durée de la troisième mélasse est variée et son intensité diminue de $38 I_{\text{sat}}$ à une valeur I_{fin} . Nous avons un optimum pour une intensité finale de $29 I_{\text{sat}}$ correspondant à une durée de la troisième mélasse de 2,3 ms. La température obtenue est de $(8,1 \pm 0,1)$ μK .



(a) Évolution de l'intensité des trois mélasses au cours du temps lors de l'expérience d'optimisation de la température. L'intensité pendant la première et deuxième mélasse est diminuée respectivement de $43 I_{\text{sat}}$ à $41 I_{\text{sat}}$ et de $41 I_{\text{sat}}$ à $38 I_{\text{sat}}$. L'intensité de la troisième mélasse varie de $38 I_{\text{sat}}$ à une valeur $I_{\text{fin}}(t)$ dépendant de la durée t choisie pour la mélasse.

(b) Température (ronds bleus) et nombre d'atomes (triangles verts) obtenus en effectuant une rampe de l'intensité laser lors des trois mélasses servant au refroidissement et la compression sur l'axe vertical en fonction de l'intensité finale I_{fin} .

FIGURE 2.11 – Optimisation de la température lors de la séquence de compression verticale. On conserve une pente de $-3,9 I_{\text{sat}} \cdot \text{ms}^{-1}$ et on change la durée t de la troisième mélasse, ce qui modifie également l'intensité finale I_{fin} . L'intensité des trois mélasses en fonction du temps est présentée en figure 2.11a et le résultat de l'expérience est présenté en figure 2.11b.

Compression dans les directions horizontales

À la suite des trois phases de mélasse, nous regardons maintenant les oscillations de la taille du nuage selon l'axe horizontal Y (rayon à 1/e w_Y) en fonction du temps t passé dans le piège dipolaire. Nous observons ici aussi une oscillation amortie, avec w_Y variant entre 156 µm et 362 µm (figure 2.12). w_Y étant proportionnelle à $w_{X'}$, on en déduit la période d'oscillation dans le piège $T_{X'} \approx 64$ ms.

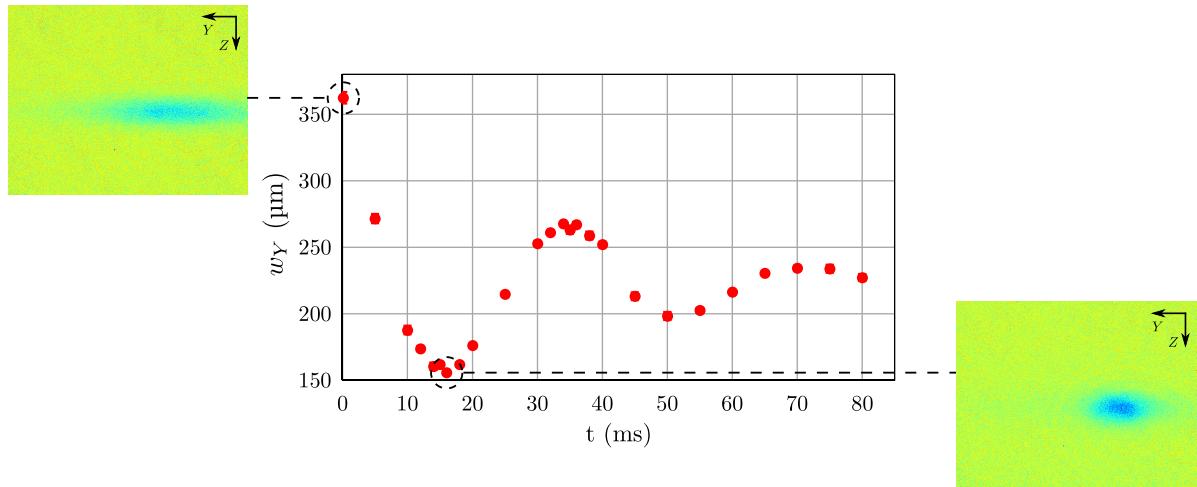


FIGURE 2.12 – Évolution de la taille du nuage atomique (rayon à 1/e) dans la direction horizontale Y (après un temps de vol de 1,5 ms) à la suite de trois mélasses de durées 0,5 ms séparées de 0,13 ms (un quart de la période du piège dans la direction verticale Z) et un temps d'attente t dans le piège dipolaire. On obtient la période d'oscillation dans le piège $T_{X'}/4 \approx 16$ ms. À ce temps-là la taille du nuage est minimum et la dispersion en vitesses est maximum ; une quatrième mélasse est donc appliquée. Comme dans la figure 2.10, les nombres d'atomes restent autour de 3×10^5 .

Nous avons ensuite regardé les oscillations de la taille du nuage selon le deuxième axe horizontal Y' (rayon à 1/e $w_{Y'}$). Nous faisons d'abord quatre mélasses, la première et la deuxième sont séparées de $T_{X'}/4 \approx 16$ ms pour comprimer le nuage dans la direction X' puis la deuxième et la troisième ainsi que la troisième et la quatrième sont séparées de $T_Z/4 \approx 0,13$ ms pour comprimer le nuage dans la direction Z . Les atomes sont ensuite laissés libre d'évoluer dans le piège dipolaire pendant un temps t . On peut voir sur la figure 2.13 que l'amplitude des oscillations est faible et nous n'avons pas pu la réduire par une cinquième mélasse. Ceci peut s'expliquer par le fait que $T_{Y'} \approx 0,8$ ms est suffisamment proche de $T_Z \approx 0,52$ ms pour que le nuage soit également comprimé selon l'axe Y' , d'autant plus que nous effectuons déjà trois mélasses lors de la compression selon l'axe Z .

2.5.3 Résultat final, discussions

Finalement, notre séquence de quatre mélasses d'une durée totale d'environ 20 ms nous permet, sans perte d'atomes, de passer d'un nuage non comprimé à une température de (60 ± 3) µK à un nuage comprimé et à une température de $(8,1 \pm 0,1)$ µK. Le gain sur la densité dans l'espace des phases dû au refroidissement (pour une température de 8,1 µK sur les trois axes) est donné par :

$$\eta_1 = \left(\frac{60}{8,1} \right)^{3/2} = 20 \pm 2 \quad (2.7)$$

La densité dans l'espace des phases du nuage après mélasse et donc environ 20 fois plus grande que la densité initiale (en ce qui concerne les degrés de vitesse).

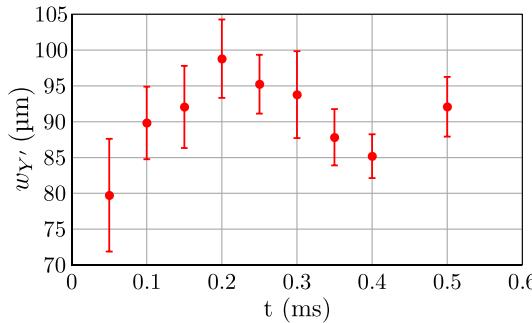


FIGURE 2.13 – Évolution de la taille du nuage atomique (rayon à 1/e) dans la direction horizontale Y' (après un temps de vol de 2 ms) à la suite de quatre mélasses de durées 0,5 ms séparées de 16 ms (un quart de la période du piège dans la direction horizontale X') pour les deux premières et par 0,13 ms (un quart de la période du piège dans la direction verticale Z) pour les trois dernières et un temps d'attente t dans le piège dipolaire. On obtient dans cette direction $T_{Y'}/4 \approx 0,2$ ms. Le nombre d'atomes n'a ici pas pu être mesuré car l'ensemble du nuage n'était pas visible à la caméra (nous utilisons pour cet axe le système d'imagerie verticale ([section 1.8.2](#)) au lieu du système d'imagerie horizontale utilisé pour les axes Y et Z).

Le gain dû à la compression est quant à lui évalué à partir de la [figure 2.12](#), pour laquelle la taille initiale du nuage peut être obtenue avec le plus de précision. Nous avons ici une largeur du nuage initiale et après compression (pour un temps de vol de durée $t_{\text{ToF}} = 1,5$ ms) :

$$\left\{ \begin{array}{l} w_Y^{\text{init}} = \sqrt{w_0(t=0)^2 + \frac{2k_B T_{\text{mel}}}{m} t_{\text{ToF}}^2} \\ w_Y^{\text{comp}} = \sqrt{w_0(t=T_{Y'}/4)^2 + \frac{2k_B T_{\text{init}}}{m} t_{\text{ToF}}^2} \end{array} \right. \quad (2.8)$$

avec $w_0(t)$ la taille du nuage dans la direction Y avant temps de vol pour un temps t passé dans le piège dipolaire, $T_{\text{mel}} = (8,1 \pm 0,1)$ μK la température après mélasse et $T_{\text{init}} = (60 \pm 3)$ μK la température avant mélasse (on suppose qu'après rotation de $\pi/2$ dans l'espace des phases, la température est revenue à sa valeur avant la mélasse). Pour $w_Y^{\text{init}} = (362 \pm 4)$ μm et $w_Y^{\text{comp}} = (156 \pm 1)$ μm, on obtient $w_0(0) = (354 \pm 4)$ μm et $w_0(T_{Y'}/4) = (137 \pm 9)$ μm. En supposant une efficacité identique sur les deux autres axes, on évalue le gain sur la densité dans l'espace des phases dû à la compression sur les trois axes à :

$$\eta_2 = \left(\frac{w_0(0)}{w_0(T_{Y'}/4)} \right)^3 = 17^{+5}_{-3} \quad (2.9)$$

Une méthode similaire utilisée pour évaluer l'efficacité de la compression selon l'axe Z donne $\eta_2 = 6^{+23}_{-4}$ bien moins précis ; c'est pourquoi nous utilisons la valeur obtenue sur l'axe Y pour les trois axes.

Le gain total sur la densité dans l'espace des phases pour la séquence de refroidissement et compression est donc :

$$\eta = \eta_1 \eta_2 = 340^{+144}_{-88} \quad (2.10)$$

Dans le cas idéal, où les rotations de $\pi/2$ dans l'espace des phases se font sans déformation, on devrait avoir $\eta_2 = \eta_1$ (gains identiques pour le refroidissement et la compression), la différence que nous obtenons ici entre les deux η (qui reste néanmoins dans les barres d'erreur) peut s'expliquer par l'anharmonicité du piège qui déforme la distribution lors des rotations dans l'espace des phases.

Les densités dans l'espace des phases obtenues sont présentées en figure 2.14. La densité pour la mélasse simple correspond à celle obtenue dans la section 2.4 tandis que la densité après refroidissement et compression est égale à environ 340 fois la densité initiale soit $\phi_{\text{MG+comp}} = (2,3^{+2,0}_{-1,2}) \times 10^{-3}$.

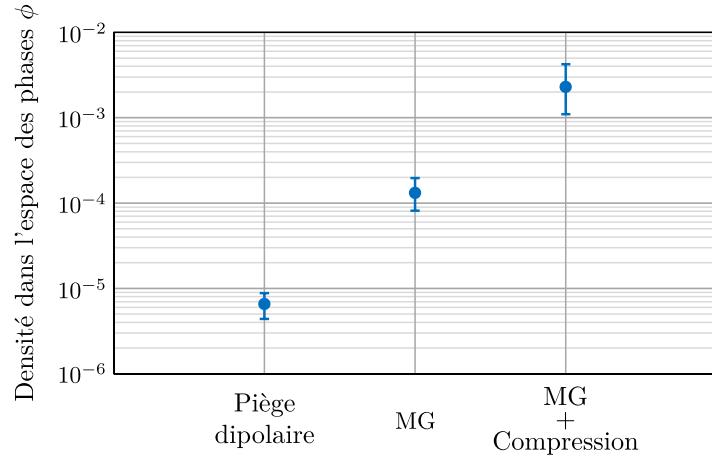


FIGURE 2.14 – Évolution de la densité dans l'espace des phases lorsque les atomes sont chargés dans le piège dipolaire, puis après une mélasse simple de 3,5 ms et enfin en utilisant la procédure de refroidissements et compressions successifs.

La densité spatiale correspondant à $\phi_{\text{MG+comp}}$ est $n = 3,7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Cette densité spatiale est relativement élevée et la température que nous atteignons avec les mélasses semble donc beaucoup moins contrainte par cette densité que pour les alcalins avec par exemple une dépendance de $6 \mu\text{K}/(1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3})$ pour le césium 133 [65] ou de $4,6 \mu\text{K}/(1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3})$ pour le potassium 40 [69]. Faible dépendance que nous attribuons à la courte longueur d'onde $\lambda = 429 \text{ nm}$ associée à la transition utilisée pour les mélasses avec le chrome 52 entraînant de plus faibles taux de diffusions multiples [65]. L'absence de faisceau de repompe comparé aux alcalins peut également être un facteur de cette faible dépendance, ceux-ci étant une source supplémentaire de diffusions multiples.

Les temps caractéristiques de collision au début et à la fin de la séquence de refroidissement et de compression sont $(n\sigma v)_{\text{initial}}^{-1} \approx 94 \text{ ms}$ et $(n\sigma v)_{\text{final}}^{-1} \approx 21 \text{ ms}$. Les atomes n'ont donc pas le temps de thermaliser pendant les 20 ms de la séquence ; ce qui est nécessaire au bon fonctionnement de la procédure, une thermalisation entraînant une déformation de la distribution dans l'espace des phases lors de la rotation.

Nos résultats peuvent être comparés à l'état de l'art pour le refroidissement à 3D par mélasse grise des alcalins et de l'hélium métastable dans le tableau 2.2. On peut voir que la densité dans l'espace des phases que nous obtenons avec une mélasse simple est comparable aux meilleures densités obtenues avec les alcalins. L'utilisation de la procédure de refroidissement et compression permet quant à elle de gagner un ordre de grandeur supplémentaire, ce qui est très favorable pour l'obtention ultérieure de condensats par évaporation.

Nous pouvons également mentionner une autre méthode utilisée dans l'équipe de Tilman Pfau en 2014 pour augmenter la densité dans l'espace d'un nuage de chrome 52 dans un piège dipolaire grâce à un refroidissement par démagnétisation [76]. Cette méthode leur a permis d'atteindre une densité dans l'espace des phases très favorable de 2×10^{-2} au prix cependant d'une perte importante d'atomes, le nombre d'atomes passant de 8 à 2×10^5 , et d'une durée de séquence longue de l'ordre de 10 s.

| Élément | Article | Transition | Configuration laser | $\Gamma/2\pi$ (MHz) | T_{rec} (µK) | I_{sat} ($\text{mW}\cdot\text{cm}^{-2}$) | Durée (ms) | δ/Γ | I/I_{sat} | T/T_{rec} | ϕ |
|------------------------------|-------------------------|--|--|---------------------|----------------|--|-------------|--|---|-------------|---|
| ^{133}Cs (Boson) | 1999 Triché [77] | $D_2 \ ^2S_{1/2}, F = 3 \rightarrow ^2P_{3/2}, F' = 2$ | Quatre-faisceaux $lin \perp lin$ | 5,234 | 0,198 | 1,1 | ~ 10 | 4 | $\sim 1 \searrow 0,1$ | 4 | \emptyset |
| ^{39}K (Boson) | 2013 Nath [68] | $D_1 \ ^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow ^2P_{1/2}, F' = 2$ | Six-faisceaux $\sigma^+ - \sigma^-$ | 5,956 | 0,829 | 1,7 | 6 | 5 | 3,5 | 14,5 | $> 2 \times 10^{-5}$ |
| | 2013 Salomon [78] | | | | | | 7 | 3,5 | $3,5 \searrow 0,2$ | 7,2 | 2×10^{-4} |
| ^{40}K (Fermion) | 2015 Sievers [69] | $D_1 \ ^2S_{1/2}, F = 9/2 \rightarrow ^2P_{1/2}, F' = 7/2$ | Six-faisceaux $\sigma^+ - \sigma^-$ | 5,956 | 0,808 | 1,7 | 5 | 2,3 | 14 | 13,6 | $1,7 \times 10^{-4}$ |
| | 2015 Tarnowski [79] | | | | | | 13 | 4,5 | $17 \searrow 3,4$ | 7,0 | $1,5 \times 10^{-5}$ |
| ^{41}K (Boson) | 2015 Sievers [69] | D_1 | \emptyset | 5,956 | 0,788 | 1,7 | \emptyset | \emptyset | \emptyset | 25,4 | $1,1 \times 10^{-4}$ |
| | 2016 Chen [80] | $D_1 \ ^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow ^2P_{1/2}, F' = 2$ | | | | | 17 | 5,3 | $12,5 \searrow 1,5$ | 53,3 | $5,4 \times 10^{-6}$ |
| ^6Li (Fermion) | 2014 Burchianti [57] | $D_1 \ ^2S_{1/2}, F = 3/2 \rightarrow ^2P_{1/2}, F' = 3/2$ | Six-faisceaux $\sigma^+ - \sigma^-$ | 5,872 | 7,071 | 2,54 | 2 | 5,4 | 2,7 | 5,7 | 2×10^{-5} |
| | 2015 Sievers [69] | | | | | | 5 | 4 | $14,6 \searrow 2,5$ | 6,2 | $\sim 10^{-4}$ |
| ^7Li (Boson) | 2013 Grier [56] | $D_1 \ ^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow ^2P_{1/2}, F' = 2$ | Six-faisceaux $\sigma^+ - \sigma^-$ | 5,872 | 6,063 | 2,54 | 2 | 4,5 | $\gtrsim 45$ | 9,9 | $\sim 10^{-5}$ |
| ^{23}Na (Boson) | 2016 Colzzi [58] | $D_1 \ ^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow ^2P_{1/2}, F' = 2$ | Six-faisceaux $\sigma^+ - \sigma^-$ | 9,765 | 2,395 | 6,26 | 15,5 | $5 (0,5 \text{ ms})$ $12 (15 \text{ ms})$ | $13,3 (0,5 \text{ ms})$ $8,3 \searrow 6,7 (15 \text{ ms})$ | 3,7 | $1,1 \times 10^{-4}$ |
| ^{87}Rb (Boson) | 2018 Rosi [59] | $D_2 \ ^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow ^2P_{3/2}, F' = 2$ | Six-faisceaux $\sigma^+ - \sigma^-$ | 6,065 | 0,362 | 1,67 | 3 | | | 11,0 | $4,0 \times 10^{-6}$ |
| $^4\text{He}^*$ (Boson) | 2015 Bouton [60] | $2 \ ^3S_1 \rightarrow 2 \ ^3P_1$ | \emptyset | 1,626 | 4,077 | 0,16 | 5 | 10 | 20 | 4,9 | $7,8 \times 10^{-5}$ |
| ^{52}Cr (Boson) | Notre article [53] | $^7S_3 \rightarrow ^7P_2$ | Six-faisceaux $\sigma^+ - \sigma^-$ | 5,029 | 2,002 | 8,32 | 3,5 | 3,8 | $43 \searrow \sim 30$ | 3,9 | $1,4 \times 10^{-4}$ ou $2,3 \times 10^{-3}$ a |

a En utilisant la méthode de refroidissement et compression.

TABLEAU 2.2 – État de l’art pour le refroidissement par mélasses grises des alcalins, de l’hélium métastable et du chrome. Les résultats présentés ici sont ceux donnant lieu aux plus basses températures. Les largeurs des niveaux excités Γ sont issues des bases de données sur les spectres atomiques du NIST [2] ou des données de références compilées sur le site de Daniel Steck [81]. Les températures de recul ont été obtenues par la relation $T_{rec} = \frac{h^2}{mk_B\lambda^2}$. Les intensités de saturation ont été obtenues par la relation $I_{sat} = \frac{\pi hc\Gamma}{30\lambda^3}$. Les densités dans l'espace des phases ϕ sont soit issues des articles cités soit calculées à l'aide de la relation $\phi = n\lambda_{dB}^3$ avec $\lambda_{dB} = h/\sqrt{2\pi mk_B T}$ la longueur d'onde thermique de de Broglie. Les paramètres donnés dans notre cas sont ceux pour une unique mélasse (sans utilisation de la méthode de compression). Notre densité dans l'espace des phases finales pour quatre mélasses séparées par un temps d'évolution dans le piège dipolaire pour la compression est également donnée.

Deuxième partie

Dynamique de spin et protection du caractère ferromagnétique en régime superfluide

CHAPITRE 3

Expériences de dynamique de spin en condensat

Dans ce chapitre, nous allons présenter des expériences de dynamique de spin en condensat. Ces expériences consistent à observer les transferts de population qui s'opèrent entre les différents états Zeeman du niveau fondamental du chrome 52 sous l'influence des interactions de contact et des interactions dipôle-dipôle magnétiques. Les atomes sont initialement placés dans un état hors équilibre cohérent (spins alignés entre eux et de longueur maximale) pour lequel les interactions de contact seules ne peuvent pas créer de dynamique. Cet état est obtenu par rotation des spins, initialement dans l'état Zeeman $m_s = -3$, d'un angle θ . Le cas où $\theta = \pi/2$ est particulièrement intéressant car les théories de champ moyen indiquent qu'aucune dynamique n'est alors attendue, cela même en présence d'interactions dipôle-dipôle [82] ; tandis que les effets au-delà du champ moyen devraient eux être maximaux [83].

Durant les expériences, nous avons pu voir que, dans le cas $\theta = \pi/2$, très peu de dynamique pouvait être observée à gradient de champ magnétique faible (pas d'effet au-delà du champ moyen visible) mais que celle-ci augmentait à la fois en rapidité et amplitude avec l'amplitude du gradient de champ magnétique. En effet, un gradient permet un couplage entre les degrés de liberté de spin et les degrés de liberté orbitaux nécessaire pour faire sortir le système de son état initial. De plus, nous avons pu mettre en évidence une dynamique de spin dans le cas $\theta = \pi/4$ à gradient de champ magnétique faible, mettant en évidence un effet direct des interactions dipôle-dipôle. Nos résultats expérimentaux sont comparés à des simulations numériques de notre système effectuées au sein de l'équipe par Kaci Kechadi, dont les travaux sont présentés dans sa thèse [84], ainsi que par Paolo Pedri ; en collaboration avec Bihui Zhu de l'équipe d'Ana Maria Rey à l'université de Boulder au Colorado.

Les expériences présentées dans ce chapitre ainsi que le chapitre suivant ont fait l'objet d'un article [85].

3.1 Introduction

Après l'obtention des tout premiers condensats de Bose-Einstein, il a rapidement été possible, grâce aux progrès effectués en piégeage optique, de produire des condensats spinoriels, c'est-à-dire dont le spin est un degré de liberté. En effet, contrairement au piège magnétique, le piège optique confine les atomes de manière quasi-identique indépendamment de leur état Zeeman, ce qui permet d'avoir plusieurs états de spin piégés simultanément. Par ailleurs, les deux premiers atomes condensés, le ^{87}Rb et le ^{23}Na , permettent chacun l'obtention de condensats de spin 1 ou 2 [86, 87]. Les premières expériences effectuées avec des condensats spinoriels ont concerné l'étude, pour le sodium, de la création de domaines de spin [88], l'observation d'états métastables [89] ainsi que de transferts par effet tunnel à travers une barrière de potentiel entre domaines de spin [90] et, pour le rubidium, l'observation de dynamiques de spin [91, 92].

Le condensat de Bose-Einstein de ^{52}Cr , avec son spin $s = 3$ est également un condensat spinoriel. De plus, son moment magnétique $\mu = 6 \mu_B$ en fait, en 2005, le premier condensat dipolaire à être obtenu ; en effet, les alcalins et alcalino-terreux condensés auparavant n'avait qu'un moment magnétique respectivement de $1 \mu_B$ et $0 \mu_B$. Ces valeurs faibles ne permettent pas l'observation d'effets des interactions dipôle-dipôle magnétiques (voir section 1.2.2), ce qui n'est pas le cas du chrome dont le moment magnétique élevé entraîne des interactions beaucoup plus importantes. Deux autres condensats dipolaires ont depuis été produits à l'aide de ^{164}Dy ($\mu = 10 \mu_B$) en 2011 et de ^{168}Er ($\mu = 7 \mu_B$) en 2012. De plus, les atomes interagissent également à travers les interactions de contact (interactions entre dipôles électriques induits de type van der Waals) qui peuvent également dépendre de l'état de spin (voir section 1.2.1). Des transitions peuvent ainsi avoir lieu entre les états Zeeman des atomes sous l'influence des interactions de contact dépendantes du spin et des interactions dipôle-dipôle magnétiques. Cette dynamique de spin est également influencée par des facteurs externes, notamment le champ magnétique, par l'intermédiaire des inhomogénéités de champ. Ce que nous étudions ici sont les transferts de populations qui s'effectuent entre états de spin, ou états Zeeman, dans la direction de quantification imposée par le champ magnétique externe \vec{B}_{ext} .

3.1.1 Expériences précédemment effectuées dans l'équipe

Plusieurs études de dynamique de spin ont déjà été effectuées dans l'équipe durant les dix dernières années :

- En 2011 [93] pour l'étude de la démagnétisation spontanée d'un ensemble d'atomes de ^{52}Cr , condensé ou en réseau 2D profond. Ces expériences ont été effectuées à très bas champ magnétique et lorsque les atomes sont initialement tous dans l'état Zeeman $m_s = -3$. Une interprétation des résultats expérimentaux présentés en [93] basée sur des résultats numériques récents a été effectuée par Kaci Kechadi et est présentée dans sa thèse [84]. La démagnétisation est due au basculement des spins lorsque le champ magnétique passe en dessous d'une valeur critique dépendant uniquement des interactions dipôle-dipôle.
- En 2012 [94] pour l'étude de la démagnétisation résonnante d'un ensemble d'atomes de ^{52}Cr en réseau 3D profond, à différentes amplitudes de champ magnétique et lorsque les atomes sont initialement tous dans l'état Zeeman $m_s = +3$. La démagnétisation n'a ici lieu que lorsque l'énergie magnétique libérée par relaxation dipolaire correspond à l'énergie nécessaire pour exciter les atomes vers une bande d'énergie supérieure du réseau.
- En 2013 [95] pour l'étude de la dynamique de spin en réseau 3D profond due aux interactions de contact et dipôle-dipôle lorsque les atomes de ^{52}Cr sont initialement tous dans l'état Zeeman $m_s = -2$. Trois types de dynamique sont observés : une dynamique à temps courts ($\sim 0,1 \text{ ms}$) due aux interactions de contact entre atomes dans les sites doublement occupés ; une dynamique à temps intermédiaires ($\sim 1 \text{ ms}$) due aux interactions dipôle-dipôle entre sites doublement occupés et une dynamique à temps longs ($\sim 10 \text{ ms}$) due aux interactions dipôle-dipôle entre sites simplement occupés lorsque les sites doublement occupés sont initialement vides.
- En 2014 [35] pour la première mesure de la longueur de diffusion a_0 du ^{52}Cr . L'expérience a consisté à regarder la dynamique de spin d'un nuage thermique initialement composé d'un mélange d'atomes dans les états Zeeman $m_s = -3$ et $+3$. L'équipe a pu extraire des résultats les sections efficaces de diffusions associées aux canaux de diffusion $(-3, 3) \rightarrow (-2, 2)$, $(-3, 3) \rightarrow (-1, 1)$ et $(-3, 3) \rightarrow (0, 0)$ qui dépendent uniquement des différentes longueurs de diffusion du chrome. Seule a_0 n'étant pas connue, il a alors été possible d'obtenir sa valeur : $a_0 = 13,5_{-10,5}^{+11} a_B$.

3.1.2 Nouvelles expériences en condensat

Dans ce chapitre, je présente de nouvelles expériences de dynamique de spin effectuées au début de ma thèse. Ces expériences sont faites à champ magnétique suffisamment élevé pour qu'il n'y ait pas de phénomène de démagnétisation spontanée et que l'énergie cinétique gagnée par les atomes lors de collisions inélastiques soit assez grande pour que les atomes s'échappent (voir [section 1.2.2](#)) du piège optique confinant le condensat (décrit en [section 1.5.6](#)) et soient donc perdus.

État initial

L'état initial de notre ensemble de spins est un état cohérent de spin, c'est-à-dire que (par analogie avec les états cohérents de l'oscillateur harmonique), il minimise l'inégalité de Heisenberg [96] :

$$\sigma_{S_x}\sigma_{S_y} \geq |\langle S_z \rangle| / 2 \quad (3.1)$$

où $\sigma_{S_\alpha} = \sqrt{\langle S_\alpha^2 \rangle - \langle S_\alpha \rangle^2}$ est l'écart-type de la composante S_α du spin adimensionnel collectif \vec{S} des N atomes formant le condensat.

De plus, un état cohérent possède des fluctuations isotropes ($\sigma_{S_x} = \sigma_{S_y}$), ce qui entraîne finalement :

$$\sigma_{S_x}^2 = \sigma_{S_y}^2 = |\langle S_z \rangle| / 2 \quad (3.2)$$

Dans la base $|S, M_S\rangle$ des états propres des observables S^2 et S_z , ces propriétés sont vérifiées par les deux états $|S = 3N, M_S = \pm 3N\rangle$ qui peuvent s'écrire respectivement comme les états produits d'états à une particule maximum en spin $|3, \pm 3\rangle^N$. En effet, pour ces deux états nous avons $\sigma_{S_x}^2 = \sigma_{S_y}^2 = |\langle S_z \rangle| / 2 = 3N/2$.

Un état cohérent restant cohérent après rotation des spins, l'état obtenu par rotation des spins d'un angle θ à partir de l'état Zeeman $m_s = -3$ tel que décrit en [section 1.7.2](#) est cohérent. Pour nos expériences, nous avons fait des rotations d'angle $\theta = \pi/2$ et $\pi/4$, il y a donc deux états initiaux possibles, donnés par l'[équation \(1.29\)](#). Ces états initiaux sont une superposition cohérente des sept états Zeeman de la base associée au champ magnétique externe \vec{B}_{ext} .

Champ magnétique

Nous appliquons pendant les expériences un champ externe $\vec{B}_{\text{ext}} = (B_0 + \vec{b} \cdot \vec{r}) \vec{e}_z + B_x(\vec{r}) \vec{e}_x + B_y(\vec{r}) \vec{e}_y$ avec $\vec{e}_z = \alpha \vec{u}_X + \beta \vec{u}_Y$ dans le plan horizontal. ($\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$) est la base dépendante de la direction du champ ayant été utilisée dans la [section 1.7.2](#) où \vec{e}_z donne la direction principale du champ magnétique, \vec{e}_x est la verticale et \vec{e}_y complète la base orthonormée. ($\vec{u}_X, \vec{u}_Y, \vec{u}_Z$) est, quant à elle, la base fixe dans le laboratoire qui a été introduite en [figure 1.6](#) avec \vec{u}_X et \vec{u}_Y formant un plan horizontal et \vec{u}_Z la verticale. Comme le champ magnétique varie lentement en fonction de \vec{r} , les spins suivent adiabatiquement le champ et ne sont sensibles qu'à sa norme. De plus, nous avons $|B_x(\vec{r})|, |B_y(\vec{r})|, \vec{b} \cdot \vec{r} \ll B_0$, la norme est donc au premier ordre $\|\vec{B}_{\text{ext}}\| \approx B_0 + \vec{b} \cdot \vec{r}$, c'est pourquoi on ne s'intéresse qu'à la composante selon z du champ magnétique et notamment à son gradient associé $\vec{b} = b_x \vec{e}_x + b_y \vec{e}_y + b_z \vec{e}_z$. Le gradient est mesuré par la méthode présentée en [section 1.9.2](#) pour chaque configuration de champ utilisée. Il est possible de contrôler le gradient dans la direction du champ, $b_z = \partial B_z / \partial z$, grâce aux bobines de compensation et à celles du MOT (voir [section 1.9.1](#)) ; cependant, nous avons pu remarquer que les gradients dans les directions orthogonales à la direction du champ, $b_x = \partial B_z / \partial x$ et $b_y = \partial B_z / \partial y$, n'étaient pas toujours négligeables (notamment en ce qui concerne la verticale x).

Nous avions initialement pensé que le gradient serait toujours négligeable dans ces directions du fait de la configuration Helmholtz des bobines produisant le champ magnétique mais il s'est avéré à la mesure qu'il pouvait être important, ceci étant probablement dû à un alignement imparfait des bobines. Or il n'est pas possible de contrôler directement le gradient dans ces directions. Nous avons cependant vu qu'il est modifié en changeant la direction du champ, ce que nous avons utilisé pour le minimiser.

Effets attendus des interactions et du gradient de champ de magnétique

En l'absence de gradient et avec un état initial cohérent (ensemble des spins de longueur maximale et alignés entre eux), les interactions de contact ne permettent pas d'engendrer de la dynamique. En effet, lorsque deux spins sont alignés entre eux et de longueur maximale, le système formé par les deux spins est alors l'état $|6, 6\rangle_M$ de la base moléculaire orientée selon la direction commune des spins. Cet état étant un état propre de l'hamiltonien décrivant les interactions de contact dépendantes du spin, l'état des deux atomes n'est donc pas modifié lors d'une collision.

En revanche, avec les interactions dipôle-dipôle, on peut considérer en champ moyen qu'un spin effectue une précession autour du champ dipolaire effectif formé par les moments magnétiques des autres atomes. Cette précession, qui peut être inhomogène du fait de l'inhomogénéité du champ dipolaire, engendre une dynamique de spin et permet de sortir le système de son état cohérent, entraînant ensuite la possibilité d'une dynamique de spin par l'intermédiaire des interactions de contact. Cet effet n'avait jusqu'à présent pas été observé. Il existe cependant un cas particulier lorsque les spins sont initialement tournés de $\theta = \pi/2$ par rapport au champ magnétique externe \vec{B}_{ext} , le champ dipolaire est alors aligné avec les spins et ceux-ci ne subissent pas de précession. On s'attend donc, dans ce cas-là, à ne pas observer de dynamique de spin, prédiction effectuée par Kawaguchi et Ueda en 2007 [82]. Cette absence d'effet a été notée en 2014 par Eto *et al.* [97] sur un condensat de ^{87}Rb de spin 2 avec lequel ils n'ont observé que très peu de dynamique pour un temps d'interaction de 400 ms. À titre de comparaison, cela correspondrait dans notre cas à un temps d'interaction d'environ 11 ms, les interactions dipôle-dipôle du ^{52}Cr étant, du fait de son moment magnétique plus important, 36 fois plus fortes que celles du ^{87}Rb . Comme ils s'intéressaient à l'apparition de textures de spin (des variations spatiales à grande échelle du spin) avec le gradient, ils n'ont cependant pas fait d'expériences à un angle initial différent de $\pi/2$.

Pour observer l'effet prédit par Kawaguchi et Ueda, il est nécessaire d'annuler le gradient de champ magnétique dans les trois directions de l'espace. En effet, comme nous allons le voir plus tard dans les sections 3.2.2 et 3.2.3, les gradients de champ magnétiques peuvent être à l'origine d'une dynamique de spin et ainsi masquer l'absence d'effet des interactions dipôle-dipôle. Les gradients permettent en effet la séparation des composantes de spin d'une part (voir figure 3.1) et conduisent à une précession inhomogène des spins d'autre part. Ces effets n'entraînent pas directement de dynamique de spin puisque ni l'un ni l'autre ne change les populations des différents états Zeeman de l'ensemble atomique mais ils permettent *a posteriori* aux interactions de contact et aux interactions dipôle-dipôle d'engendrer de la dynamique. Par exemple, la séparation spatiale des composantes de spin permet de ne plus être dans un état propre de l'hamiltonien d'interactions de contact dépendantes du spin. Ainsi, si la séparation entre spin est très grande, il ne reste au centre qu'une majorité d'atomes dans l'état Zeeman $m_s = 0$, atomes dont l'état peut alors changer via les interactions de contact dépendantes du spin. La précession inhomogène change quant à elle localement le champ dipolaire créé par les atomes qui n'est alors plus nécessairement aligné avec les spins, une précession inhomogène des spins autour de ce champ dipolaire peut donc avoir lieu.

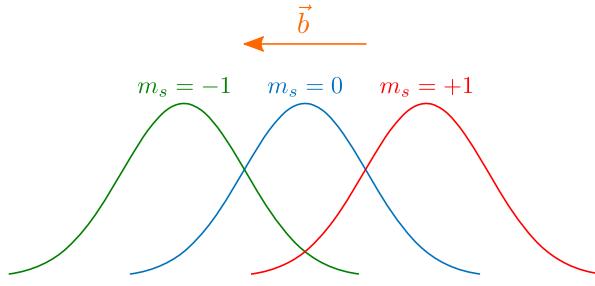


FIGURE 3.1 – Schéma de principe décrivant la séparation des différentes composantes de spin sous l’effet du gradient \vec{b} . En présence du gradient, la fonction d’onde spatiale n’est plus la même pour tous les états Zeeman, ceux pour lesquels $m_s < 0$ se déplacent vers la région où le champ magnétique est plus fort et ceux pour lesquels $m_s > 0$ se déplacent vers la région où le champ magnétique est moins fort.

Déroulé des expériences

Après la production d’un condensat où tous les atomes sont dans l’état $m_s = -3$, nous effectuons une rotation des spins d’un angle θ autour de l’axe x . La distribution de population dans chaque état Zeeman après un temps d’interaction t_{dyna} est obtenue par l’analyse Stern-Gerlach décrite en [section 1.8.3](#). Les différentes étapes de l’expérience sont résumées en [figure 3.2](#).

L’expérience est typiquement répétée six fois par temps t_{dyna} pour des valeurs comprises entre $t_{\text{dyna}} = 0,1 \text{ ms}$ et 30 ms . Les données affichées sur les figures sont la moyenne des valeurs obtenues à chaque temps et les barres d’erreur correspondent aux écarts-types. On obtient ainsi l’évolution des populations fractionnaires dans chaque état Zeeman au cours de la dynamique d’interaction. Cette évolution est comparée à celle obtenue par des simulations numériques effectuées par Kaci Kechadi basées sur l’équation de Gross-Pitaevskii [8].

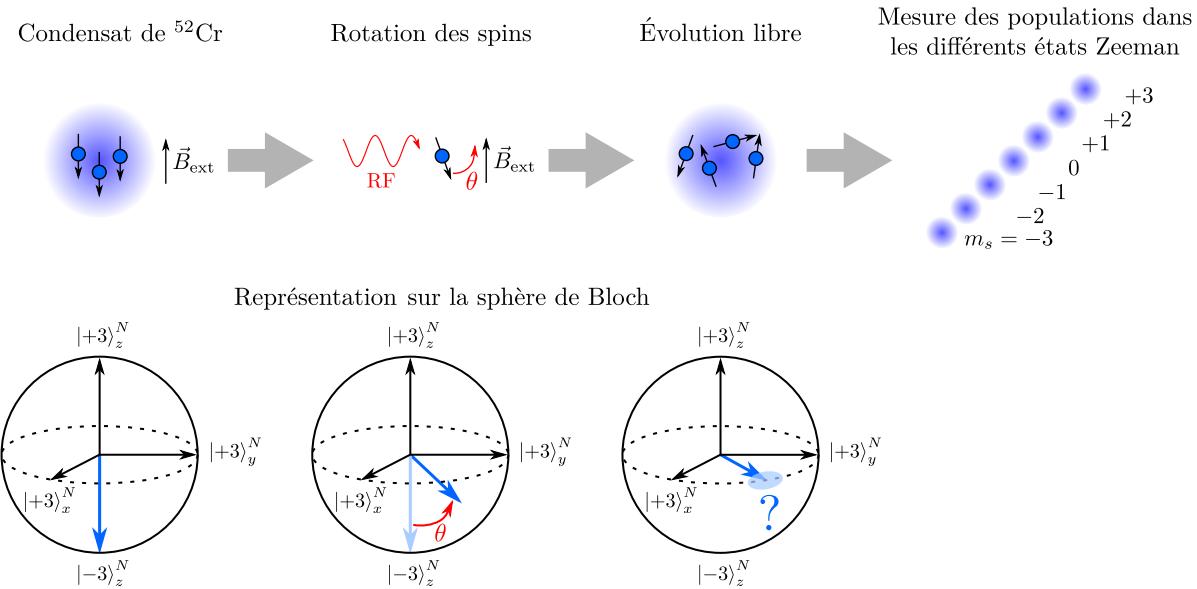


FIGURE 3.2 – Principe des expériences de dynamique de spin en condensat. Les spins sont initialement anti-alignés avec le champ de quantification \vec{B}_{ext} et donc dans l’état Zeeman de plus basse énergie $| -3 \rangle_z$. Les spins sont ensuite tournés d’un angle θ à l’aide d’un champ \vec{B}_{RF} oscillant à la fréquence de Larmor. Par la suite les atomes évoluent librement pendant une durée t_{dyna} puis sont imaginés après avoir été séparés en fonction de leur état Zeeman par une procédure de Stern-Gerlach.

En bas est représenté le spin total sur la sphère de Bloch aux différentes étapes de l’expérience.

3.1.3 Simulations de Gross-Pitaevskii

Équation d'évolution du condensat

En champ moyen, l'énergie totale E du système est donnée par l'expression suivante [85] :

$$\begin{aligned} E[\vec{\Psi}] - i\hbar\Gamma[\vec{\Psi}] = & \int \left(\vec{\Psi}^*(\vec{r}) H_0 \vec{\Psi}(\vec{r}) + g_s \mu_B \| \vec{B}_{\text{ext}} \| S_z(\vec{r}) + \vec{\Psi}^*(\vec{r}) q \sigma_z^2 \vec{\Psi}(\vec{r}) \right) d^3\vec{r} \\ & + \frac{1}{2} \int \left(c_0 |n(\vec{r})|^2 + c_1 \|\vec{S}(\vec{r})\|^2 + c_2 |A_{00}(\vec{r})|^2 + c_3 \sum_{M_S=-2}^{+2} |A_{2M_S}(\vec{r})|^2 \right) d^3\vec{r} \\ & + \frac{c_{dd}}{2} \iint \frac{1 - 3(\vec{e} \cdot \vec{e}_z)}{\|\vec{r} - \vec{r}'\|^3} \left\{ S_z(\vec{r}) S_z(\vec{r}') - \frac{1}{2} [S_x(\vec{r}) S_x(\vec{r}') + S_y(\vec{r}) S_y(\vec{r}')] \right\} d^3\vec{r} d^3\vec{r}' \\ & - 2i\hbar \int \sum_{m_s, m'_s} \beta_{m_s m'_s} |\Psi_{m_s}(\vec{r})|^2 |\Psi_{m'_s}(\vec{r})|^2 d^3\vec{r} \end{aligned} \quad (3.3)$$

avec $\vec{\Psi}(\vec{r}) = (\Psi_{+3}(\vec{r}), \Psi_{+2}(\vec{r}), \Psi_{+1}(\vec{r}), \Psi_0(\vec{r}), \Psi_{-1}(\vec{r}), \Psi_{-2}(\vec{r}), \Psi_{-3}(\vec{r}))^\top$ le spineur à sept composantes décrivant le condensat ($\Psi_{m_s}(\vec{r}) = \sqrt{n_{m_s}(\vec{r})} e^{i\phi_{m_s}(\vec{r})}$ donne la densité de probabilité de trouver un atome dans l'état m_s à la position \vec{r}) et $\vec{S}(\vec{r}) = (S_x(\vec{r}), S_y(\vec{r}), S_z(\vec{r}))$ le vecteur de densité de spin dont les composantes sont données par $S_\alpha(\vec{r}) = \vec{\Psi}^*(\vec{r}) \sigma_\alpha \vec{\Psi}(\vec{r})$ où les σ_α sont les matrices de Pauli pour un spin 3 :

$$\sigma_x = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \sqrt{3} & 0 & \sqrt{5} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{5} & 0 & \sqrt{6} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{6} & 0 & \sqrt{6} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sqrt{6} & 0 & \sqrt{5} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \sqrt{5} & 0 & \sqrt{3} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \sqrt{3} & 0 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

$$\sigma_y = \frac{i}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\sqrt{3} & 0 & \sqrt{5} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\sqrt{5} & 0 & \sqrt{6} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\sqrt{6} & 0 & \sqrt{6} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\sqrt{6} & 0 & \sqrt{5} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\sqrt{5} & 0 & \sqrt{3} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\sqrt{3} & 0 \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

$$\sigma_z = \begin{pmatrix} +3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & +2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & +1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -3 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

La première ligne de l'[équation \(3.3\)](#) concerne les effets à un corps avec $H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V_{\text{opt}}(\vec{r})$ l'hamiltonien à une particule (comprenant le terme d'énergie cinétique et $V_{\text{opt}}(\vec{r})$ le potentiel du piège optique). Le terme en $S_z(\vec{r})$ décrit la précession de Larmor autour du champ externe \vec{B}_{ext} avec $\|\vec{B}_{\text{ext}}\| \approx B_0 + \vec{b} \cdot \vec{r}$ (voir [section 1.9.2](#)). Le terme en σ_z^2 permet quant à lui de prendre en compte un effet quadratique du déplacement lumineux engendré par le laser du piège optique, le potentiel de piégeage variant légèrement en fonction de l'état Zeeman considéré (voir [section 3.1.3](#)).

La deuxième ligne contient les termes d'interactions de contact, indépendantes du spin pour le terme en c_0 et dépendantes du spin pour les autres. $n(\vec{r}) = \vec{\Psi}^*(\vec{r})\vec{\Psi}(\vec{r})$ est la densité atomique, les termes A_{SMS} sont donnés par $A_{SMS}(\vec{r}) = \sum_{m_s, m'_s} \langle S, M_S | 3, m_s; 3, m'_s \rangle \Psi_{m_s}(\vec{r})\Psi_{m'_s}(\vec{r})$ et les coefficients c_i sont donnés par [98] :

$$\left\{ \begin{array}{l} c_0 = \frac{9g_4 + 2g_6}{11} = 71 g_c \\ c_1 = \frac{g_6 - g_4}{11} = 3,5 g_c \\ c_2 = \frac{11g_0 - 21g_4 + 10g_6}{11} = -15,5 g_c \\ c_3 = \frac{11g_2 - 18g_4 + 7g_6}{11} = -46,5 g_c \end{array} \right. \quad (3.7)$$

avec $g_c = \frac{4\pi\hbar^2}{m}a_B \approx 8,57 \times 10^{-53} \text{ J}\cdot\text{m}^3$ et $g_S = g_c a_S / a_B$. Les valeurs des coefficients sont obtenues à partir des longueurs de diffusion a_s données dans l'[équation \(1.3\)](#).

La troisième ligne contient les termes des interactions dipôle-dipôle conservant la projection de spin M_S avec $c_{dd} = \frac{\mu_0}{4\pi}(g_s\mu_B)^2 \approx 3,45 \times 10^{-53} \text{ J}\cdot\text{m}^3$, $\vec{e} = \frac{\vec{r}-\vec{r}'}{\|\vec{r}-\vec{r}'\|}$ le vecteur unitaire reliant le point repéré par \vec{r}' à celui repéré par \vec{r} et \vec{e}_z le vecteur directeur unitaire du champ magnétique externe \vec{B}_{ext} .

La quatrième ligne permet quant à elle de prendre en compte les pertes dues aux termes des interactions dipôle-dipôle ne conservant pas M_S (termes de collisions inélastiques) qui entraînent une relaxation dipolaire [34, 99]. Les coefficients $\beta_{m_s m'_s}$ ainsi que les calculs utilisés pour les obtenir peuvent être trouvés dans la thèse de Kaci Kechadi [84]. Notons toutefois que du fait de ces coefficients, les pertes sont globalement plus importantes pour les m_s positifs que pour les négatifs, la valeur de la projection sur z du spin total, normalisée par le nombre total d'atomes, $M_z = \sum m_s p_{m_s}$ (où p_{m_s} est la fraction de population atomique mesurée dans l'état m_s) va donc légèrement diminuer au cours de la dynamique (nous avons observé une variation maximale de $-0,4$ en 30 ms).

L'évolution du système est ensuite donnée par les équations de Gross-Pitaevskii pour un condensat spinoriel tenant compte des pertes induites par les interactions dipôle-dipôle inélastiques [100] :

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_{m_s}}{\partial t} = \frac{\delta(E[\vec{\Psi}] - i\hbar\Gamma[\vec{\Psi}])}{\delta\Psi_{m_s}^*(\vec{r})} \quad (3.8)$$

où δ désigne la dérivée fonctionnelle.

L'effet quadratique

Pour le chrome, cet effet provient du fait que le laser couple l'état fondamental à des états excités pour lesquels le moment cinétique L et le spin S ne sont pas de bons nombres quantiques, les couplages de l'état fondamental avec les états de la structure fine sont alors légèrement différents. En ce qui nous concerne, il faut prendre en compte les couplages avec les triplets d'états 3P , situés à des longueurs d'onde d'environ 427 nm et 359 nm de l'état fondamental et participant de façon très majoritaire ($> 99\%$) à son déplacement lumineux. Les couplages aux états excités des différents états Zeeman de l'état fondamental n'étant pas égaux, le déplacement lumineux engendré par le laser dépend de l'état m_s considéré. On peut alors utiliser la méthode présentée en [101] pour calculer le déplacement lumineux subi par les différents états Zeeman m_s du niveau fondamental à désaccords δ_i grands devant les écarts entre niveaux de la structure fine :

$$\Delta E_{m_s}^p = -\frac{3\pi c^2 I}{2} \sum_i \frac{A_i}{\omega_i^3 \delta_i} |\langle 3m_s 1p | J_i m_i \rangle|^2 \quad (3.9)$$

où p dépend du type de transition, avec $p = -1$ pour une transition σ^- ($m_s \rightarrow m_s - 1$), $p = 0$ pour une transition π ($m_s \rightarrow m_s$) et $p = +1$ pour une transition σ^+ ($m_s \rightarrow m_s + 1$) ; I est l'intensité du faisceau laser et i indice les niveaux excités considérés avec A_i la force de transition entre le niveau fondamental et le niveau excité i , ω_i la pulsation associée à la transition, $\delta_i = \omega_i - \omega_L$ le désaccord entre la transition et le laser et $\langle 3m_s 1p | J_i m_i \rangle$ le coefficient de Clebsch-Gordan associé à la transition.

Ainsi pour un faisceau de puissance 1,5 W, de waist 40 μm et engendrant des transitions π (correspondant au faisceau vertical du piège dipolaire lorsque le champ magnétique est selon la direction \vec{u}_Y), on obtient alors $\Delta E_{m_s}^0 = E_0 + qvm_s^2$ où l'effet quadratique obtenu avec les données spectroscopiques les plus précises disponibles pour le chrome [102] est le suivant :

$$qv/h = (52 \pm 1444) \text{ Hz} \quad (3.10)$$

Notons que si on prend le même couplage A_i pour chaque groupe d'états 3P de la structure fine, l'effet quadratique devient alors $qv/h \approx 6 \text{ Hz}$, l'effet quadratique restant provenant des désaccords différents d'un niveau à l'autre. Le faisceau horizontal entraîne quant à lui des transitions σ^+ et σ^- et crée un effet quadratique $q_H = -qv/2$ pour une puissance et un waist identiques au faisceau vertical et un champ magnétique selon la direction \vec{u}_Y .

L'incertitude sur la valeur théorique de l'effet quadratique étant très grande et aucune mesure indépendante ne pouvant être effectuée, celui-ci peut être laissé libre dans les simulations (il sert alors de paramètre d'ajustement). Un intervalle de valeurs possibles a été obtenu avec notre système en présence à la fois du piège dipolaire et du réseau 3D par spectroscopie Ramsey [95] :

$$|q|/h \leq 25 \text{ Hz} \quad (3.11)$$

Ce résultat n'est cependant qu'indicatif car l'effet quadratique dépend des désaccords, des intensités ainsi que des polarisations et directions de propagation par rapport à l'axe de quantification des lasers engendrant le déplacement lumineux.

3.2 Résultats expérimentaux et comparaison avec les simulations Gross-Pitaevskii

Comme nous allons le voir, le gradient de champ magnétique joue un rôle important dans la dynamique de spin, les résultats sont donc ici présentés du gradient d'amplitude la plus faible à celui d'amplitude la plus élevée. Celui-ci a été mesuré à chaque fois avec la technique présentée en [section 1.9.2](#).

3.2.1 Résultats à gradient faible

Les deux expériences décrites dans cette section ont été effectuées avec un champ externe $\vec{B}_{\text{ext}} \approx B_0 \vec{e}_z$ tel que $B_0 \approx 190 \text{ mG}$ et $\vec{e}_z \approx \sin(\pi/5) \vec{u}_X + \cos(\pi/5) \vec{u}_Y$. Le gradient de champ magnétique selon z associé, b_z , a été minimisé du mieux possible en utilisant les bobines de compensation du gradient sur l'axe X ainsi que les bobines du MOT (voir [section 1.9.1](#)). Les composantes mesurées du gradient total sont les suivantes :

$$\begin{cases} b_x = (-4 \pm 11) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1} \\ b_y = (-5 \pm 18) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1} \\ b_z = (1 \pm 18) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1} \end{cases} \quad (3.12)$$

soit $\|\vec{b}\| = (6 \pm 16) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1}$. Nous avons pour cette direction du champ peu de gradient dans les directions x et y orthogonales à celle du champ magnétique (directions selon lesquelles le gradient n'est pas directement contrôlable).

État initial obtenu par rotation des spins d'un angle $\theta = \pi/2$

Lorsque le gradient de champ magnétique est faible et pour un angle de rotation initial $\theta = \pi/2$, nous obtenons un résultat compatible avec les prédictions de champ moyen de Kawaguchi et Ueda. Comme on peut le voir en [figure 3.3](#), les populations fractionnaires dans chaque état de spin varient très peu au cours du temps sur les 30 ms observées. Nous voyons néanmoins une oscillation des populations sur environ une période. L'amplitude maximale de variation de population que nous observons, obtenue sur p_{-2} , est $\Delta_{\max} = 0,06 \pm 0,02$ et la fréquence d'oscillation des populations est $f = (39 \pm 5) \text{ Hz}$. On retrouve bien le résultat prédit par Kawaguchi et Ueda, où les spins, en champ moyen, sont alignés avec le champ dipolaire et ne subissent donc pas de précession par les interactions dipôle-dipôle. Les résultats obtenus par résolution numérique des équations de Gross-Pitaevskii sans paramètre libre (on néglige ici l'effet quadratique) reproduisent également très bien les données expérimentales.

Observer la dynamique de spin au-delà de 30 ms devient difficile du fait de la diminution du signal due aux pertes atomiques par relaxation dipolaire. Le nombre d'atomes passe ainsi dans cette expérience d'une valeur initiale d'environ 30 000 atomes à 8 000 atomes après 30 ms (voir [figure 3.4](#)).

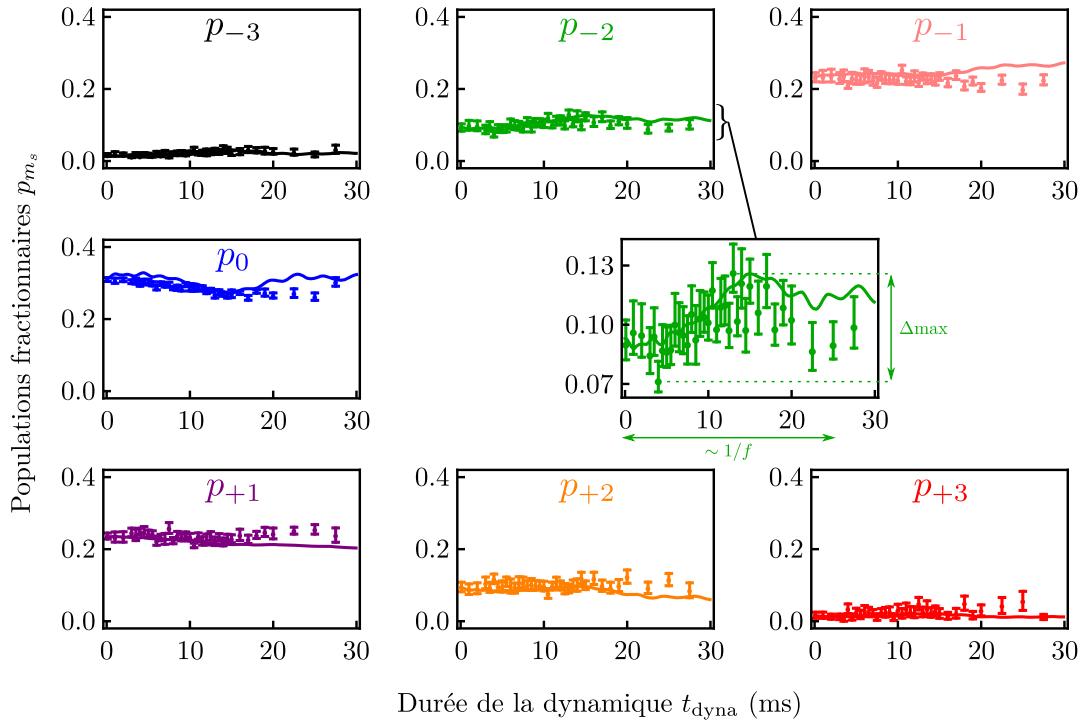


FIGURE 3.3 – Évolution temporelle des populations fractionnaires dans chaque état Zeeman après rotation des spins d'un angle $\theta = \pi/2$ pour un champ externe $B_0 \approx 190$ mG et un gradient $(b_x, b_y, b_z) = (-4 \pm 11, -5 \pm 25, 1 \pm 25)$ mG·cm $^{-1}$. Les résultats expérimentaux sont représentés par des points et les résultats des simulations Gross-Pitaevskii obtenus avec les paramètres expérimentaux par des lignes pleines. Nous négligeons dans les simulations l'effet quadratique de déplacement lumineux dû au piège dipolaire. Les données et simulations sont en bon accord et ne montrent quasiment pas de dynamique de spin, avec une amplitude maximum $\Delta_{\max} = 0,06 \pm 0,02$ obtenue pour $m_s = -2$ et une fréquence d'oscillation $f = (39 \pm 5)$ Hz.

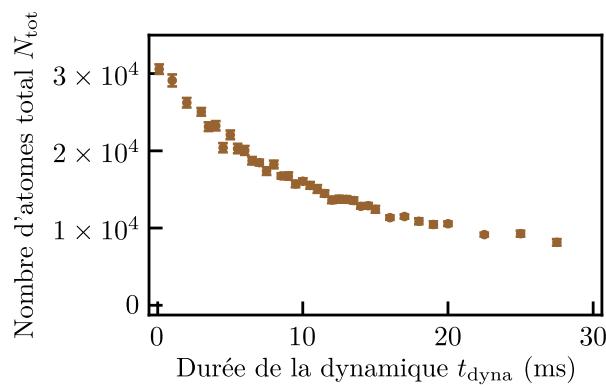


FIGURE 3.4 – Évolution temporelle du nombre d'atomes total lors de la dynamique de spin dans les conditions expérimentales de la figure 3.3.

État initial obtenu par rotation des spins d'un angle $\theta = \pi/4$

Les résultats présentés en [figure 3.5](#) ont été obtenus avec le même gradient « minimum » que dans la [figure 3.3](#) mais cette fois-ci avec une rotation initiale des spins d'un angle $\theta = \pi/4$. Nous observons maintenant une modification significative au cours du temps des populations fractionnaires avec une augmentation du nombre d'atomes mesurés dans l'état $m_s = -3$ et une diminution de ceux mesurés dans $m_s = -2$ à $m_s = 0$ (les populations dans les autres états restent quasi-nulles). Cette dynamique n'ayant pu être initiée par les interactions de contact (voir [section 3.1.2](#)), elle est une conséquence directe des interactions dipôle-dipôle. Ici encore, nous trouvons un très bon accord des simulations sans paramètre libre avec les données.

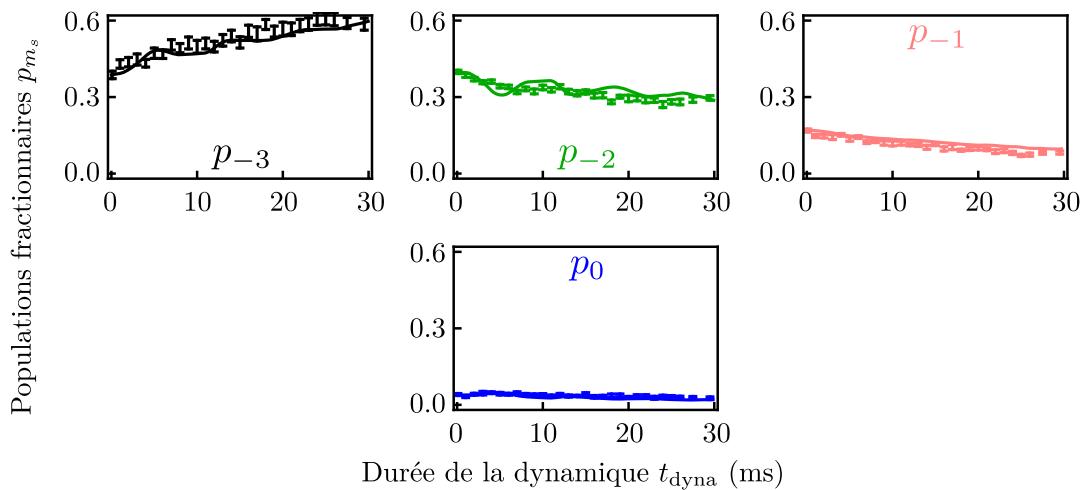


FIGURE 3.5 – Évolution temporelle des populations fractionnaires dans les états Zeeman $m_s = -3$ à 0 après rotation des spins d'un angle $\theta = \pi/4$ (les états $m_s = +1$ à $+3$ ont des populations quasi-nulles). Les conditions de champ magnétique et de gradient sont identiques à celles de la [figure 3.3](#).

Les simulations Gross-Pitaevskii (lignes) sont en très bon accord avec les données (ronds).

Du fait de la plus grande proportion d'atomes dans l'état $m_s = -3$, les pertes par relaxation dipolaire sont ici moins importantes que dans le cas $\theta = \pi/2$, le nombre d'atomes passant d'environ 30 000 à 13 000 en 30 ms (voir [figure 3.6](#)). En effet, deux atomes dans l'état $m_s = -3$ ne peuvent pas relaxer car ils sont déjà dans l'état de plus basse énergie magnétique et ne sont donc pas perdus.

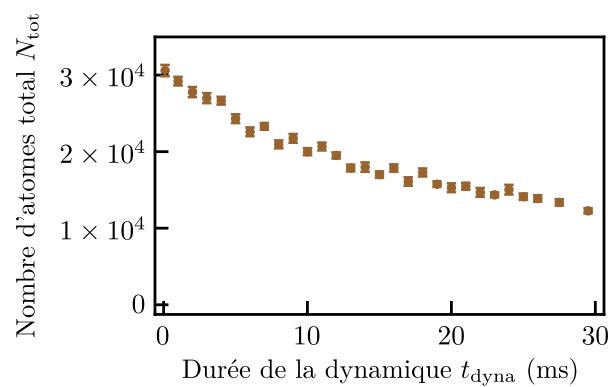


FIGURE 3.6 – Évolution temporelle du nombre d'atomes total lors de la dynamique de spin dans les conditions expérimentales de la [figure 3.5](#).

3.2.2 Résultats à gradient intermédiaire

L'expérience décrite dans cette section a été effectuée avec un champ externe $\vec{B}_{\text{ext}} \approx B_0 \vec{e}_z$ tel que $B_0 \approx 176$ mG et $\vec{e}_z \approx \vec{u}_Y$. Le gradient de champ magnétique selon z associé, b_z , a été minimisé en utilisant les bobines de compensation du gradient ainsi que les bobines du MOT. Les composantes mesurées du gradient sont les suivantes :

$$\begin{cases} b_x = (-8 \pm 11) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1} \\ b_y = (-19 \pm 11) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1} \\ b_z = (0 \pm 11) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1} \end{cases} \quad (3.13)$$

soit $\|\vec{b}\| = (21 \pm 11) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1}$. Le gradient est donc environ trois fois et demi plus grand que dans les expériences présentées en [section 3.2.1](#). Nous avons ici encore peu de gradient dans la direction verticale x mais un gradient plus important dans la direction y .

Avec ce gradient de champ magnétique d'amplitude modérée et pour un angle de rotation initial $\theta = \pi/2$, nous obtenons (voir [figure 3.7](#)), comparativement au gradient faible, une dynamique de spin d'amplitude environ deux fois plus élevée avec $\Delta_{\text{max}} = 0,13 \pm 0,01$ (obtenue cette fois sur la population fractionnaire p_0) et une fréquence d'oscillation plus rapide $f = (45 \pm 5)$ Hz. Les résultats obtenus par résolution numérique des équations de Gross-Pitaevskii sans paramètre libre (effet quadratique négligé) reproduisent également très bien les données expérimentales.

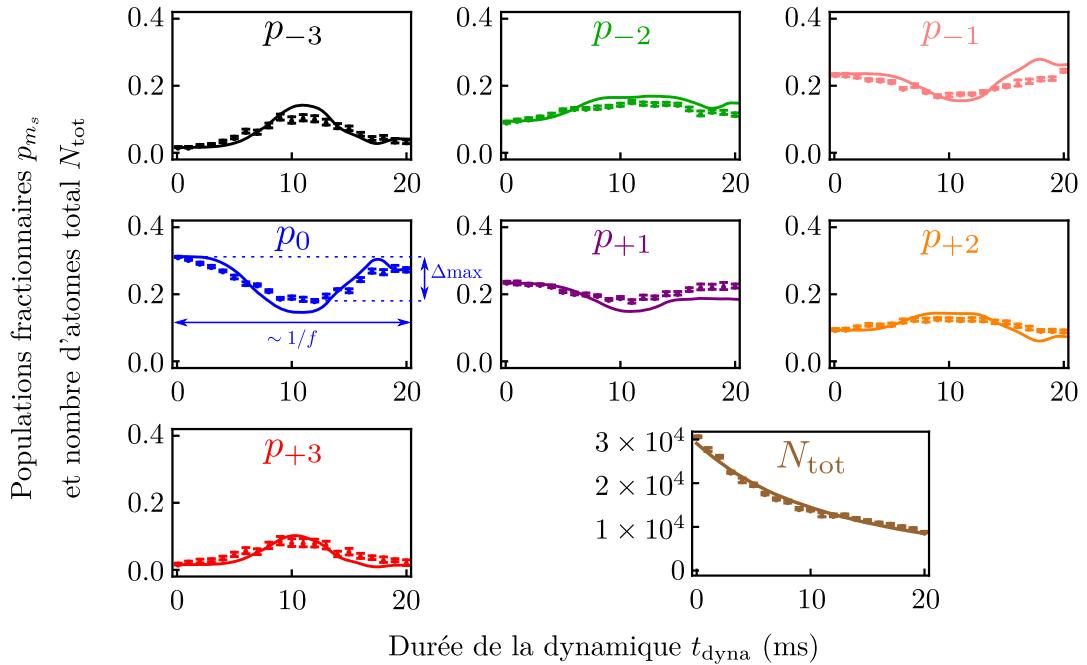


FIGURE 3.7 – Évolution temporelle des populations fractionnaires dans chaque état Zeeman après rotation des spins d'un angle $\theta = \pi/2$ pour un champ externe $B_0 \approx 176$ mG et un gradient $(b_x, b_y, b_z) = (-8 \pm 11, -19 \pm 11, 0 \pm 11) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1}$. Les résultats expérimentaux sont représentés par des points et les résultats des simulations Gross-Pitaevskii par des lignes. Nous négligeons dans les simulations l'effet quadratique de déplacement lumineux dû au piège dipolaire. Les données et simulations sont toujours en bon accord. La dynamique observée est lente (mais plus rapide qu'en [figure 3.5](#)) avec une fréquence d'oscillation $f = (45 \pm 5)$ Hz et d'amplitude faible avec un maximum $\Delta_{\text{max}} = 0,13 \pm 0,01$ obtenu pour $m_s = 0$.

3.2.3 Résultats à gradient « élevé »

L'expérience décrite dans cette section a été effectuée avec un champ externe $\vec{B}_{\text{ext}} \approx B_0 \vec{e}_z$ tel que $B_0 \approx 348$ mG et $\vec{e}_z \approx \vec{u}_X$. Le gradient de champ magnétique selon z associé, b_z , a été minimisé à l'aide des bobines de compensation du gradient uniquement. Le gradient de champ magnétique mesuré est alors principalement selon l'axe x :

$$\begin{cases} b_x = (51 \pm 5) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1} \\ b_y = (3 \pm 15) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1} \\ b_z = (-3 \pm 12) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1} \end{cases} \quad (3.14)$$

soit $\|\vec{b}\| = (51 \pm 5) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1}$. Le gradient est ici environ huit fois et demi plus grand que dans les expériences présentées en [section 3.2.1](#) et deux fois et demi plus grand que dans celle présentée en [section 3.2.2](#). Dans cette configuration de champ magnétique, le gradient restant est quasi-exclusivement selon la direction verticale x .

Comme dans l'expérience précédente, l'état initial est ici obtenu par rotation des spins d'un angle $\theta = \pi/2$, les résultats d'évolution des populations fractionnaires dans les différents états Zeeman sont présentés en [figure 3.8](#).

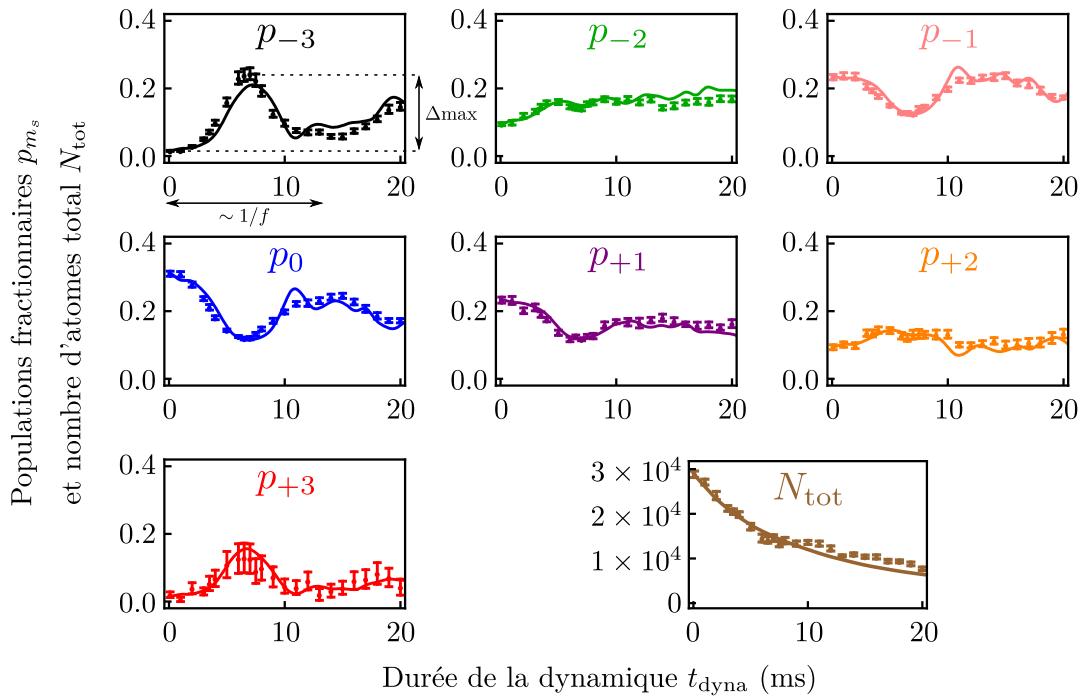


FIGURE 3.8 – Évolution temporelle des populations fractionnaires dans chaque état Zeeman après rotation des spins d'un angle $\theta = \pi/2$ pour un champ externe $B_0 \approx 348$ mG et un gradient $(b_x, b_y, b_z) = (51 \pm 5, 3 \pm 15, -3 \pm 12) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1}$. Les résultats expérimentaux sont représentés par des points et les résultats des simulations Gross-Pitaevskii par des lignes. Les résultats des simulations ont été obtenus en considérant un effet quadratique $q/h = 6$ Hz (voir [figure 3.9](#)) donnant le meilleur accord avec les données. La dynamique observée est plus rapide avec une fréquence d'oscillation $f = (75 \pm 8)$ Hz et de plus grande amplitude qu'en [figure 3.7](#) avec un maximum $\Delta_{\text{max}} = 0,23 \pm 0,02$ obtenu pour $m_s = -3$

Comme on peut le voir, avec l'augmentation de l'amplitude du gradient, nous observons à nouveau une augmentation de l'amplitude de la dynamique avec $\Delta_{\max} = 0,23 \pm 0,02$ (presque deux fois plus élevée que pour le gradient modéré et cette fois sur la population p_{-3}) et une augmentation de la fréquence d'oscillation qui est maintenant $f = (75 \pm 8)$ Hz. Contrairement aux expériences précédentes, nous avons ici cherché à optimiser l'accord entre les simulations Gross-Pitaevskii et les données en modifiant l'effet quadratique q utilisé dans les simulations. En mesurant le χ^2 donnant la qualité de l'ajustement des courbes théoriques à différentes valeurs de q avec les données expérimentales, on obtient un optimum (χ^2 minimisé) pour $q/h = 6$ Hz (voir [figure 3.9](#)). Comme on peut le voir, la dynamique est assez peu sensible à l'effet quadratique entre 0 et l'optimum, c'est pourquoi il est possible de le négliger.

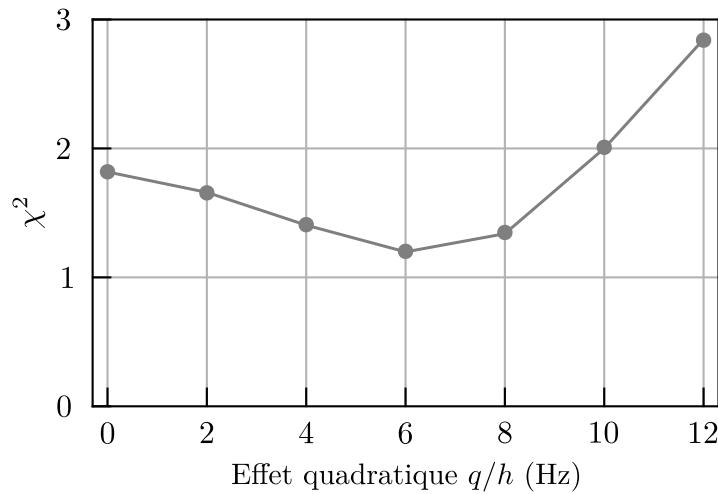


FIGURE 3.9 – Valeur du χ^2 quantifiant l'accord entre la courbe théorique et les données expérimentales montrées en [figure 3.8](#) pour un effet quadratique q non nul. Un optimum est obtenu pour $q/h = 6$ Hz.

3.3 Discussions

3.3.1 Effet du gradient sur la dynamique

Comme on peut le voir dans les expériences successives avec un état initial obtenu par rotation des spins d'un angle $\theta = \pi/2$ et un gradient de champ magnétique d'amplitude de plus en plus grande, les gradients permettent une dynamique de plus en plus importante (voir [figure 3.10a](#)) et de plus en plus rapide (voir [figure 3.10b](#)).

Notre interprétation est que, plus le gradient est important, plus les phénomènes de séparation en fonction de l'état Zeeman et de précession évoqués en introduction sont rapides et importants. Même si le gradient en lui-même ne crée pas de dynamique de spin, il est donc normal d'obtenir une dynamique plus importante et plus rapide *via* les interactions dépendantes du spin lorsque l'amplitude du gradient augmente. En effet, comme nous le verrons dans le [chapitre 4](#) par un développement perturbatif à temps courts, les populations fractionnaires de spin p_{ms} évoluent, à l'ordre le plus bas en t_{dyna} , en $\|\vec{b}\|^2 t_{\text{dyna}}^4$.

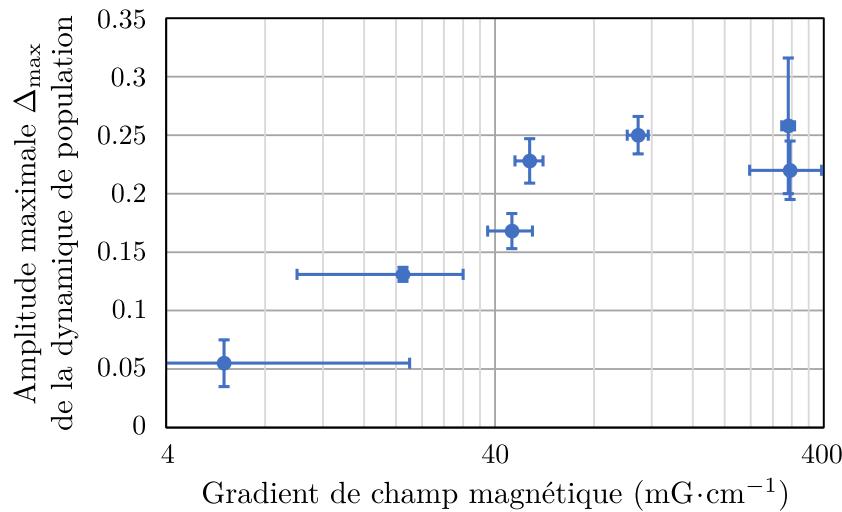
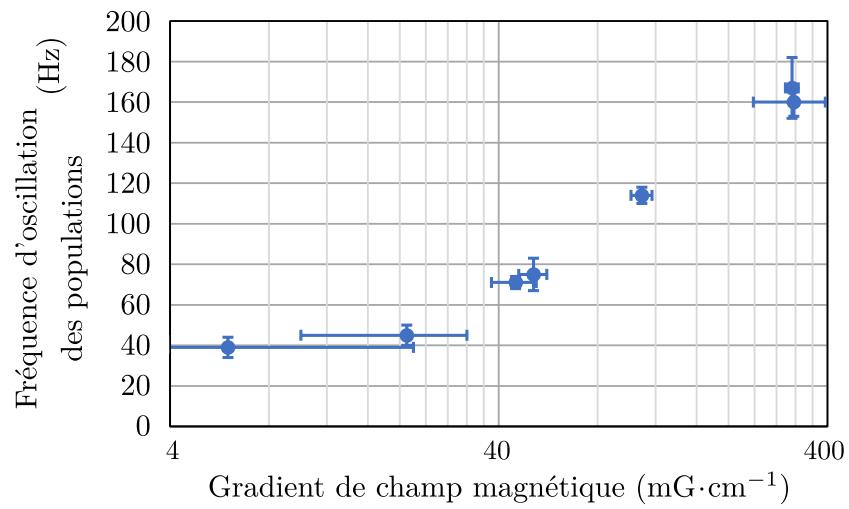
(a) Δ_{\max} en fonction de l'amplitude du gradient.(b) f en fonction de l'amplitude du gradient.

FIGURE 3.10 – Évolution de l'amplitude la plus grande de dynamique de population fractionnaire Δ_{\max} (a) et de la fréquence d'oscillation des populations fractionnaires f (b) en fonction du gradient de champ magnétique. Les données comportent des résultats supplémentaires d'expériences de dynamique de spin, non détaillées dans cette thèse.

3.3.2 Effet des interactions dépendantes du spin sur la dynamique

Dans le cas $\theta = \pi/4$ à gradient faible, on peut voir grâce aux simulations que lorsque les interactions dipôle-dipôle sont annulées ($c_{dd} = 0$), il n'y a plus de dynamique ; tandis que lorsque ce sont les interactions de contact dépendantes du spin qui sont annulées ($c_1 = c_2 = c_3 = 0$), la dynamique obtenue est de plus faible amplitude par rapport à celle obtenue en réalité mais est toujours présente. Les interactions dipôle-dipôle sont donc indispensables pour lancer la dynamique mais celle-ci est ensuite principalement influencée par les interactions de contact dépendantes du spin.

Dans le cas $\theta = \pi/2$, les interactions dipôle-dipôle ne permettent plus de lancer la dynamique (comme prédit par Kawaguchi et Ueda [82] du fait de l'alignement du champ dipolaire avec les spins), il est nécessaire pour cela d'avoir un gradient de champ magnétique. Comme on peut le voir en [figure 3.11](#), la dynamique de spin est ensuite dominée par les interactions de contact dépendantes du spin. Les interactions dipôle-dipôle accélèrent la dynamique mais ne changent que très peu son amplitude par rapport au cas où seules les interactions de contact sont prises en compte.

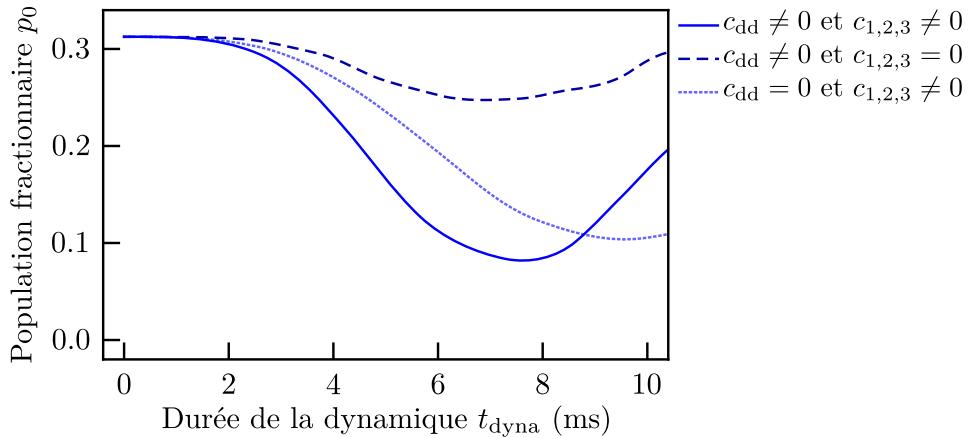


FIGURE 3.11 – Comparaison de l'évolution de la population fractionnaire dans l'état $m_s = 0$ donnée par les simulations Gross-Pitaevskii avec les paramètres de la [figure 3.8](#) lorsque toutes les interactions sont prises en compte (trait plein), lorsque les interactions dipôle-dipôle sont annulées ($c_{dd} = 0$, pointillés) et lorsque les interactions de contact dépendantes du spin sont annulées ($c_1 = c_2 = c_3 = 0$, tirets). Les interactions dipôle-dipôle créent une dynamique d'amplitude plus faible mais plus rapide (de « période » plus courte) que les interactions de contact dépendantes du spin.

3.3.3 Validité du champ moyen

Le bon accord entre nos données expérimentales et les simulations numériques, obtenues à partir de l'équation de Gross-Pitaevskii, implique que nous n'observons pas, sur les 30 ms de l'expérience, d'effets au-delà du champ moyen de la part des interactions dipôle-dipôle. De tels effets ont pourtant été prédits par l'équipe d'Ana Maria Rey (sur des échelles de temps de l'ordre de 10 ms pour notre système) à l'aide de modèles de spin [83] (atomes isolés dans un réseau optique). Des simulations de notre condensat basées sur une méthode appelée *Truncated Wigner Projected Gross-Pitaevskii Equation* [103] effectuées par Bihui Zhu indiquent que ces effets sont en fait retardés à cause des interactions de contact dépendantes du spin (non prises en compte dans les modèles d'Ana Maria Rey), ce qui est probablement également lié à la protection du ferromagnétisme opérée par les interactions de contact et faisant l'objet du [chapitre 4](#).

3.4 Conclusion

- En l'absence de gradient de champ magnétique :
 - pour une rotation initiale des spins d'un angle $\theta = \pi/2$ nous n'observons pas de dynamique, il n'y a donc pas d'effet au-delà du champ moyen visible ;
 - pour une rotation initiale des spins d'un angle $\theta = \pi/4$ nous observons une dynamique, celle-ci est déclenchée par les interactions dipôle-dipôle mais est ensuite dominée par les interactions de contact dépendantes du spin.
- En présence d'un gradient de champ magnétique, une dynamique a lieu même pour $\theta = \pi/2$ et celle-ci est d'autant plus importante et rapide que le gradient est grand. Cette dynamique n'est pas directement due au gradient mais principalement aux interactions de contact dépendantes du spin.

Nos expériences montrent donc qu'il est nécessaire, conformément aux prédictions de champ moyen, d'ajouter un couplage spin-orbite pour créer de la dynamique de spin que ce soit par l'intermédiaire des interactions dipôle-dipôle pour $\theta \neq \pi/2$ ou des gradients de champ magnétique.

Nous allons maintenant voir dans le chapitre suivant un effet inattendu observé sur les expériences de dynamique, à $\theta = \pi/2$ et en présence de gradient, de conservation du caractère ferromagnétique du condensat.

Conservation du ferromagnétisme

Dans le cas des condensats spinoriels (c'est-à-dire de spin $s > 1/2$), l'état ferromagnétique est caractérisé par le fait que le spin a localement une longueur maximale [104, 105], c'est-à-dire de trois dans notre cas.

Un phénomène surprenant, mis en évidence par Kaci Kechadi sur les simulations numériques décrivant les expériences de dynamique de spin présentées au chapitre précédent, est que le caractère ferromagnétique initial des spins est conservé au cours de la dynamique. Ce phénomène, que nous attribuons à un effet du terme en c_1 des interactions de contact dépendantes du spin, a été vérifié expérimentalement et permet d'obtenir un modèle très simple et indépendant des interactions dipôle-dipôle pour l'évolution des populations de spin à temps court.

Un autre phénomène observé sur les simulations et vérifié expérimentalement est le fait que les spins s'alignent et se désalignent de façon périodique. Celui-ci peut être expliqué par l'excitation, due au gradient de champ magnétique, de modes de spin de type magnons piégés qui ont fait l'objet d'un article [106].

4.1 Introduction

Nous allons utiliser dans ce chapitre deux quantités qui vont nous permettre de déterminer le caractère ferromagnétique du condensat ainsi que l'alignement des spins :

- la longueur de spin moyenne Π , donnée par la relation

$$\Pi = \frac{1}{N} \int \|\vec{S}(\vec{r})\| d^3\vec{r} \quad (4.1)$$

- ainsi que la longueur du spin total Ξ , donnée par la relation

$$\Xi = \|\vec{S}_{\text{tot}}\| = \sqrt{{S_{\text{tot}}^x}^2 + {S_{\text{tot}}^y}^2 + {S_{\text{tot}}^z}^2} \quad (4.2)$$

avec N le nombre d'atomes, $\vec{S}(\vec{r})$ le vecteur densité de spin local (introduit en [section 3.1.3](#)) et $\vec{S}_{\text{tot}} = \frac{1}{N} \int \vec{S}(\vec{r}) d^3\vec{r}$ le spin total (adimensionnel et normalisé par N).

Les deux grandeurs Π et Ξ vérifient la relation

$$0 \leq \Xi \leq \Pi \leq 3 \quad (4.3)$$

L'évolution de Π nous renseigne sur la modification, en moyenne, de la longueur des spins, avec $\Pi = 3$ lorsque l'état est ferromagnétique. Cependant, le spin local ne pouvant pas être mesuré, il n'est pas possible d'obtenir Π de façon expérimentale. Ξ en revanche est accessible expérimentalement et nous renseigne (en comparaison avec Π) sur l'alignement global des spins. Nous avons notamment Ξ égal à Π lorsque tous les spins sont parallèles entre eux et égal à zéro lorsqu'ils sont complètement désalignés. En revanche, Ξ nous renseigne en principe peu sur la nature ferromagnétique du condensat, en effet, $\Xi = 3$ indique bien un état ferromagnétique mais $\Xi \neq 3$ n'exclue en rien l'état ferromagnétique puisque les spins peuvent être de longueur maximale mais désalignés.

Malgré la dynamique de population parfois importante que nous avons pu observer au [chapitre 3](#), nous avons remarqué sur les simulations que les spins, d'une part, conservaient au cours du temps leur caractère ferromagnétique initial et que, d'autre part, ils s'alignaient et se désalignaient de façon périodique. Même si l'état de plus basse énergie du condensat aux champs magnétiques utilisés ($B_0 > 0,2 \text{ mG}$) est ferromagnétique, avec l'ensemble des atomes dans l'état $m_s = -3$ [84], notre système ne tend pas (sur les durées de nos expériences) vers cet état ; contrairement à ce qui peut être observé par exemple dans les expériences de résonance magnétique nucléaire, où, par l'intermédiaire de processus de relaxation longitudinale [107], les spins tendent à s'aligner avec le champ magnétique externe. Le phénomène de maintien du caractère ferromagnétique que nous observons ne semble donc pas lié à cet état de plus basse énergie du système, puisque dans notre cas, le spin total reste globalement orthogonal au champ magnétique externe.

Ces phénomènes semblent d'autant plus inattendus que d'une part le gradient de champ magnétique à tendance à désaligner les spins par précession inhomogène, tout comme les interactions dipôle-dipôle, et que d'autre part l'effet quadratique a tendance à faire diminuer la longueur de spin [108]. De plus, les modes spatiaux associés aux fonctions d'onde de chaque état Zeeman ne peuvent plus être considérés comme identiques, ces modes subissant, par l'intermédiaire du gradient, une séparation analogue à celle obtenue par l'expérience de Stern-Gerlach, ce qui, comme vu en [en section 3.1.2](#), peut localement diminuer la longueur de spin. Cette séparation entraînant par exemple l'augmentation, en proportion, de la densité de l'état $m_s = 0$ au centre et donc une réduction, à cet endroit, de la longueur de spin. Par ailleurs, l'état fondamental favorisé par les interactions de contact en l'absence de champ magnétique externe n'est pas ferromagnétique [84]. Rien ne semble donc *a priori* devoir participer au maintien du caractère ferromagnétique du condensat.

Nous verrons dans la suite que le phénomène de maintien du ferromagnétisme est en fait dû aux interactions de contact dépendantes du spin liées au coefficient c_1 (terme de densité de spin, voir [équation \(3.3\)](#)) qui s'opposent aux autres processus dynamiques en maintenant les spins de longueur maximale et que l'alignement périodique des spins peut être attribué à l'excitation par le gradient de modes de spin de type magnons piégés.

4.2 Résultats numériques

4.2.1 Mise en évidence de la protection du ferromagnétisme

Les résultats numériques de dynamique de spin en condensat de la figure [figure 4.1](#) (simulations à 3D) montrent l'évolution du spin local dans le plan ($0yz$) avec et sans interactions dépendantes du spin (c'est-à-dire à la fois les interactions de contact dépendantes du spin et les interactions dipôle-dipôle) et sans effet quadratique ($q = 0$), pour un champ magnétique externe effectif $\vec{B}_{\text{ext}} = (B_0 + \vec{b} \cdot \vec{r}) \hat{e}_z$ avec une amplitude au centre $B_0 = 190 \text{ mG}$, un gradient $(b_x, b_y, b_z) = (0, 36, 0) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1}$ et une direction du champ $\hat{e}_z \approx \vec{u}_X$ (les vecteurs unitaires correspondent à ceux du chapitre précédent [section 3.1.2](#)).

On peut remarquer qu'après 8 ms de dynamique en présence des interactions et à nouveau à 24 ms, les atomes sur les côtés (dans la direction du gradient) sont soit principalement dans l'état $m_s = +3$ (spins alignés avec \vec{B}_{ext} et de longueur maximale) en champ plus faible ($y < 0$), soit principalement dans l'état $m_s = -3$ (spins anti-alignés avec \vec{B}_{ext} et de longueur maximale) en champ plus fort ($y > 0$) ; tandis qu'autour de $y = 0$ ils restent alignés avec l'axe y . De plus, on peut voir qu'en moyenne au cours du temps, la longueur de spin diminue peu et reste en grande partie proche de 3.

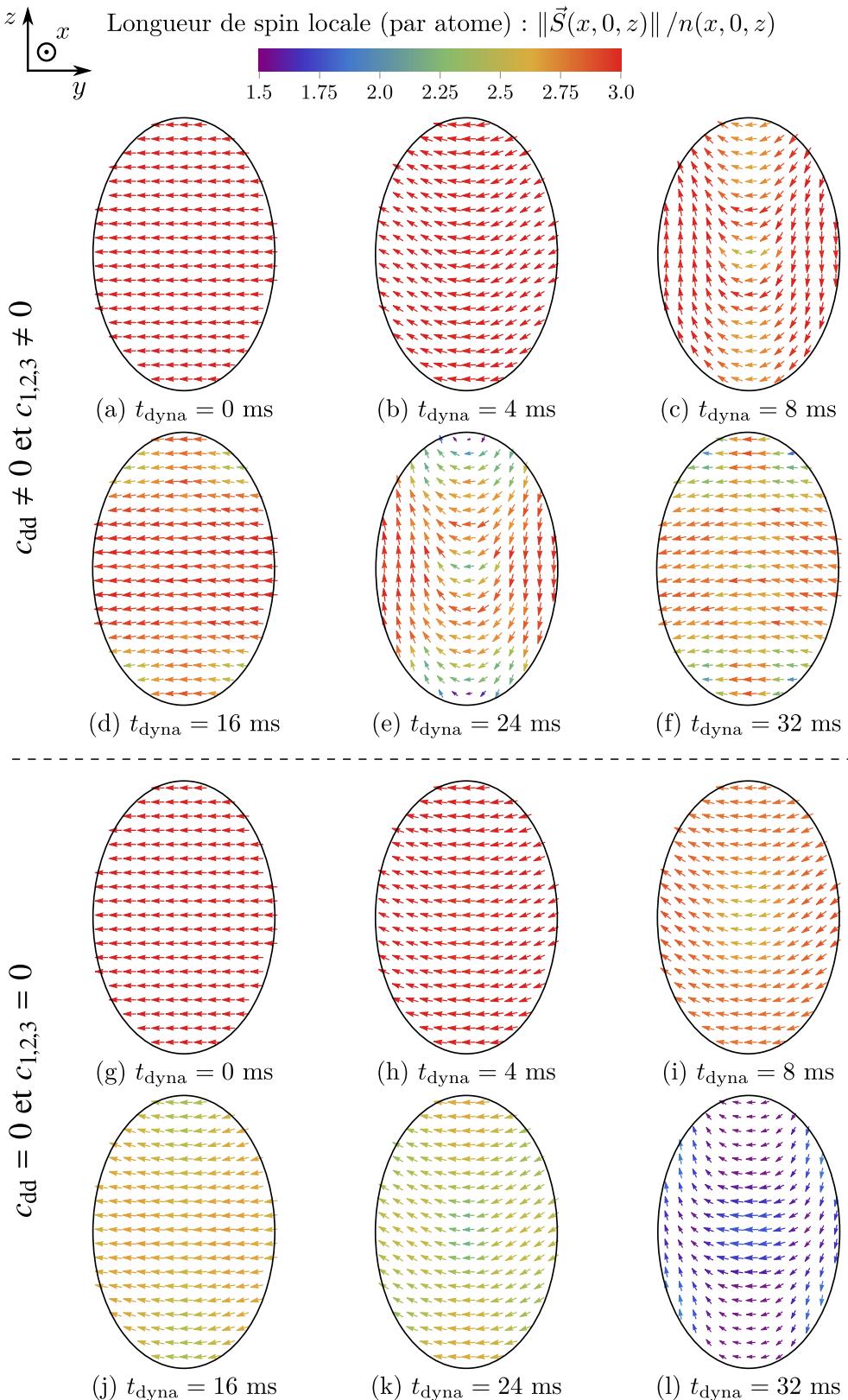


FIGURE 4.1 – Projection du vecteur densité de spin $\vec{S}(\vec{r})$ dans le plan $(0yz)$ pour différentes durées de dynamique de $t_{\text{dyna}} = 0$ ms à 32 ms après rotation des spins d'un angle $\theta = \pi/2$ autour de l'axe x . Les images (a) à (f) ont été obtenues en prenant en compte dans les simulations les interactions dépendantes du spin (contact et dipôle-dipôle) tandis qu'elles sont ignorées dans les images (g) à (l). Le gradient de couleur indique la valeur de la longueur de spin locale. Ces résultats numériques ont été obtenus avec un champ magnétique $B_0 = 190$ mG, un gradient $(b_x, b_y, b_z) = (0, 36, 0)$ mG·cm $^{-1}$ et en négligeant l'effet quadratique ($q = 0$). (Images fournies par Kaci Kechadi.)

Notons que du fait de la distribution en densité du condensat, les atomes au centre sont plus nombreux qu'aux bords et les spins restent ainsi globalement alignés même lorsque les atomes aux bords sont désalignés. Cela est visible en [figure 4.2](#) où Ξ ne descend pas en dessous de 1,8.

En l'absence d'interactions dépendantes du spin en revanche, on observe une baisse progressive et globale de la longueur de spin, celle-ci atteignant environ 2,6 après 16 ms et 1,8 après 32 ms. On observe également le même phénomène dû au gradient qu'en présence des interactions dépendantes du spin, avec les spins pointant vers le haut en $y < 0$ et donc des atomes plus proches de l'état $m_s = +3$ tandis qu'ils pointent vers le bas en $y > 0$ avec donc des atomes plus proches de l'état $m_s = -3$.

Ces observations sont dans les deux cas conformes à la séparation spatiale due au gradient en fonction de l'état Zeeman qui est attendue, avec la particularité qu'en présence des interactions dépendantes du spin, la longueur de spin reste majoritairement maximum.

On observe également dans les deux cas que les spins se réalignent, à 16 ms et 32 ms en présence des interactions dépendantes du spin et à 16 ms en leur absence.

Ces constatations sont confirmées en [figure 4.2](#) où sont tracées la longueur de spin moyenne Π et la longueur du spin total Ξ en fonction de la durée de la dynamique dans les mêmes conditions que pour la [figure 4.1](#).

On peut ainsi voir qu'en l'absence d'interactions dépendantes du spin, Π et Ξ diminuent de façon similaire et quasi-monotone jusqu'à $\sim 1,8$ en 32 ms. Dans ce cas-là, la longueur de spin diminue donc en moyenne au cours du temps ; de plus, comme Ξ reste proche de Π , cela signifie que les spins demeurent globalement alignés entre eux.

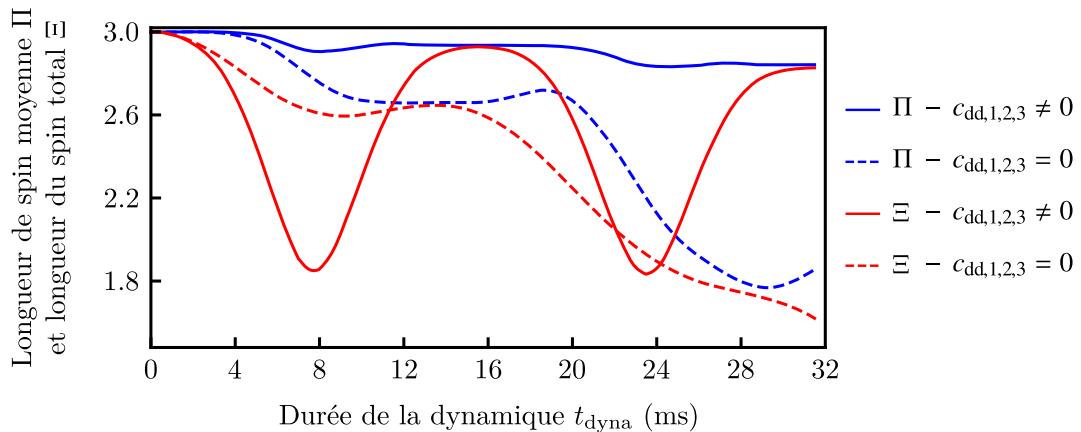


FIGURE 4.2 – Évolution de la longueur de spin moyenne (courbes bleues) et de la longueur du spin total (courbes rouges) en fonction de la durée de dynamique. Les courbes sont obtenues à partir des mêmes simulations que la [figure 4.1](#) (champ magnétique $B_0 = 190$ mG, gradient $(b_x, b_y, b_z) = (0, 36, 0)$ mG·cm $^{-1}$ et effet quadratique $q = 0$). En traits pleins sont les résultats obtenus en prenant en compte les interactions dépendantes du spin (contact et dipôle-dipôle) et en pointillés ceux obtenus en les négligeant.

Au contraire, en présence des interactions dépendantes du spin, les comportements de Π et Ξ sont très différents. Ainsi, la longueur de spin moyenne Π ne diminue que très peu au cours du temps, restant supérieur à 2,8 sur une durée de dynamique de 32 ms ; tandis que la longueur de spin total Ξ oscille entre Π et un peu plus de 1,8 à une fréquence $f = 64$ Hz (correspondant également à la fréquence d'oscillation des populations de spin). La longueur de spin reste donc en moyenne proche de son maximum et les spins se réalignent parfaitement de

façon périodique toutes les 16 ms. Nous pouvons voir dans notre article [106] que ces oscillations de spins sont associées à des oscillations spatiales des atomes aux mêmes fréquences avec la propriété remarquable qu'elles sont inférieures aux fréquences de piégeage (tant que le gradient n'est pas trop élevé, $\|\vec{b}\| \lesssim 700 \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1}$). Dans cet article, nous montrons pour la première fois dans un gaz quantique l'apparition de modes collectifs de spin de type magnons piégés. J'ai cependant choisi de ne pas parler de ces résultats plus en détail dans ma thèse, par manque de temps mais aussi parce que ma contribution sur cet article n'a pas été très importante. Celui-ci résulte principalement en effet du travail d'analyse de données de Steven Lepoutre, alors en post-doc dans l'équipe, qui a mis en évidence les oscillations spatiales des atomes, et du savoir faire de Bruno Laburthe, qui a développé un modèle basé sur les équations d'un ferrofluide pour comprendre la génération de ces modes de spin.

Les cas avec et sans interactions dépendantes du spin sont donc très différents. La longueur de spin moyenne reste proche du maximum en présence des interactions tandis qu'elle diminue en leur absence. Quant à l'alignement des spins, ceux-ci se désalignent rapidement en présence des interactions dépendantes du spin (Ξ s'éloigne de Π) mais se réalignent périodiquement ; tandis qu'en leur absence, les spins restent, au moins sur les 32 premières millisecondes de dynamique, globalement alignés (Ξ proche de Π).

4.2.2 Détermination de la cause du maintien du ferromagnétisme

Nous avons ensuite cherché à savoir grâce aux simulations, parmi les interactions dépendantes du spin, lesquelles étaient responsables du maintien du ferromagnétisme dans le condensat. Nous avons pour cela observé numériquement l'évolution de la longueur de spin moyenne Π .

La [figure 4.3](#) montre l'évolution de Π en fonction de la durée de la dynamique avec les paramètres de la [figure 3.8](#) (gradient « élevé »). On peut voir, d'après ces simulations, que les interactions de contact et les interactions dipôle-dipôle s'opposent, les premières tendant à maintenir la longueur de spin proche de son maximum tandis que les secondes tendent à la réduire. En effet, par rapport au cas sans interactions dépendantes du spin, la longueur de spin diminue encore plus vite en présence des interactions dipôle-dipôle (au moins pour les temps inférieurs à 9 ms) tandis qu'elle diminue beaucoup moins vite lorsque seules les interactions de contact sont prises en compte. Dans le cas où toutes les interactions sont prises en compte, la situation est intermédiaire, la longueur de spin moyenne restant néanmoins proche de sa valeur lorsque seules les interactions de contact sont considérées.

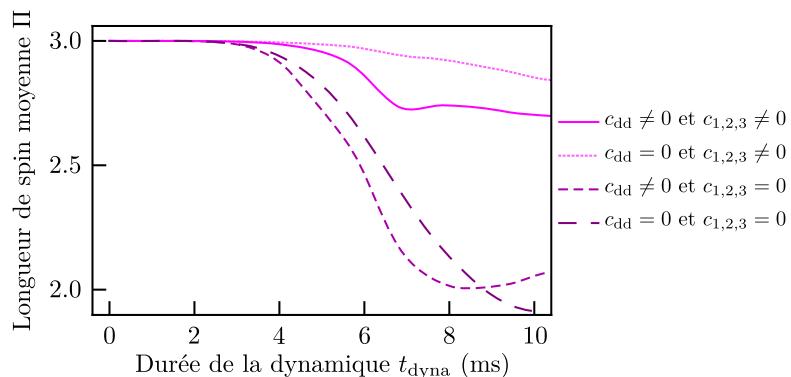


FIGURE 4.3 – Évolution de la longueur de spin moyenne Π en fonction de la durée de dynamique, obtenue à partir de simulations Gross-Pitaevskii pour une configuration identique à celle de la [figure 3.8](#) (champ magnétique $B_0 = 350 \text{ mG}$, gradient $(b_x, b_y, b_z) = (51, -3, -3) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1}$). La courbe en ligne pleine prend en compte à la fois les interactions de contact et dipôle-dipôle, la ligne en pointillés ne prend en compte que les interactions de contact, celle en tirets courts que les interactions dipôle-dipôle et celle en tirets longs ne prend en compte aucune interaction dépendante du spin.

Les interactions de contact dépendantes du spin ont donc un effet dominant sur l'évolution de Π et permettent le maintien de la longueur de spin moyenne proche de sa valeur maximum. Nous ne savons cependant pas encore quels termes des interactions de contact produisent cet effet, nous examinons donc l'influence de chaque terme des interactions de contact dépendantes du spin sur l'évolution de Π . Les résultats de cette étude sont présentés en [figure 4.4](#) où sont données la dynamique de population et l'évolution de Π en fonction de la durée de la dynamique cette fois encore avec les paramètres de la [figure 3.8](#). Ces résultats numériques sont donnés en ne considérant aucun des trois termes des interactions de contact dépendantes du spin, un seul des trois termes à la fois ou les trois en même temps et ce à chaque fois en l'absence des interactions dipôle-dipôle.

Nous pouvons ainsi voir que le terme en c_2 n'a aucune influence sur la longueur de spin moyenne qui atteint un minimum de 1,9, comme en l'absence d'interactions dépendantes du spin, et ne crée que peu de dynamique de population (tout du moins sur les 10 premières millisecondes). Le terme en c_3 quant à lui permet un léger maintien de la longueur de spin moyenne (minimum à 2,3) et une dynamique de population mais c'est surtout le terme en c_1 qui produit un effet, Π ne descendant pas en dessous de 2,8 sur 10 ms et la dynamique de population étant plus importante que pour c_3 . De plus, en comparant le cas où seul le terme en c_1 est pris en compte et celui où les trois sont pris en compte, la différence, à la fois sur la dynamique de population et la longueur de spin moyenne, est très faible. L'effet du terme en c_1 est donc très dominant par rapport aux deux autres qui peuvent alors être négligés.

4.2.3 Condition sur le gradient pour rester ferromagnétique

Le gradient de champ magnétique a pour effet de modifier les phases des différentes composantes du spineur représentant le condensat, ce qui a pour conséquence une perte de cohérence entre ces phases. Cependant, pour avoir une conservation du ferromagnétisme, il est nécessaire de conserver la cohérence de phase ce qui nécessite des échanges de spin. L'effet du gradient est donc compensé par les interactions dépendantes du spin et notamment, comme nous l'avons vu, par le terme en c_1 des interactions de contact.

L'effet dominant du terme en c_1 des interactions de contact au début de la dynamique peut également être appréhendé en se plaçant dans une base où tous les atomes sont initialement dans l'état $|s = 3, m_s = -3\rangle$. Le gradient permet alors dans un premier temps l'apparition d'atomes dans l'état $|s = 3, m_s = -2\rangle$. Les interactions de contact entre différents $m_s = -3$ ainsi qu'entre $m_s = -3$ et $m_s = -2$ n'impliquent que le canal moléculaire $S = 6$ et celles entre différents $m_s = -2$ impliquent les canaux moléculaires $S = 6$ et $S = 4$ auxquels sont associés les termes en c_0 et c_1 des interactions de contact qui dépendent des longueurs de diffusion a_6 et a_4 . Les canaux moléculaires $S = 2$ et $S = 0$ sont eux, dans un premier temps, bloqués et les termes en c_2 , qui dépend en plus de la longueur de diffusion a_0 , et c_3 , qui dépend en plus de a_2 , n'entrent donc pas en jeu.

Les interactions de contact dépendantes du spin en c_1 ont pour effet de maintenir le système dans un état ferromagnétique maximum en énergie. L'énergie ferromagnétique du condensat est de l'ordre de $E_{c_1} = c_1 n$ avec n la densité. On suppose alors que l'énergie cinétique apportée par le gradient, de l'ordre de $E_{\text{grad}} = \frac{(g_s \mu_B \|\vec{b}\|)^2}{m} t^2$, doit être très inférieure à E_{c_1} pour que les interactions en c_1 continuent à maintenir le système dans son état ferromagnétique :

$$E_{\text{grad}} \ll E_{c_1} \Leftrightarrow \|\vec{b}\|^2 t^2 \ll \frac{c_1 n m}{(g_s \mu_B)^2} \quad (4.4)$$

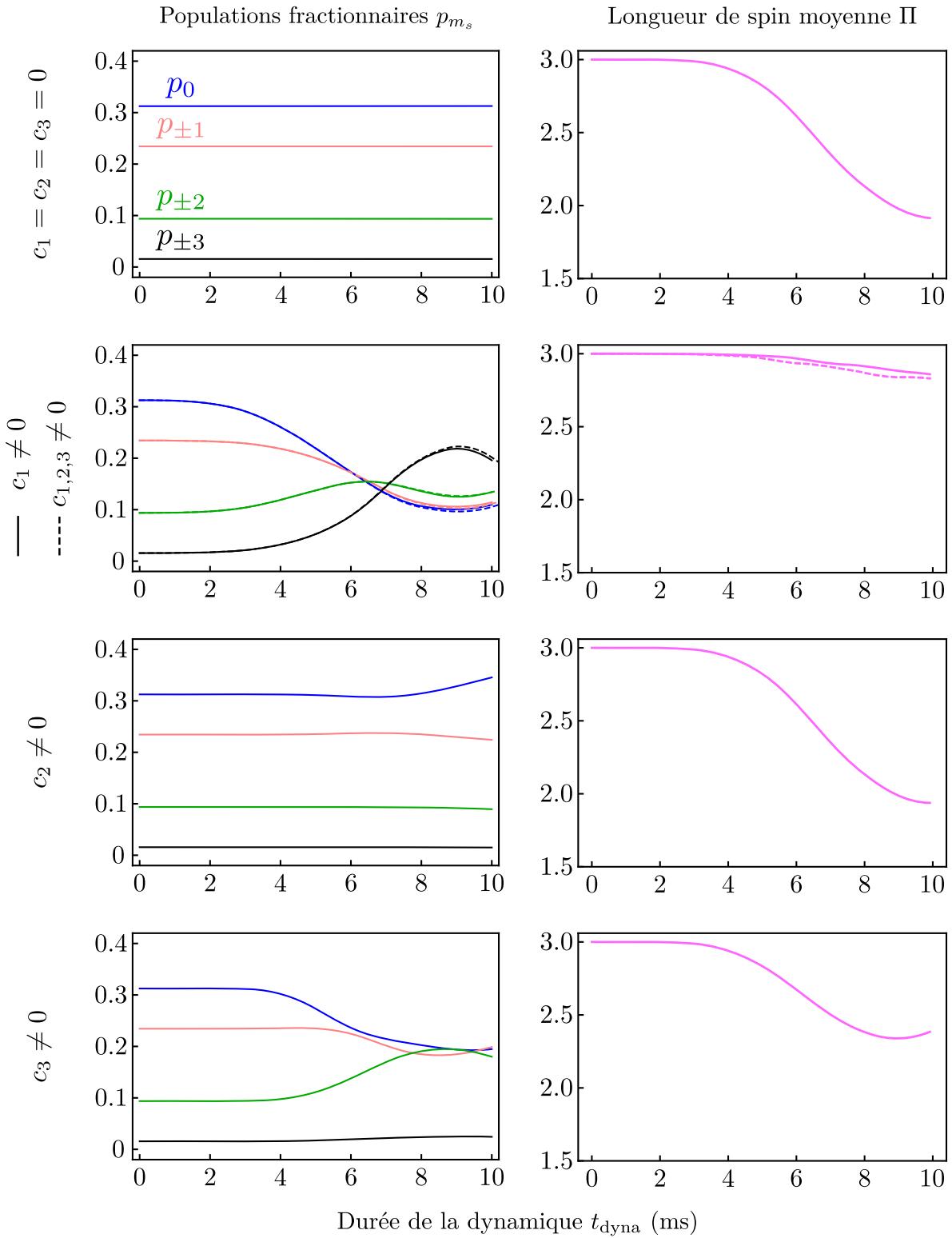


FIGURE 4.4 – Résultats de simulations Gross-Pitaevskii sans interactions dipôle-dipôle et avec un effet quadratique $q/h = 6$ Hz dans les mêmes conditions de champ magnétique que pour la [figure 3.8](#) (champ magnétique $B_0 = 350$ mG, gradient $(b_x, b_y, b_z) = (51, -3, -3)$ mG·cm $^{-1}$). Ces résultats sont obtenus en prenant les trois termes d’interactions de contact dépendantes du spin égaux à zéro ou en ne prenant en compte qu’un seul des trois termes. On peut voir que la dynamique de spin ainsi que la conservation du caractère ferromagnétique sont principalement dues au terme en c_1 , les lignes en pointillées sur les figures avec $c_1 \neq 0$ ayant été obtenues en prenant en compte les trois termes d’interactions de contact dépendantes du spin.

De plus, pour un condensat piégé, l'énergie cinétique la plus grande est obtenue au temps $t = 1/4f$ correspondant à un quart de la période du piège avec f la fréquence de piégeage. On a alors :

$$\|\vec{b}\| \ll 4f \frac{\sqrt{c_1 n m}}{g_s \mu_B} \approx 350 \text{ mG} \cdot \text{cm}^{-1} \quad (4.5)$$

avec $f = 210 \text{ Hz}$ la plus petite fréquence de piégeage de notre piège (voir section 1.5.6), $c_1 \approx 3 \times 10^{-52} \text{ J} \cdot \text{m}^3$ donné par l'équation (3.7) et $n = n_0 \approx 2,3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ la densité au centre de notre condensat.

Ce résultat est donné en ordre de grandeur, ce qui permet néanmoins d'avoir une estimation de la limite autour de laquelle l'effet du gradient devient trop fort pour être compensé par l'interaction de contact en c_1 . Le gradient le plus élevé dans les expériences présentées au chapitre précédent était de $51 \text{ mG} \cdot \text{cm}^{-1}$, le gradient dans ces expériences respectait donc le critère de l'équation (4.5). S'il n'était pas respecté, on pourrait s'attendre à observer des effets des termes en c_2 et c_3 des interactions de contact dépendantes du spin qui ne conservent pas la longueur de spin (voir figure 4.4). La longueur de spin total Ξ devrait donc fortement diminuer à cause du gradient et la longueur de spin moyenne Π pourrait diminuer à cause des termes en c_2 et c_3 des interactions de contact dépendantes du spin.

4.3 Vérification expérimentale

Nous avons également pu, grâce à des mesures expérimentales de la longueur du spin total Ξ , vérifier les résultats obtenus par simulations numériques.

Le déroulé de l'expérience est présenté en figure 4.5, le début est identique à celui des expériences de dynamique de spin avec une impulsion $\pi/2$ suivie d'un temps d'interaction t_{dyna} . En revanche, une deuxième impulsion $\pi/2$ est appliquée juste avant la mesure des populations par la procédure de Stern-Gerlach. À cause du bruit que nous avons sur la fréquence de Larmor, la composante du spin total transverse au champ magnétique externe, $\vec{S}_{\text{tot}}^\perp = S_{\text{tot}}^x \vec{e}_x + S_{\text{tot}}^y \vec{e}_y$, pointe rapidement (en quelques ms) dans une direction aléatoire du plan ($0xy$). Après la seconde impulsion $\pi/2$, il pointe alors dans une direction aléatoire du plan (Oxz). Si l'expérience est répétée suffisamment de fois, l'enveloppe des mesures de la projection selon z du spin total $M_z = \sum m_s p_{m_s}$ donne alors la norme de $\vec{S}_{\text{tot}}^\perp$ en fin de dynamique.

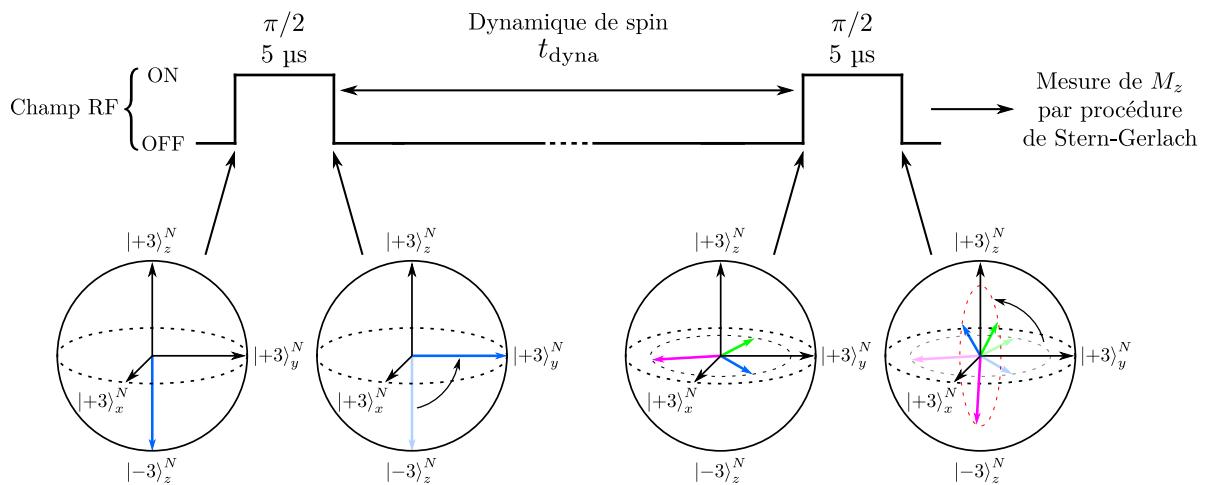


FIGURE 4.5 – Principe des expériences de mesure de la longueur de spin par une séquence $\pi/2 - t_{\text{dyna}} - \pi/2$. Le spin total pointant dans une direction aléatoire en fin de dynamique, l'enveloppe des mesures de M_z après cette séquence donne la longueur du spin transverse S_{tot}^\perp à la fin de la dynamique.

La mesure de M_z , faite cette fois en fin de dynamique de spin (c'est-à-dire sans la deuxième impulsion $\pi/2$), permet d'obtenir également la valeur de S_{tot}^z . Comme on peut le voir en [figure 4.6](#), obtenue avec un champ magnétique externe $B_0 \approx 165$ mG et un gradient $(b_x, b_y, b_z) \approx (-6, 2, 45)$ mG·cm $^{-1}$, S_{tot}^z a une valeur initiale de zéro et ne descend pas en dessous de $-0,4$ au cours des 13 ms de dynamique.

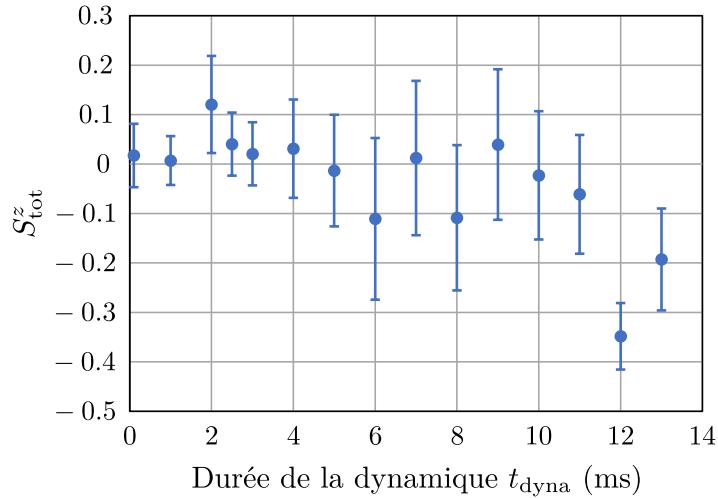


FIGURE 4.6 – Mesures, après une séquence $\pi/2 - t_{\text{dyna}}$ (dynamique normale), de la valeur de $M_z = S_{\text{tot}}^z$ pour un champ externe $B_0 \approx 165$ mG et un gradient $(b_x, b_y, b_z) \approx (-6, 2, 45)$ mG·cm $^{-1}$. Comme on peut le voir, S_{tot}^z reste suffisamment proche de zéro pour être négligé face à $\|\vec{S}_{\text{tot}}^\perp\|$ (qui reste proche de trois) pour l'obtention de la longueur du spin total Ξ .

Le résultat de l'expérience avec une impulsion $\pi/2$ finale, effectuée également avec un champ magnétique externe $B_0 \approx 165$ mG et un gradient $(b_x, b_y, b_z) \approx (-6, 2, 45)$ mG·cm $^{-1}$, est présenté en [figure 4.7](#). L'enveloppe des mesures ne donne qu'une borne inférieure à la valeur de $\|\vec{S}_{\text{tot}}^\perp\|$. Il est nécessaire, pour chaque temps, de répéter l'expérience suffisamment de fois afin que cette borne inférieure soit le plus proche possible de $\|\vec{S}_{\text{tot}}^\perp\|$. Théoriquement une cinquantaine de photos suffisent à avoir une erreur inférieure à 1 % si on considère que $\|\vec{S}_{\text{tot}}^\perp\|$ ne fluctue pas et qu'il n'y a pas d'erreur de mesure ; idéalement il faudrait plutôt comparer la distribution des mesures à une distribution théorique pour obtenir la valeur de $\|\vec{S}_{\text{tot}}^\perp\|$, ce qui sera fait pour les mesures de longueur de spin en réseau profond au [chapitre 6](#), mais nous n'avons pas jugé cela nécessaire ici. La forte variabilité des valeurs des populations fractionnaires p_{m_s} d'une photo à l'autre complique également l'analyse des images (par la méthode présentée en [section 1.8.3](#)) qui doit être faite avec soin pour chaque photo afin d'éviter des erreurs d'analyse du programme informatique et donc des erreurs dans les mesures des populations fractionnaires. Cette expérience nécessite de plus une bonne calibration des coefficients de déetectivité f_{m_s} afin d'obtenir à chaque fois la bonne valeur de M_z .

Comme on peut le voir en [figure 4.7](#), la valeur de $\|\vec{S}_{\text{tot}}^\perp\|$ reste supérieure à 2,1 pendant les 13 ms de dynamique. La mesure de la longueur du spin total en fin de dynamique Ξ peut donc être approximée de la manière suivante :

$$\Xi = \sqrt{\|\vec{S}_{\text{tot}}^\perp\|^2 + S_{\text{tot}}^z} \approx \|\vec{S}_{\text{tot}}^\perp\| \quad (4.6)$$

On peut voir finalement sur la [figure 4.7](#) que nous avons un assez bon accord entre la valeur de Ξ obtenue à l'aide de simulations Gross-Pitaevskii et l'enveloppe de nos mesures de M_z après la séquence $\pi/2 - t_{\text{dyna}} - \pi/2$. Notons que le fait que le Ξ théorique descende moins bas en [figure 4.7](#) qu'en [figure 4.2](#) alors que le gradient est plus élevé peut être expliqué par le fait que le nombre d'atomes utilisé pour la première est de 15 000 contre 38 000 pour la deuxième. La densité atomique et le rayon du condensat sont donc plus petit pour la [figure 4.7](#) ce qui explique l'amplitude moindre.

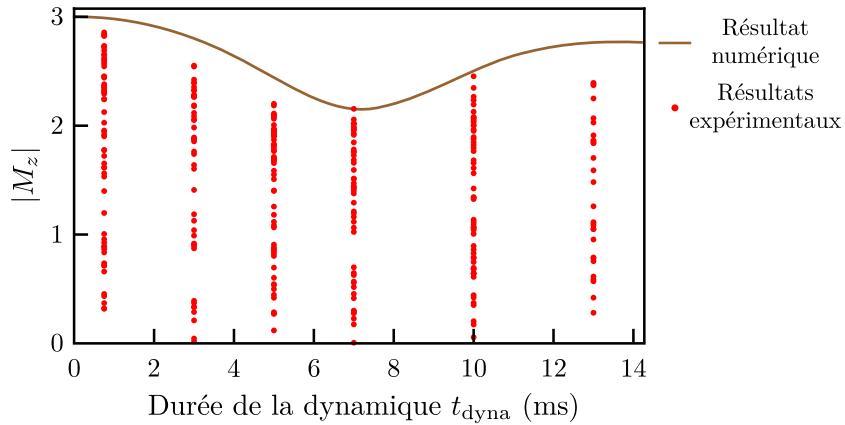


FIGURE 4.7 – Mesures de la valeur de $|M_z| = |\sum m_s p_{m_s}|$ après la séquence présentée en [figure 4.5](#) pour une configuration de champ identique à la [figure 4.6](#). Les valeurs extrêmales donnent une borne inférieure à la longueur du spin total Ξ . La ligne donne la valeur de Ξ calculée numériquement à partir de simulations Gross-Pitaevskii. Chaque temps comporte entre 45 et 61 points sauf $t_{\text{dyna}} = 13$ ms pour lequel il n'y en a que 28.

Finalement, comme $\Xi \leq \Pi$, nous pouvons également dire que la mesure de la longueur du spin total obtenue donne une borne inférieure à la longueur de spin moyenne Π , confirmant que celle-ci reste au moins supérieure à 2,1.

Nous allons maintenant mettre à profit la conservation du ferromagnétisme pour développer un modèle simple permettant de décrire la dynamique de spin à temps court.

4.4 Modèle à temps court pour la dynamique de population

Connaissant l'effet des interactions, nous développons un modèle perturbatif à temps court prenant en compte l'effet des gradients par une séparation des composantes de spin et celui des interactions, de façon empirique, en imposant la conservation du ferromagnétisme au centre du condensat. Cela va nous permettre d'obtenir une équation décrivant la dynamique de populations initiale très simple et indépendante des interactions.

Partons d'un condensat spinoriel de spin s dans un état initial ferromagnétique donné par les populations fractionnaires associées à chaque état Zeeman $p_{m_s}(0)$. Nous considérons dans un premier temps que les interactions ne jouent aucun rôle.

Un gradient de champ magnétique \vec{b} entraîne une accélération des différents états m_s donnée par :

$$\vec{a}_{m_s} = -\frac{m_s g_s \mu_B}{m} \vec{b} \quad (4.7)$$

En supposant le gradient orienté selon l'axe x ($\vec{b} = b \vec{e}_x$), la distribution d'atomes dans l'état m_s est déplacée au bout d'un temps t d'une distance x_{m_s} donnée par :

$$x_{m_s}(t) = \frac{1}{2} a_{m_s} t^2 = -\frac{m_s g_s \mu_B}{2m} b t^2 \quad (4.8)$$

En prenant une densité gaussienne pour chaque état Zeeman, la densité de l'état m_s après un temps t en ne considérant que l'effet mécanique du gradient est donnée par :

$$n_{m_s}^g(x, y, z, t) = \frac{N_{m_s}(0)}{\pi^{3/2}\sigma_x\sigma_y\sigma_z} \exp\left(-\frac{(x - x_{m_s})^2}{\sigma_x^2} - \frac{y^2}{\sigma_y^2} - \frac{z^2}{\sigma_z^2}\right) \quad (4.9)$$

avec $N_{m_s}(0)$ le nombre d'atomes dans l'état m_s à $t = 0$ et σ_α le rayon à 1/e dans la direction α (on suppose ici que la forme de la distribution n'est pas modifiée).

On ne considère ensuite plus que la densité au centre donnée par :

$$n_{m_s}^{g,0}(t) = \frac{N_{m_s}(0)}{\pi^{3/2}\sigma_x\sigma_y\sigma_z} \exp\left(-\frac{x_{m_s}^2}{\sigma_x^2}\right) \underset{x_{m_s} \ll \sigma_x}{\approx} \left(1 - \left(\frac{x_{m_s}}{\sigma_x}\right)^2\right) n_{m_s}^{g,0}(0) \quad (4.10)$$

On applique maintenant l'effet des interactions au centre, où l'état ferromagnétique initial doit être conservé. Les populations fractionnaires au centre doivent donc être les mêmes qu'à $t = 0$. La densité au centre devient alors :

$$n_{m_s}^{i,0}(t) = p_{m_s}(0)n_{\text{tot}}^0(t) = \beta_{m_s}(t)n_{m_s}^{g,0}(t) \quad (4.11)$$

En appliquant, de façon simpliste, le coefficient $\beta_{m_s}(t)$ obtenu au centre au nuage entier, on obtient pour l'ensemble des atomes les populations fractionnaires :

$$p_{m_s}(t) = \beta_{m_s}(t)p_{m_s}(0) \approx \left(1 + \left(\frac{x_{m_s}}{\sigma_x}\right)^2 - \sum_{m'_s} \left(\frac{x_{m'_s}}{\sigma_x}\right)^2 p_{m'_s}(0)\right) p_{m_s}(0) \quad (4.12)$$

soit :

$$\frac{p_{m_s}(t)}{p_{m_s}(0)} = 1 + \left(\frac{g_s\mu_B b}{2m\sigma_x}\right)^2 \left[m_s^2 - \sum_{m'_s} {m'_s}^2 p_{m'_s}(0)\right] t^4 \quad (4.13)$$

Les résultats donnés par cette équation sont comparés à des données expérimentales dans la figure 4.8a pour un gradient de $6 \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1}$. On observe un bon accord sur les dix premières millisecondes où la faible dynamique de population est bien reproduite par le modèle. Cela n'est le cas cependant qu'à gradient faible, pour un gradient de $21 \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1}$, on observe déjà que l'évolution des populations est plus rapide en réalité qu'avec le modèle perturbatif de l'équation (4.13) (voir figure 4.8b). Par comparaison avec des simulations de type Gross-Pitaevskii nous avons pu voir que cette équation est en fait en bon accord avec des simulations ne prenant pas en compte les interactions dipôle-dipôle [85], le désaccord observé semble donc provenir de ces interactions que nous avons ici négligées devant les interactions de contact.

Notons que l'équation (4.13) peut également être trouvée en prenant le développement à temps court des équations analytiques obtenues dans notre article sur les modes de spin [106], ce qui confirme l'intérêt de ce modèle très simple. Ces équations analytiques, obtenues à partir d'équations hydrodynamiques du condensat, reproduisent également bien la dynamique de population obtenue pour des gradients faibles à modérés. Cela montre l'intérêt de la description de la dynamique de spin par des modes magnons piégés et révèle que la fréquence d'oscillation de Ξ et des populations p_{m_s} est fixée, à gradients faibles, par la taille du condensat ; ce qui explique le fait que la fréquence d'oscillation est inférieure aux fréquences de piégeage.

Dans sa thèse [84] Kaci Kechadi calcule également l'évolution de la longueur de spin moyenne en gradient faible pour un spin $s = 1$ et obtient :

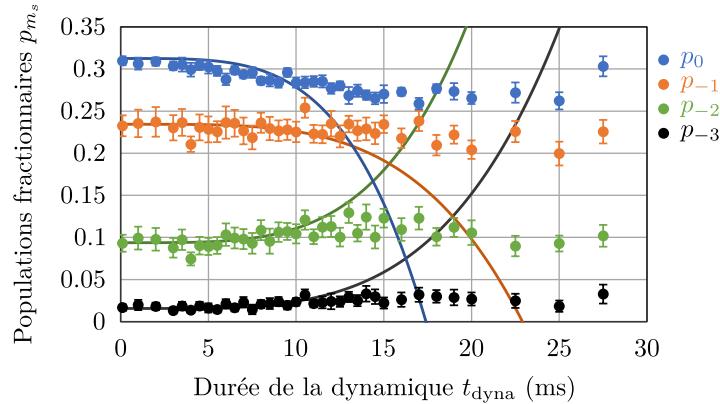
$$\Pi_{s=1}(t) \approx 1 - \frac{(g_s\mu_B b)^4}{(2mc_1 n)^2} t^4 \quad (4.14)$$

En combinant cette équation et l'équation (4.13), on peut exprimer la longueur de spin moyenne en fonction de la variation de population $\Delta p_{m_s}(t) = p_{m_s}(t) - p_{m_s}(0)$:

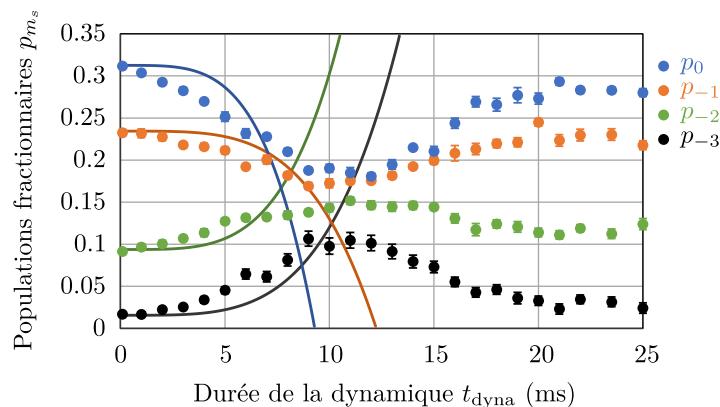
$$\Pi_{s=1}(t) \approx 1 \pm 2 \frac{\Delta p_{m_s}(t)}{p_{m_s}(0)} \left(\frac{g_s\mu_B b \sigma_x}{2c_1 n} \right)^2 \quad (4.15)$$

avec un signe + pour $m_s = 0$ et un signe - pour $m_s = \pm 1$. On peut alors voir que pour $g_s\mu_B b \sigma_x / \sqrt{2} \ll |c_1| n$, on peut avoir une variation de population importante tout en gardant une longueur de spin moyenne proche de son maximum. La conservation du ferromagnétisme ne s'oppose donc pas au fait d'avoir une dynamique de populations.

Nous pouvons voir aussi que l'équation (4.14) permet de retrouver (en ordre de grandeur) la condition sur le gradient pour rester ferromagnétique obtenue en section 4.2.3.



(a) Comparaison aux mesures de la figure 3.3 en prenant un gradient $b = 6 \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1}$.



(b) Comparaison aux mesures de la figure 3.7 en prenant un gradient $b = 21 \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1}$

FIGURE 4.8 – Comparaison entre le modèle perturbatif ferromagnétique de l'équation (4.13) (traits pleins) et les résultats expérimentaux du chapitre 3 en prenant une largeur à $1/e$ $\sigma_x = R_{\text{TF}}/\sqrt{3,23}$ avec $R_{\text{TF}} = 4,3 \mu\text{m}$ le rayon de Thomas-Fermi moyen du condensat (le facteur $1/\sqrt{3,23}$ vient de l'ajustement du profil gaussien à la distribution réelle des atomes de type Thomas-Fermi). Les populations sont, de bas en haut, p_{-3} (noir), p_{-2} (vert), p_{-1} (orange) et p_0 (bleu).

4.5 Conclusion

Nous avons observé par les simulations Gross-Pitaevskii de nos expériences de dynamique de spin présentées au chapitre précédent que la longueur de spin moyenne était conservée au cours de la dynamique, indiquant que le condensat conservait son caractère ferromagnétique. Nous avons également observé que la longueur du spin total démontrait un comportement périodique correspondant à un réalignement régulier des spins. Nous avons vérifié expérimentalement cette deuxième observation (la seule des deux accessible de façon expérimentale) et obtenu un résultat compatible avec les simulations, indiquant ainsi bien une conservation du caractère ferromagnétique au cours de la dynamique.

Comme vu en [équation \(4.5\)](#), cette conservation semble nécessiter des gradients suffisamment faibles. En effet, nous attribuons le maintien de la longueur de spin à un effet du terme en c_1 des interactions de contact qui, lorsque il est suffisamment grand par rapport aux effets du gradient de champ magnétique, force les spins à rester dans un état ferromagnétique. Cette hypothèse pourrait être vérifiée dans le futur par de nouvelles études, à la fois numériques et expérimentales, effectuées avec des gradients plus élevés permettant de sortir du régime ferromagnétique.

L'effet périodique sur la longueur du spin total est quant à lui attribué à la taille du condensat, le gradient de champ magnétique entraînant l'apparition de modes d'oscillation des spins de type magnon. La fréquence des oscillations du mode fondamental dépend, dans la limite des gradients faibles, uniquement de la taille du condensat et est très inférieure aux fréquences de piégeage (elle correspond à la fréquence $f \approx 39$ Hz d'oscillation des populations observée au chapitre précédent en présence d'un gradient de $6 \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1}$). L'augmentation du gradient de champ magnétique provoque ensuite l'excitation de modes supplémentaires, ce qui entraîne l'augmentation de la fréquence d'oscillation [106].

Troisième partie

**Dynamique de spin et réduction de
la longueur de spin en régime
d'isolant de Mott**

Expériences de dynamique de spin en réseau

Ce chapitre concerne des expériences de dynamique de spin effectuées dans un réseau optique 3D. Nous avons effectué des expériences en changeant la profondeur du réseau de part et d'autre de la transition de Mott ainsi qu'à réseau profond, c'est-à-dire sans transport entre les sites du réseau. Comme pour les expériences en condensat présentées au chapitre 3, la dynamique est initiée par la rotation de l'ensemble des spins d'un angle θ . Les expériences à profondeur variable permettent d'observer l'influence du réseau sur la dynamique de spin lors du passage de l'état superfluide du condensat à l'état de Mott du réseau profond.

Les expériences en réseau profond, avec au plus un atome par site, permettent d'obtenir un système régi par les interactions dipôle-dipôle magnétiques, en éliminant les interactions de contact qui sont, comme nous l'avons vu en partie II, dominantes en condensat. Cela nous a permis, grâce à la disparition de la contrainte de conservation du ferromagnétisme due aux interactions de contact (voir chapitre 4), d'observer des effets au-delà du champ moyen dus aux interactions dipôle-dipôle qui n'avaient pas été observés en condensat. Nous avons également pu voir que notre système, bien qu'isolé, tend vers un état d'apparence thermique, ce qui est attribué à un phénomène de thermalisation quantique.

5.1 Passage de l'état superfluide à celui d'isolant de Mott

Dans cette section, je vais parler de nos expériences de dynamique de spin effectuées à différentes profondeurs du réseau optique. Comme dans le cas du condensat, ces expériences consistent à regarder l'évolution au cours du temps des populations dans les différents états Zeeman après rotation des spins d'un angle θ . Ces expériences mettent en évidence la variation entre le régime superfluide traité dans la partie précédente et le régime d'isolant de Mott, qui est l'objet principal de cette partie (en section 5.2), avec en particulier (pour nos conditions expérimentales, notamment le gradient de champ magnétique) un ralentissement de la dynamique de spin observée. Nous comparons nos résultats expérimentaux à un modèle simple tirant profit du concept de masse effective dans le réseau et permettant d'expliquer le ralentissement observé de la dynamique par une augmentation de l'inertie des atomes qui s'oppose à l'effet du gradient de champ magnétique. Ces résultats ont également permis à nos collaborateurs théoriciens de faire une étude comparative avec deux modèles approximés, l'un décrivant le système dans le régime de basses profondeurs correspondant à l'état superfluide tandis que l'autre est adapté au régime de hautes profondeurs correspondant à l'état de Mott.

5.1.1 Expériences à profondeur variable du réseau

Pour effectuer les expériences à profondeur variable du réseau optique 3D, nous avons suivi la procédure décrite en section 1.6. Le réseau est chargé de façon adiabatique à partir du condensat ($N \approx 27\,000$ atomes) en augmentant lentement sa profondeur pendant 50 ms jusqu'à une valeur cible. Nous effectuons ensuite une rotation des spins, initialement dans l'état $m_s = -3$, d'un angle $\theta = \pi/2$ puis nous laissons le système évoluer pendant une durée t_{dyna} .

Pour mesurer les populations dans les différents états Zeeman, le réseau est déchargé, comme décrit en [section 1.8.4](#), en diminuant la profondeur du réseau à une valeur nulle à l'aide d'une rampe linéaire de durée 300 µs. L'évolution de la profondeur du réseau du chargement au déchargement est présentée en [figure 5.1](#).

Nous utilisons ensuite un « delta-kick » (voir [section 1.8.4](#)) afin de réduire la dispersion en vitesse des atomes et de gagner en visibilité lors de la séparation des différentes composantes de spin lors du Stern-Gerlach. Les temps T et τ du « delta-kick » ont dû être optimisés afin d'avoir une bonne séparation à chaque valeur de profondeur (ou presque) aucun couple de valeurs n'étant adapté pour toutes les profondeurs.

Le piège dipolaire tel qu'obtenu en fin d'évaporation (voir [1.5.6](#)) est conservé pendant toute la durée de l'expérience afin de maintenir le confinement des atomes quelle que soit la profondeur du réseau.

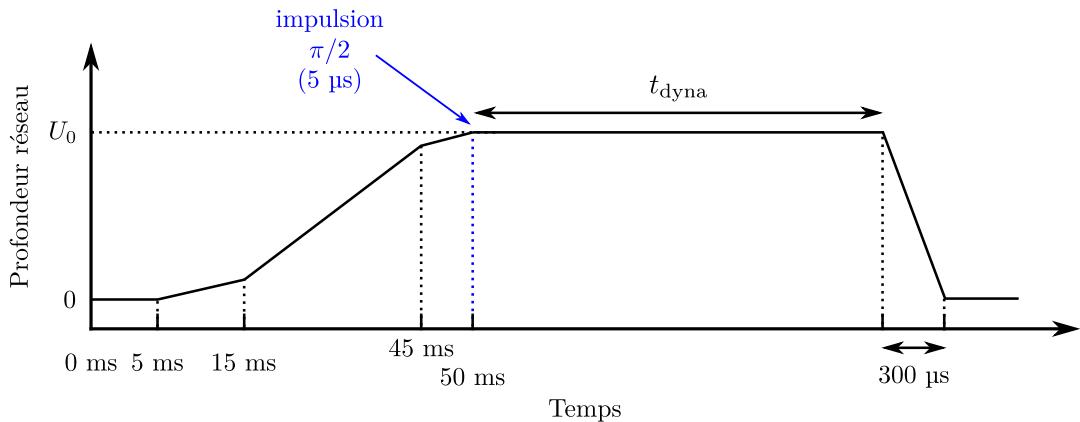


FIGURE 5.1 – Évolution de la profondeur du réseau au cours du temps. La dynamique de spin a lieu après la rotation des spins d'un angle $\theta = \pi/2$ sur un temps t_{dyna} où la profondeur est maintenue constante.

Les tensions de consigne à appliquer pour l'asservissement en puissance des faisceaux du réseau optique (voir [section 1.6.2](#)) sont déterminées en mesurant les profondeurs des réseaux à deux faisceaux obtenues à pleine puissance (voir [section 1.6.3](#)). Nous avons alors U_{12} , U_{13} et $U_{45} \geq 30 E_r$. La profondeur du réseau étant proportionnelle aux tensions mesurées sur les photodiodes, il est alors facile d'établir la consigne à donner pour obtenir la profondeur souhaitée. Nous fixons ainsi la valeur maximale cible de la profondeur du réseau pendant la dynamique à $U_{12} = U_{13} = U_{45} = U_0$.

L'expérience est typiquement répétée cinq à dix fois par temps t_{dyna} pour des valeurs comprises entre $t_{\text{dyna}} = 0,1$ ms et 9,1 ms. Les données obtenues sont présentées en [figure 5.4](#) et sont la moyenne des valeurs obtenues à chaque temps avec des barres d'erreur correspondant aux écarts-types.

Les expériences ont été obtenues avec un champ externe $\vec{B}_{\text{ext}} \approx B_0 \vec{e}_z$ tel que $B_0 \approx 377$ mG et $\vec{e}_z \approx \vec{u}_X$. Les composantes mesurées du gradient total sont les suivantes :

$$\begin{cases} b_x = (95 \pm 2) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1} \\ b_y = (4 \pm 15) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1} \\ b_z = (4 \pm 4) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1} \end{cases} \quad (5.1)$$

soit $\|\vec{b}\| = (95 \pm 2) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1}$.

5.1.2 Description qualitative à l'aide du concept de masse effective

Nous allons maintenant modéliser la dynamique de spin à temps court en prenant en compte l'effet du réseau, pour des valeurs faible de la profondeur, à l'aide du concept de masse effective [109-111]. Cela va nous permettre d'expliquer le ralentissement de la dynamique par l'augmentation de l'inertie des atomes lorsque la profondeur du réseau augmente.

Je vais montrer dans un premier temps comment obtenir la masse effective des atomes de ^{52}Cr en présence du réseau à l'aide du calcul de sa structure de bande. En ne considérant que l'énergie cinétique des atomes et un potentiel périodique 1D d'étendue infinie et de profondeur U_0 (on néglige ici les interactions), l'hamiltonien pour une particule est donné par :

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + U_0 \sin^2\left(\frac{j\hat{x}}{2}\right) \quad (5.2)$$

avec $\hat{p} = -i\hbar\partial/\partial x$ l'opérateur quantité de mouvement, m la masse d'un atome et $j = 2\pi/a$ où a est la période spatiale du réseau.

Pour obtenir la structure de bande, on cherche les solutions de l'équation aux valeurs propres (équation de Schrödinger indépendante du temps) :

$$\hat{H}\psi(x) = E\psi(x) \quad (5.3)$$

D'après le théorème de Bloch, les états propres de l'équation (5.3) s'écrivent sous la forme :

$$\psi_q(x) = u_q(x)e^{iqx} \quad (5.4)$$

avec $u_q(x+a) = u_q(x)$

En insérant ces états dans l'équation (5.3), elle devient alors

$$\left[\frac{1}{2m} (\hat{p} + \hbar q)^2 + U_0 \sin^2\left(\frac{j\hat{x}}{2}\right) \right] u_q(x) = E(q)u_q(x) \quad (5.5)$$

Du fait de sa périodicité, on peut développer u_q en série de Fourier :

$$u_q(x) = \sum_{n \in \mathbb{Z}} C_n(q) e^{inx} \quad (5.6)$$

ainsi en injectant u_q dans l'équation (5.5) et en remplaçant également le sinus par son expression en terme d'exponentielles complexes, on obtient le système d'équations suivant :

$$\forall n \in \mathbb{Z}, \left[\frac{U_0}{2} + \frac{\hbar^2}{2m} (nj + q)^2 \right] C_n(q) - \frac{U_0}{4} (C_{n-1}(q) + C_{n+1}(q)) = E(q)C_n(q) \quad (5.7)$$

Le système de l'équation (5.7) correspond à l'équation aux valeurs propres d'une matrice tri-diagonale. Pour calculer ses valeurs propres, on peut restreindre la taille de la matrice en ne considérant que les termes pour lesquels $|n| \leq 20$. Cela permet d'obtenir numériquement les valeurs propres $E_n(q)$ correspondant aux bandes d'énergie autorisées du réseau tout en conservant une bonne précision sur les premières bandes d'énergie tant que la profondeur du réseau n'est pas trop forte ($U_0 \leq 50 \text{ Er}$) ; par exemple, la précision relative sur la largeur de la bande fondamentale est ainsi inférieure à 1×10^{-6} [42].

Lors du chargement adiabatique du réseau, les atomes sont chargés dans la bande fondamentale E_0 . De plus, la distribution en vitesse des atomes en condensat étant étroite et centrée en zéro, leurs quasi-moments q dans la bande fondamentale à la fin du chargement sont eux aussi proches de zéro (relativement à la largeur $2\pi/a$ de la première zone de Brillouin). Dans cette région la relation de dispersion de la bande fondamentale peut être approximée à celle d'une particule libre (voir [figure 5.2](#)) :

$$E(q) = \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} + \text{cte} \quad (5.8)$$

où m^* est une masse effective donnée par la relation :

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E_0}{dq^2}(0) \quad (5.9)$$

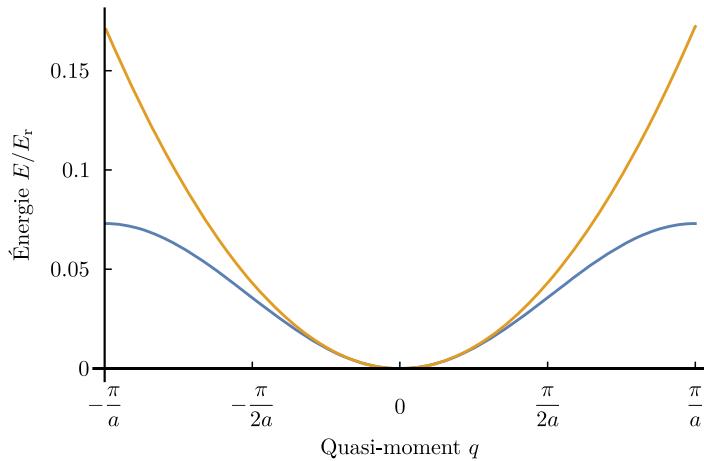


FIGURE 5.2 – Relations de dispersion de la bande fondamentale $E_0(q)$, en bleu, et d'une particule libre de masse effective m^* , $E(q)$ (donnée par l'[équation \(5.8\)](#)), en jaune. Les calculs ont été effectués pour une profondeur $U_0 = 10 E_r$ et une périodicité $a = 268$ nm. Le minimum d'énergie est fixé à zéro. La masse effective m^* étant obtenue par la [l'équation \(5.9\)](#), $E(q)$ est la parabole osculatrice en zéro de $E_0(q)$.

Vérifions maintenant que, malgré la force exercée par le gradient sur les atomes, le quasi-moment q reste suffisamment proche de zéro pour que l'approximation de l'[équation \(5.8\)](#) reste valable. Nous allons faire l'hypothèse (qui sera vérifiée à la fin) que cela est bien le cas, et nous allons chercher comment le quasi-moment évolue sous l'effet du gradient (on ne considère pas ici les interactions). Après l'impulsion $\pi/2$ initiant la dynamique, les atomes dans les états Zeeman $m_s \neq -3$ subissent une force qui les ramène vers leur position d'équilibre $x_{m_s}^0$. En effet, à cause de la force exercée par le gradient de champ magnétique, le potentiel du piège dipolaire infrarouge (approximé par un potentiel harmonique) est translaté d'une distance proportionnelle au gradient (voir [figure 5.3](#)).

Ainsi, chaque composante de spin voit un potentiel différent donné par :

$$U_{m_s} = \frac{1}{2} \kappa (x - x_{m_s}^0)^2 \quad (5.10)$$

avec $\kappa = m\omega_x^2$ où m est la masse d'un atome et ω_x la fréquence de piégeage dans la direction x , et $x_{m_s}^0 = -(m_s + 3)g_s\mu_B b_x/\kappa$ la position d'équilibre de la composante de spin m_s lorsqu'on impose $x_{-3}^0 = 0$ (position initiale).

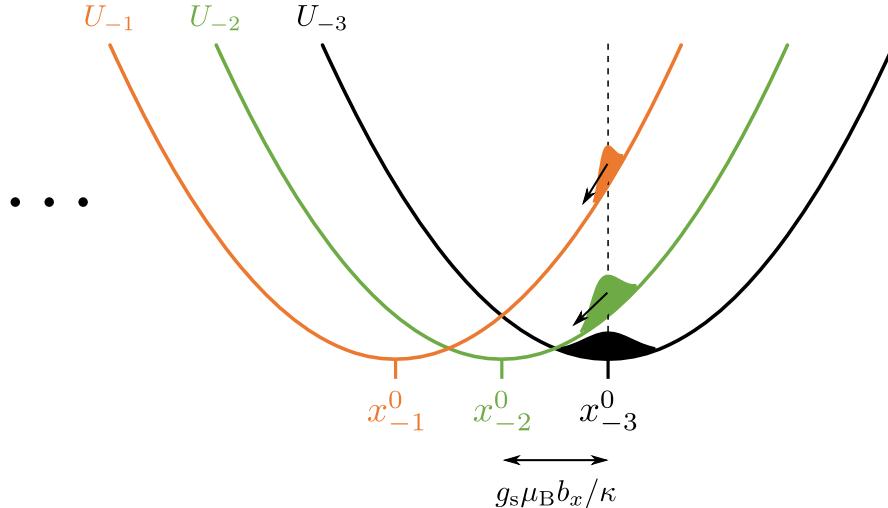


FIGURE 5.3 – Schéma de l'effet du gradient sur le potentiel de piégeage des différentes composantes de spin.

L'évolution temporelle des quasi-moments associés à chaque composante de spin est alors donnée par [42] :

$$\hbar \frac{dq_{m_s}}{dt} = -\frac{dU_{m_s}}{dx}(x_{m_s}) \quad (5.11)$$

avec x_{m_s} le centre de la distribution de la composante de spin m_s dont l'évolution temporelle est elle-même donnée par $dx_{m_s}/dt = \hbar q_{m_s}/m^*$. Lorsqu'on dérive par rapport au temps l'équation (5.11), on obtient alors l'équation différentielle

$$\frac{d^2q_{m_s}}{dt^2} + \omega_q^2 q_{m_s} = 0 \quad (5.12)$$

avec $\omega_q^2 = \kappa/m^*$. Pour des positions et quasi-moments initiaux nuls, la solution de cette équation différentielle est :

$$q_{m_s}(t) = -\frac{g_s \mu_B b_x}{\hbar \omega_q} (m_s + 3) \sin(\omega_q t) \quad (5.13)$$

L'amplitude maximale d'oscillation des q_{m_s} est alors obtenue pour $m_s = +3$ et est égale à :

$$q_{\max} = \frac{6g_s \mu_B b_x}{\hbar \omega_x} \sqrt{\frac{m^*}{m}} \quad (5.14)$$

Nous pouvons maintenant vérifier l'hypothèse de départ. Pour un gradient de champ magnétique uniquement selon l'axe x , $b_x = 95 \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1}$, et une pulsation du piège dipolaire dans la direction du gradient $\omega_x = 2\pi \times 245 \text{ Hz}$, nous obtenons les paramètres présentés dans le tableau 5.1. Ainsi, à une profondeur $U_0 = 10 E_r$, le quasi-moment $q_{+3}(t)$ n'exploré que 13 % de la largeur j de la première zone de Brillouin, ce qui correspond à une variation relative maximale de la relation de dispersion d'une particule libre $E(q)$ par rapport à la relation de dispersion réelle $E_0(q)$ de 1,3 %. Nous restons donc toujours bien dans une zone où la relation de dispersion de la bande fondamentale du réseau peut être approximée par l'équation (5.8) et de ce fait justifie l'utilisation du concept de masse effective. Au-delà de $10 E_r$ et jusqu'à la profondeur maximale étudiée ici de $25 E_r$, même si $q_{+3}(t)$ n'exploré pas plus de 60 % de la première zone de Brillouin, la variation relative entre $E(q)$ et $E_0(q)$ devient importante, dépassant les 30 % à $25 E_r$. Le modèle de masse effective ne donne alors plus qu'un résultat indicatif.

| U_0/E_r | m^*/m | $2q_{\max}/j$ | $\Delta E_{\text{rel}}(q_{\max})$ |
|-----------|---------|---------------|-----------------------------------|
| 0 | 1 | 5,6 % | 0 % |
| 5 | 1,89 | 7,7 % | 0,26 % |
| 10 | 5,72 | 13 % | 1,3 % |
| 15 | 16,5 | 23 % | 4,1 % |
| 20 | 43,2 | 37 % | 12 % |
| 25 | 104 | 57 % | 31 % |

TABLEAU 5.1 – Évolution de la masse effective m^* , de l'amplitude maximale d'oscillation des quasi-moment q_{\max} et de la variation relative $\Delta E_{\text{rel}}(q) = (E(q) - E_0(q))/E_0(q)$ en q_{\max} en fonction de la profondeur du réseau pour $a = 268 \text{ nm}$, $b_x = 95 \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1}$ et $\omega_x = 2\pi \times 245 \text{ Hz}$.

Pour décrire qualitativement comment le réseau modifie la dynamique, nous proposons alors une approche qui consiste à simplement remplacer la masse m dans l'[équation \(4.13\)](#), décrivant l'évolution à temps court des populations fractionnaires dans les différents états Zeeman en condensat, par la masse effective m^* .

Notons que les expériences sont réalisées ici avec un gradient de champ magnétique assez fort, or, à gradient élevé, les équations hydrodynamiques de notre article sur les modes de spin ne représentent plus parfaitement la dynamique de spin, et donc, comme nous l'avons également vu en [section 4.4](#), le modèle de l'[équation \(4.13\)](#) (qui peut être dérivé de ces équations hydrodynamiques) ne donne plus une aussi bonne représentation de la dynamique à temps court. Pour compenser cet effet nous ajustons la taille à $1/e$ du condensat dans la direction du gradient, σ_x , en la multipliant par un facteur 0,68. Ce facteur est obtenu de façon pragmatique, en ajustant le résultat des équations hydrodynamiques aux données expérimentales à profondeur nulle. Cela nous permet, en supposant que pour des profondeurs du réseau suffisamment faibles les interactions de contact permettent encore de conserver le ferromagnétisme, de continuer à utiliser l'[équation \(4.13\)](#) ainsi modifiée :

$$\frac{p_{m_s}(t)}{p_{m_s}(0)} = 1 + \left(\frac{g_s \mu_B b_x}{2m^* \times 0,68 \sigma_x} \right)^2 \left[m_s^2 - \sum_{m'_s} {m'_s}^2 p_{m'_s}(0) \right] t^4 \quad (5.15)$$

Pour le calcul de la masse effective m^* , nous utilisons la profondeur du réseau mesurée U_0 et la période spatiale $a = 268 \text{ nm}$ correspondant à la profondeur et à la période du réseau 3D dans la direction x du gradient de champ magnétique (voir [section 1.6](#)).

Les résultats donnés par ce modèle perturbatif à temps court sont comparés en [figure 5.4](#) à l'évolution des populations obtenue expérimentalement pour différentes profondeurs du réseau comprises entre 0 et $25 E_r$.

On observe un bon accord à temps court entre le modèle et les données expérimentales jusqu'à environ $8 E_r$ avec un ralentissement de la dynamique de spin lorsque U_0 augmente. La valeur de $8 E_r$ correspond à la transition de Mott prédite pour notre système par la méthode de Gutzwiller (voir [section 5.1.3](#)) [112]. Le ralentissement de la dynamique peut s'expliquer par le fait que l'augmentation de la masse effective s'oppose à l'effet mécanique du gradient opérant une séparation des composantes de spin ; car, comme nous l'avons vu au [chapitre 3](#), cet effet joue un rôle important dans l'amplitude et la vitesse de la dynamique de spin dans le condensat. On peut également remarquer qu'à partir d'environ $10 E_r$, la dynamique de population, bien qu'encore présente, ne varie plus lorsque nous augmentons la profondeur. Cela suggère qu'au-delà de la transition de Mott, un nouveau régime a été atteint, pour lequel augmenter la profondeur ne change pas grand-chose car les déplacements inter-sites sont déjà fortement réduits.

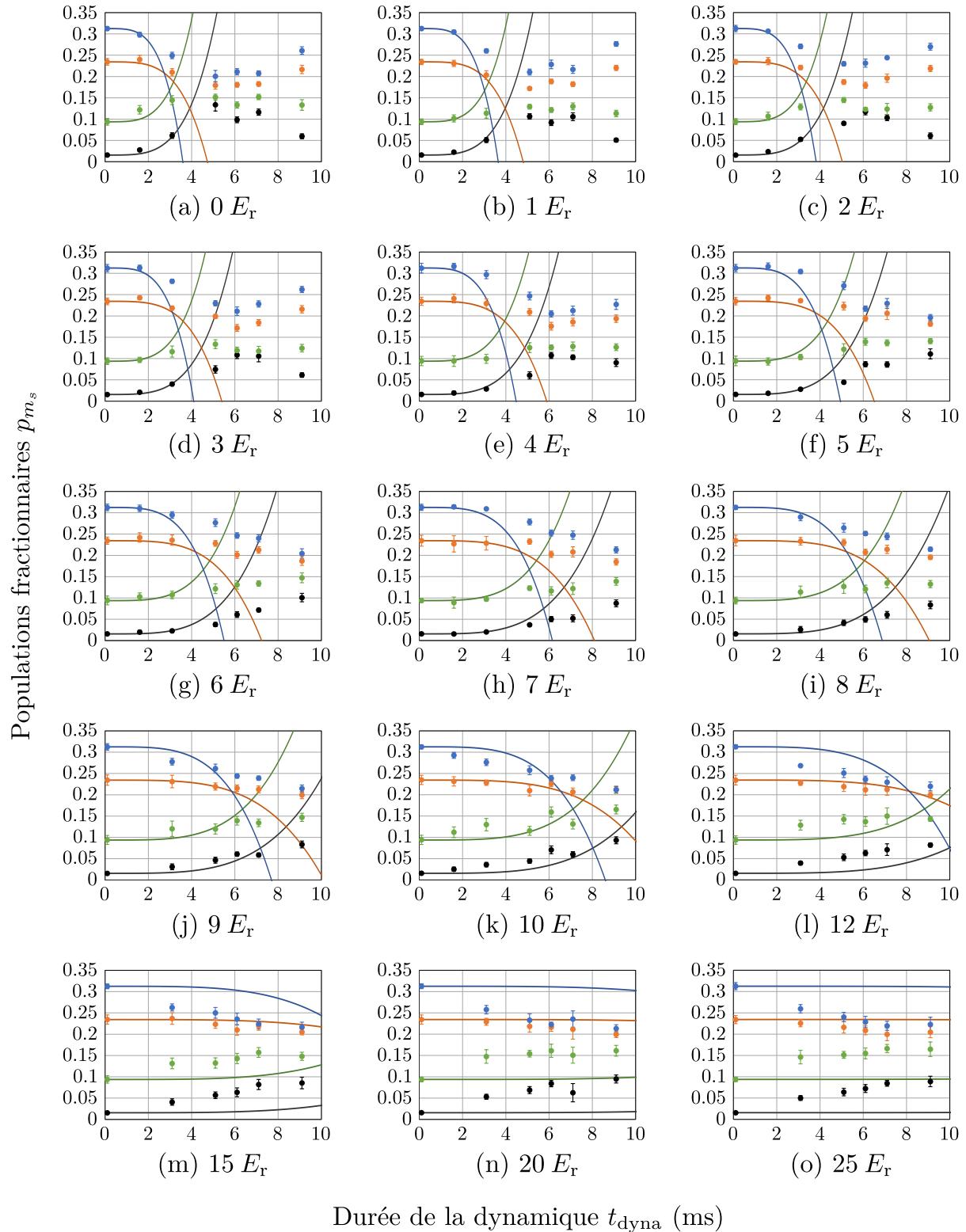


FIGURE 5.4 – Évolution temporelle des populations fractionnaires des états Zeeman $m_s = -3$ (noir), -2 (vert), -1 (orange) et 0 (bleu) après rotation des spins d'un angle $\theta = \pi/2$ pour différentes profondeurs U_0 du réseau 3D. Le champ externe est $B_0 \approx 377$ mG et le gradient $(b_x, b_y, b_z) = (95 \pm 2, 4 \pm 15, 4 \pm 4)$ mG·cm⁻¹. Les résultats expérimentaux sont représentés par des points et les résultats obtenus grâce à l'équation (5.15) par des lignes pleines.

En résumé, nous observons expérimentalement que la dynamique de spin ralentit petit à petit lorsque la profondeur augmente puis qu'elle se stabilise au-delà d'une valeur de $10 E_r$. Le ralentissement de la dynamique est qualitativement bien pris en compte en remplaçant la masse d'un atome par sa masse effective dans les équations hydrodynamiques et semble donc lié à une réduction de la mobilité des atomes. Cela confirme que, dans le régime champ-moyen du condensat, qui peut être étendu aux profondeurs de réseau faible, la dynamique est intrinsèquement liée au transport. On pourrait s'attendre à ce qu'au-delà de la transition de Mott, où le transport est fortement réduit, il y ait une réduction importante de la dynamique (ce qui est prédit par le modèle champ-moyen de l'article [112], voir [section 5.1.3](#)). Cependant, dans le régime de Mott, nous observons toujours une dynamique non négligeable. Comme nous le verrons en [section 5.1.3](#), celle-ci est une signature d'effets au-delà du champ-moyen.

Il aurait également été intéressant d'effectuer ces expériences avec un gradient faible, pour lequel une différence plus nette aurait pu être observée entre le régime superfluide et celui de Mott. En effet, comme nous l'avons vu au [chapitre 3](#), en régime superfluide et pour une rotation initiale des spins $\theta = \pi/2$, nous n'observons quasiment pas de dynamique de spin pour le gradient le plus faible que nous pouvons obtenir ; tandis qu'une dynamique est attendue en régime de Mott. Cela n'était cependant pas possible car (voir [chapitre 3](#)) l'obtention du gradient le plus faible nécessite l'utilisation des bobines du MOT. Or, celles-ci sont également utilisées pour effectuer le Stern-Gerlach qui doit être présent immédiatement après le déchargeur du réseau afin d'avoir une séparation rapide des composantes de spin pour éviter une poursuite de la dynamique après le déchargeur. Cependant, le temps requis par les bobines du MOT pour passer du champ nécessaire à la minimisation du gradient à celui du Stern-Gerlach, limité par les courants de Foucault induits dans l'enceinte expérimentale et de l'ordre de 20 ms, est trop important. Une minimisation plus efficace du gradient n'utilisant pas les bobines du MOT pourrait permettre, dans le futur, une meilleure mise en évidence de l'apparition des effets au-delà du champ-moyen lors du passage de la transition de Mott.

5.1.3 Utilisation des données pour l'analyse comparative de modèles théoriques

Nos données expérimentales ont également permis à nos collaborateurs théoriciens des universités d'Otago en Nouvelle-Zélande, de Queensland en Australie, de Harvard au Massachusetts et du Colorado, de tester différents modèles approximés qu'ils ont développés. Cette étude, que je vais brièvement résumer ici, a fait l'objet d'un article [112].

Une étude similaire avait déjà été effectuée dans notre équipe en 2015 [113]. L'équipe avait alors mesuré l'évolution au cours du temps des populations dans les différents états Zeeman pour différentes profondeurs du réseau, avec comme état initial l'ensemble des atomes dans l'état $m_s = -2$. Une transition lisse entre l'état superfluide et celui de Mott avait été observée et la transition avait été estimée à $12 E_r$. Des interprétations théoriques étaient proposées à basses et hautes profondeurs mais pas autour de la transition où les interactions de contact, dipôle-dipôle et de super-échange sont en compétition. Une description qualitative de ce régime est obtenue ici grâce au modèle de Gutzwiller.

Dans l'étude effectuée ici, l'hamiltonien gouvernant la dynamique de notre système, extension du modèle de Bose-Hubbard prenant en compte l'effet tunnel, l'effet Zeeman quadratique dû au déplacement lumineux, le gradient de champ magnétique, les interactions de contact ainsi que les interactions dipôle-dipôle magnétiques, implique une taille de l'espace de Hilbert associé beaucoup trop grande pour modéliser de façon exacte la dynamique de spin avec un ordinateur classique. C'est pourquoi nos collaborateurs théoriciens ont développé différents modèles approximatifs permettant de décrire la dynamique de populations obtenue expérimentalement.

Deux régimes différents ont été identifiés :

- À profondeur faible du réseau, les atomes sont dans un régime superfluide. Le gradient de champ magnétique continue alors, comme vu dans la partie précédente, à séparer spatialement les composantes de spin. De plus, les interactions de contact dépendantes du spin ont toujours un effet dominant et contribuent à maintenir le caractère ferromagnétique du système. La dynamique à profondeur faible est qualitativement reproduite par un modèle de champ-moyen basé sur l'*ansatz* de Gutzwiller (voir [figure 5.5](#)). La méthode de Gutzwiller est une technique de champ-moyen permettant la description de bosons en réseau optique. Cette approche a été utilisée pour des bosons de spin 1 [114, 115] et est étendue dans notre article à la description de bosons de spin 3 avec interactions dipôle-dipôle. La méthode de Gutzwiller considère les interactions intra-site de façon exacte mais les couplages inter-site (par effet tunnel ou dus aux interactions dipolaires) en champ-moyen.
- À profondeur importante du réseau, le transport est inhibé et le gradient de champ magnétique a peu d'influence sur la dynamique. Dans ce régime, la dynamique de population est dominée par les interactions dipôle-dipôle. Ici, la dynamique de population est très bien reproduite pour une large gamme de profondeurs (voir [figure 5.5](#)) par un modèle appelé *generalized discrete truncated Wigner approximation* (GDTWA) [116-118]. Ce modèle suppose que nous sommes dans l'état de Mott et est presque indépendant de la profondeur, seul l'effet quadratique, dépendant des intensités laser, peut changer avec la profondeur. Cependant, comme nous l'avons vu, la dynamique de spin ne change plus à partir d'environ $8 E_r$, le même effet quadratique a donc été utilisé pour toutes les profondeurs, $q/h = 2 \text{ Hz}$. La GDTWA est une méthode numérique au-delà du champ-moyen permettant la prise en compte des fluctuations quantiques. Cette méthode repose sur un échantillonnage discrétré de type Monte-Carlo dans l'espace des phases de l'état quantique initial et un moyennage des trajectoires ensuite obtenues. Une partie des sites étant doublement occupée, les paires d'atomes occupant ces sites sont modélisées comme un seul atome de spin 6.

Pour nos paramètres expérimentaux, le modèle de Gutzwiller prédit que la transition de Mott à lieu à $U_c \approx 8 E_r$. Il prédit ensuite une diminution de la dynamique passée la transition de Mott qui est plus forte que celle observée expérimentalement. Nous attribuons cela au fait que les fluctuations quantiques ne sont pas prises en compte par l'approche de Gutzwiller. Au lieu du changement abrupte de dynamique prédit par le modèle, nous observons une transition douce entre le régime superfluide et celui d'isolant de Mott. Nous estimons que la transition serait mieux visible sur des mesures de la longueur du spin totale où la méthode de Gutzwiller prédit le passage d'un comportement oscillatoire (que nous avons observé au [chapitre 4](#)) à suramorti au passage de la transition. Nous allons voir au [chapitre 6](#) que nous observons bien une réduction rapide de la longueur du spin totale dans l'état de Mott. Nous n'avons cependant pas encore fait de mesures de la longueur du spin totale à profondeur du réseau variable.

La section suivante se concentre sur des expériences de dynamique de spin à profondeur importante du réseau, dans le régime de Mott. Afin de limiter les interactions aux seules interactions dipôle-dipôle magnétiques, les atomes des sites doublement occupés seront ici éliminés.

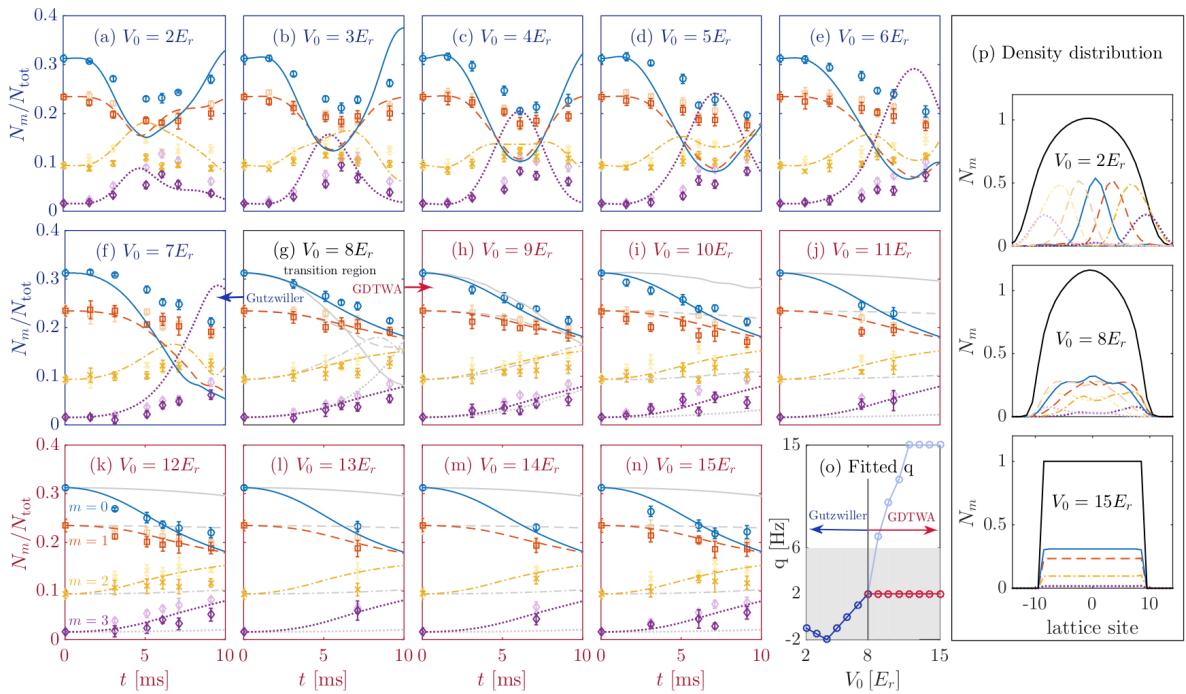


FIGURE 5.5 – (a-n) Comparaison entre simulations (traits) et résultats expérimentaux (marqueurs). Bleu (traits pleins et cercles) pour $m_s = 0$, rouge (tirets et carrés) pour $m_s = 1$, jaune (traits-points et croix) pour $m_s = 2$ et violet (points et losanges) pour $m_s = 3$. Les marqueurs de couleur pâle indiquent les m_s négatifs. Pour $U_0 < 8 E_r$ la méthode Gutzwiller est utilisée, tandis que pour $U_0 \geq 8 E_r$ la méthode GDTWA est utilisée ainsi que Gutzwiller en gris pâle en prenant $q/h = 2 \text{ Hz}$. (o) Résultats de l'ajustement de l'effet quadratique q . Les cercles bleu pâle correspondent aux valeurs optimales obtenues avec Gutzwiller mais hors des valeurs estimées pour q qui sont $|q|/h \leq 6 \text{ Hz}$. (p) Distribution spatiale des atomes sur le réseau à $t_{\text{dyna}} = 0$ (ligne noire) et des différents états Zeeman à $t_{\text{dyna}} = 5 \text{ ms}$ (en couleur). Figure extraite de notre article [112].

5.2 Dynamique en réseau profond, modèles perturbatifs et thermalisation quantique

Dans cette section, je vais parler des expériences de dynamique de spin que nous avons réalisées à profondeur importante du réseau optique 3D. Dans ce régime de Mott, le transport est très fortement réduit, les atomes sont alors fixés aux sites du réseau. Comme nous l'avons vu en [section 5.1](#), cela diminue de façon importante l'effet mécanique de séparation des composantes de spin dû au gradient de champ magnétique. De plus, nous préparons le système de façon à n'avoir qu'un atome par site, ce qui permet de s'affranchir complètement des interactions de contact et entraîne donc une dynamique purement dipolaire. On s'attend donc à une dynamique différente du cas en condensat de la [partie II](#) où celle-ci provenait principalement d'une compétition entre le gradient de champ magnétique et les interactions de contact dépendantes du spin.

Dans les expériences de dynamique effectuées ici, l'état initial correspond à une rotation des spins d'un angle θ compris entre $\pi/5$ et $\pi/2$ par rapport à l'état $m_s = -3$. Nous regardons ensuite l'évolution en fonction du temps des populations fractionnaires p_{m_s} dans les différents états Zeeman.

Je vais comparer dans un premier temps les résultats obtenus à des théories perturbatives à temps court utilisant un hamiltonien de champ-moyen et un hamiltonien exact. Nous allons ainsi voir que la dynamique initiale est mieux reproduite par la théorie exacte que par celle de champ-moyen, quelque soit l'angle θ initial.

Nous avons également pu remarquer que la dynamique de population tendait vers un état stationnaire, atteint en environ 40 ms. Je vais, dans un second temps, montrer que cet état stationnaire correspond à un état d'apparence thermique et ce malgré le fait que notre système à N corps ne soit pas en contact avec un bain thermique, celui-ci thermalisant uniquement sous l'effet des interactions inter-atomiques. L'état stationnaire atteint ne dépend que des valeurs initiales de l'énergie totale et de la projection selon z du spin total M_z . Nos résultats sont en bon accord avec l'*eigenstate thermalization hypothesis* (ETH) [119-121] qui décrit le phénomène de thermalisation quantique, c'est-à-dire le fait pour un système quantique pur et isolé d'atteindre un état thermique pouvant être prédit à partir d'un ensemble statistique et de grandeurs thermodynamiques. L'ETH explore le fait que, dans l'état stationnaire obtenu, les valeurs moyennes des observables correspondent à ce qui est attendu dans l'ensemble micro-canonique de même énergie moyenne. Elle émet la conjecture que cette thermalisation des observables pour l'état du système à N corps, formé d'une superpositions d'états propres de l'énergie, s'explique par le fait que la valeur moyenne de l'observable a une valeur quasi-identique pour chaque état propre accessible du système ; cette valeur correspondant à celle prédite par l'ensemble micro-canonique. (Voir [122] pour une introduction à l'ETH à travers la théorie des matrices aléatoires et le chaos quantique, et faisant le lien avec la thermodynamique classique.)

Pour finir, je vais présenter une comparaison de nos résultats expérimentaux au modèle au-delà du champ-moyen GDTWA déjà introduit en [section 5.1](#) ainsi qu'à un modèle champ-moyen. On verra que les simulations GDTWA s'accordent bien aux données expérimentales quelque soit l'angle θ tandis que les simulations champ-moyen, assez proches des données expérimentales pour $\theta = \pi/5$, s'en éloignent significativement aux θ plus grands. Cette divergence entre les deux modèles semble indiquer que notre système expérimental produit spontanément des états corrélés au cours de la dynamique.

Les résultats et études de cette section ont fait l'objet d'un article [123] écrit en collaboration avec des théoriciens de l'université de Strasbourg, Johannes Schachenmayer, et de l'université du Colorado, Bihui Zhu et Ana Maria Rey.

5.2.1 Les expériences de dynamique de spin

État initial

Les expériences de dynamique de spin en régime de Mott sont effectuées en chargeant notre réseau 3D de la manière décrite en [section 1.6](#). Celui-ci est chargé de façon adiabatique à partir du condensat en augmentant lentement sa profondeur pendant 50 ms jusqu'à la profondeur maximale. Comme illustré en [figure 1.17](#), les atomes sont alors distribués dans le réseau en « gâteau de mariage » avec au centre deux atomes par site et sur le bord un atome par site. Nous effectuons ensuite une rotation des spins, initialement dans l'état $m_s = -3$, d'un angle π pour les amener dans l'état $m_s = +3$. Les atomes sont maintenus ainsi pendant une durée $t_d = 10$ ms. Comme on peut le voir sur la [figure 5.6](#), cette durée est suffisante pour éliminer la majorité des atomes dans les sites doublement occupés. En effet, comme expliqué en [section 1.2.2](#), les collisions dipolaires inélastiques ont lieu à une distance inter-atomique $r = r^* = \hbar \sqrt{\frac{3}{2m\mu_B B}}$ [34], soit $12 \text{ nm} \lesssim r^* \lesssim 20 \text{ nm}$ pour les champs magnétiques utilisés durant nos expériences. Cette distance étant très inférieure aux pas du réseau, la relaxation dipolaire est fortement réduite pour les interactions inter-sites mais peut toujours avoir lieu pour les interactions intra-site. Les atomes des sites simplement occupés ne sont donc pas affectés par la relaxation dipolaire, tandis que les atomes des sites doublement occupés peuvent relaxer, gagnant chacun une énergie cinétique d'au moins $g_s\mu_B B_0/2$. Dans le cas où cette énergie est plus grande que la profondeur totale du réseau, les atomes en sont alors éjectés.

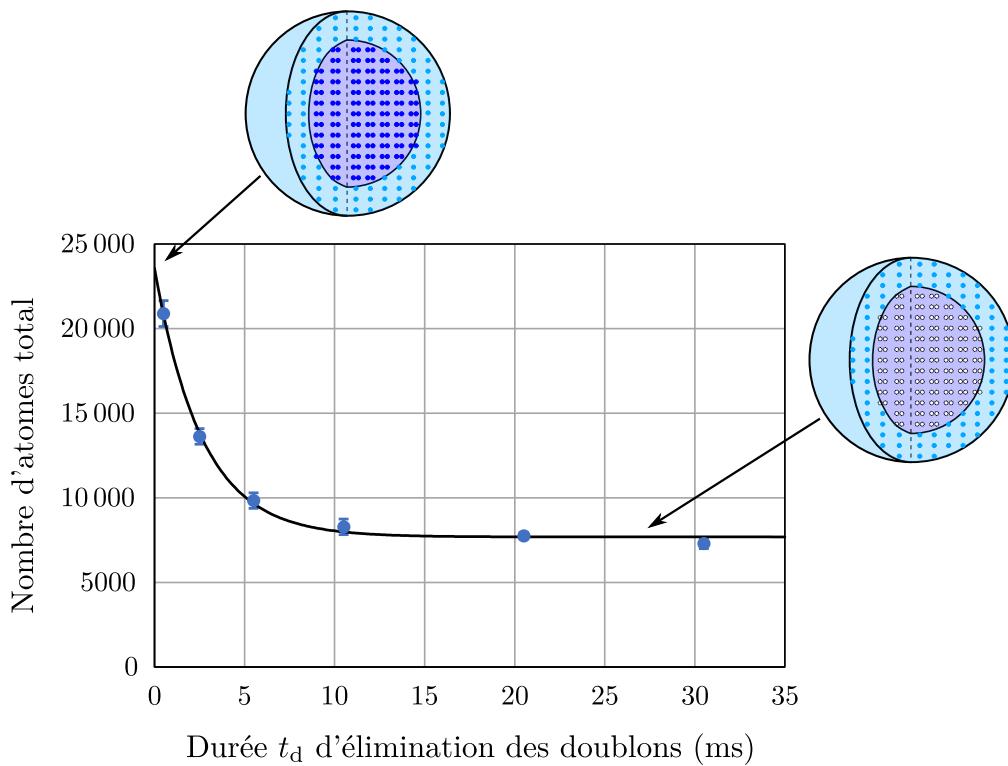


FIGURE 5.6 – Évolution du nombre d'atomes piégés en fonction du temps t_d entre deux impulsions π en réseau profond. Une première impulsion transfère les atomes de l'état $m_s = -3$ à $+3$, les atomes des sites doublement occupés sont alors éliminés par relaxation dipolaire. Une seconde impulsion ramène les atomes restant dans l'état $m_s = -3$. La ligne correspond à un ajustement exponentiel des données expérimentales et donne un nombre d'atomes initial d'environ 23 600 et à temps long de 7700, ce qui correspond à 15 900 atomes dans les sites doublement occupés. Le champ magnétique externe était ici $B_0 \approx 1,48 \text{ G}$.

En prenant $U_{\text{tot}} = 3,25 \times 35 E_r$ (voir [section 1.6](#)), correspondant à une borne supérieure de la profondeur totale du réseau 3D que nous pouvons atteindre, on obtient que le champ magnétique externe B_0 doit être supérieur à 1,1 gauss. En pratique, nous n'avons pas toujours utilisé un champ assez élevé, les premières expériences ayant été faites avec un champ magnétique externe de 540 milligauss avant que nous passions à un champ de 1,5 gauss. Nous n'avons cependant pas observé de différences significatives sur la dynamique de spin ultérieure, uniquement des pertes d'atomes plus importantes à 540 milligauss, probablement dues à un phénomène de chauffage par les atomes d'énergie cinétique élevée restés piégés.

Pour finir, nous effectuons une nouvelle rotation des spins d'un angle $\pi - \theta$ avec $\theta = \pi/5$, $3\pi/10$, $2\pi/5$ ou $\pi/2$. L'état initial correspond alors à un état de Mott composé d'une coquille de sites simplement occupés comprenant typiquement 9000 atomes et d'un cœur de sites non occupés (voir [figure 5.6](#)). De plus, les spins des atomes sont tous alignés et tournés d'un angle θ par rapport à leur position dans l'état Zeeman $m_s = -3$. Notons que malgré la forte diminution du nombre d'atomes condensés entre les expériences effectuées en 2016 ($\approx 38\,000$ atomes) et celles effectuées en 2018 ($\approx 19\,000$ atomes), le nombre d'atomes obtenus à la fin de cette préparation n'a que peu diminué avec ≈ 9600 atomes en 2016 contre ≈ 8500 en 2018, cela étant dû à la manière dont les atomes s'organisent dans le réseau lors du chargement adiabatique.

Champ magnétique

Nous appliquons pendant les expériences un champ externe $\vec{B}_{\text{ext}} = (B_0 + \vec{b} \cdot \vec{r}) \vec{e}_z + B_x(\vec{r}) \vec{e}_x + B_y(\vec{r}) \vec{e}_y$ avec $\vec{e}_z = \vec{u}_X$ situé dans le plan horizontal. $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ est la base dépendante de la direction du champ ayant été utilisée dans la [section 1.7.2](#) où \vec{e}_z donne la direction principale du champ magnétique, \vec{e}_x est la verticale et \vec{e}_y complète la base orthonormée ; tandis que $(\vec{u}_X, \vec{u}_Y, \vec{u}_Z)$ est la base fixe dans le laboratoire qui a été introduite en [figure 1.6](#) avec \vec{u}_X et \vec{u}_Y formant un plan horizontal et \vec{u}_Z la verticale. Comme le champ magnétique varie lentement en fonction de \vec{r} , les spins suivent adiabatiquement le champ et ne sont sensibles qu'à sa norme. De plus, nous avons $|B_x(\vec{r})|, |B_y(\vec{r})|, |\vec{b} \cdot \vec{r}| \ll B_0$, la norme est donc au premier ordre $\|\vec{B}_{\text{ext}}\| \approx B_0 + \vec{b} \cdot \vec{r}$, c'est pourquoi on ne s'intéresse qu'à la composante selon z du champ magnétique et notamment à son gradient associé $\vec{b} = b_x \vec{e}_x + b_y \vec{e}_y + b_z \vec{e}_z$. Le gradient est mesuré par la méthode présentée en [section 1.9.2](#) pour chaque configuration de champ utilisée. Il est possible de contrôler le gradient dans la direction du champ $b_z = \partial B_z / \partial z$ grâce aux bobines de compensation et à celles du MOT (voir [section 1.9.1](#)) ; cependant, comme nous l'avons vu pour le cas en condensat, les gradients dans les directions orthogonales à la direction du champ $b_x = \partial B_z / \partial x$ et $b_y = \partial B_z / \partial y$ ne sont pas toujours négligeables (notamment en ce qui concerne la verticale x) et ne peuvent pas être aisément modifiés.

Deux configurations de champ magnétique différentes ont été utilisées durant les expériences présentées dans cette section, je vais les donner ici et y référerai dans la suite du chapitre à l'aide de leurs numéros.

- Configuration 1 :
Champ magnétique d'amplitude $B_0 \approx 1,46$ G et de gradient

$$\begin{cases} b_x = (108 \pm 8) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1} \\ b_y = (0 \pm 18) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1} \\ b_z = (12 \pm 11) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1} \end{cases} \quad (5.16)$$

soit $\|\vec{b}\| = (109 \pm 8) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1}$.

— Configuration 2 :

Champ magnétique d'amplitude $B_0 \approx 1,50$ G et de gradient

$$\begin{cases} b_x = (120 \pm 3) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1} \\ b_y = (-10 \pm 11) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1} \\ b_z = (-47 \pm 6) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1} \end{cases} \quad (5.17)$$

soit $\|\vec{b}\| = (129 \pm 4) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1}$.

Les deux configurations ont des gradients relativement forts, ce qui est dû aux amplitudes plus élevées des champs magnétiques.

Déroulé des expériences

La préparation de l'état initial se fait pour des profondeurs de réseaux à deux faisceaux U_{12} , U_{13} et U_{45} d'environ $30E_r$ (voir [section 1.6.3](#)). Ces profondeurs ont tendance à baisser au cours de la journée du fait de la désinjection lente des fibres optiques par lesquelles passent les faisceaux du réseau. Elles restent néanmoins toujours supérieures à $25E_r$ ce qui garantit que nous restons dans le régime de Mott, la transition de Mott ayant été évaluée à environ $8E_r$ (voir [section 5.1](#)). Pour indication, le temps caractéristique minimum associé à l'effet tunnel pour notre réseau est de 77 ms à une profondeur $25E_r$.

Une fois l'état initial préparé, nous laissons la dynamique de spin due aux interactions inter-sites s'effectuer pour des durées comprises typiquement entre $t_{\text{dyna}} = 0$ et 100 ms. Le piège dipolaire infrarouge servant à l'obtention du condensat peut être conservé ou éteint pendant toute la durée de la dynamique.

Pour mesurer les populations dans les différents états Zeeman, le réseau est déchargé, comme décrit en [section 1.8.4](#), en diminuant la profondeur du réseau à une valeur nulle à l'aide d'une rampe linéaire de durée 300 µs. Nous utilisons ensuite un « delta-kick » (voir [section 1.8.4](#)) afin de réduire la dispersion en vitesse des atomes et de gagner en visibilité lors de la séparation des différentes composantes de spin lors du Stern-Gerlach. Les nombres d'atomes dans chaque état Zeeman sont ensuite obtenus grâce à la procédure d'analyse décrite en [section 1.8.3](#). Le schéma de la [figure 5.7](#) donne un résumé du déroulé des expériences de dynamique de spin en réseau.

Les expériences sont typiquement répétées cinq fois par temps t_{dyna} . Les données présentées dans les figures sont la moyenne des valeurs obtenues pour chaque temps avec des barres d'erreur correspondant aux écarts-types.

Hamiltonien du système

La procédure de filtrage décrite ci-dessus permet de supprimer les atomes des sites doublement peuplés et, de ce fait, seuls les termes conservant la projection selon z du spin total sont à prendre en compte. L'hamiltonien gouvernant l'évolution du système est alors donné par :

$$\hat{H} = \sum_i g_s \mu_B B_i \hat{S}_i^z + \sum_i q \left(\hat{S}_i^z \right)^2 + \frac{1}{2} \sum_{i,j \neq i} V_{ij} \left[\hat{S}_i^z \hat{S}_j^z - \frac{1}{4} \left(\hat{S}_i^+ \hat{S}_j^- + \hat{S}_i^- \hat{S}_j^+ \right) \right] \quad (5.18)$$

où les sites occupés du réseau sont indicés par i et j , les \hat{S}_i^α sont les opérateurs de spin adimensionnels pour le site i , égaux aux σ_α , matrices de Pauli pour un spin 3 données par les [équations \(3.4\)](#) à [\(3.6\)](#), et $\hat{S}_j^\pm = \hat{S}_j^x \pm i \hat{S}_j^y$ sont les opérateurs d'augmentation et de diminution de la projection de spin pour le site j .

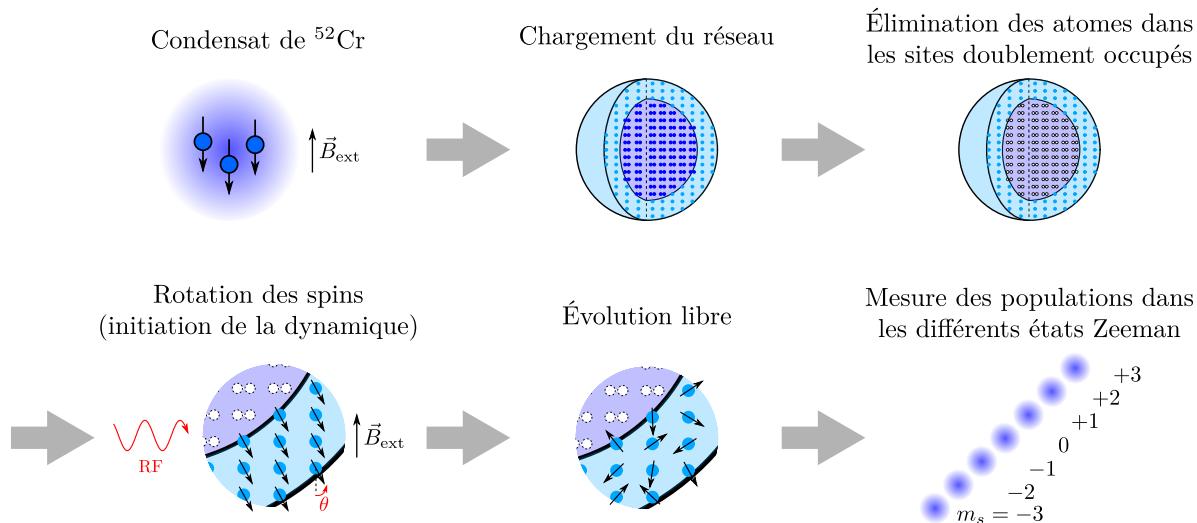


FIGURE 5.7 – Schéma décrivant les expériences de dynamique de spin en réseau. Le réseau est chargé à partir du condensat en 50 ms puis les atomes des sites doublement occupés sont éliminés en 10 ms. La dynamique est ensuite initiée par une rotation des spins qui peuvent alors évoluer librement pour une durée t_{dyna} . Pour finir, le réseau est déchargé en 300 μs et les atomes sont imaginés par absorption en utilisant une procédure de « delta-kick », pour limiter l'expansion du nuage, suivie d'une séparation par Stern-Gerlach.

La première somme de l'hamiltonien concerne la précession de Larmor autour du champ magnétique externe avec B_i la norme du champ magnétique externe au site i . Ce terme prend en compte le gradient de champ magnétique.

La deuxième somme concerne l'effet quadratique, déjà évoqué en [section 3.1.3](#), dû aux déplacements lumineux induits par les faisceaux laser du réseau et par le piège dipolaire (lorsque celui-ci est présent).

La troisième somme concerne les termes d'Ising et d'échange des interactions dipôle-dipôle (voir [section 1.2.2](#)) avec $V_{ij} = \frac{\mu_0}{4\pi} (g_s \mu_B)^2 \frac{1-3\cos^2(\theta_{ij})}{r_{ij}^3}$ où $r_{ij} = \|\vec{r}_{ij}\|$ avec \vec{r}_{ij} le vecteur reliant le site i au site j et θ_{ij} l'angle entre \vec{r}_{ij} et \vec{e}_z la direction du champ magnétique externe. Le terme de collision inélastique des interactions dipôle-dipôle peut quant à lui être ignoré du fait de l'éloignement entre les atomes.

Effet du gradient de champ magnétique Pour vérifier que, comme attendu du fait de l'absence de transport, le gradient a peu d'effet sur la dynamique de spin, on compare une dynamique obtenue par la méthode décrite en [section 5.2.1](#) avec $\theta = \pi/2$ et une autre obtenue exactement dans les mêmes conditions mais en ajoutant une impulsion π à $t_{\text{dyna}}/2$. Cette impulsion au milieu de la dynamique joue le rôle d'un écho de spin qui a pour effet de compenser la précession inhomogène due au gradient de champ magnétique. On peut voir en [figure 5.8](#) que les deux expériences donnent une dynamique de spin très similaire ce qui montre bien que l'effet du gradient sur la dynamique est faible. Ce faible effet a également été confirmé grâce aux simulations numériques présentées en [section 5.2.4](#) (voir *Supplementary Note 5* de l'article [123]). Il est donc possible de négliger le premier terme de l'hamiltonien de l'[équation \(5.18\)](#) qui, si on ne tient pas compte du gradient, disparaît lorsqu'on se place dans la base tournante à la fréquence de Larmor autour du champ magnétique externe.

Notons que ce faible effet du gradient est en net contraste avec celui observé dans le régime superfluide du condensat où il a un rôle majeur dans la dynamique, celle-ci augmentant en amplitude et rapidité lorsque le gradient augmente (voir [figure 3.10](#)).

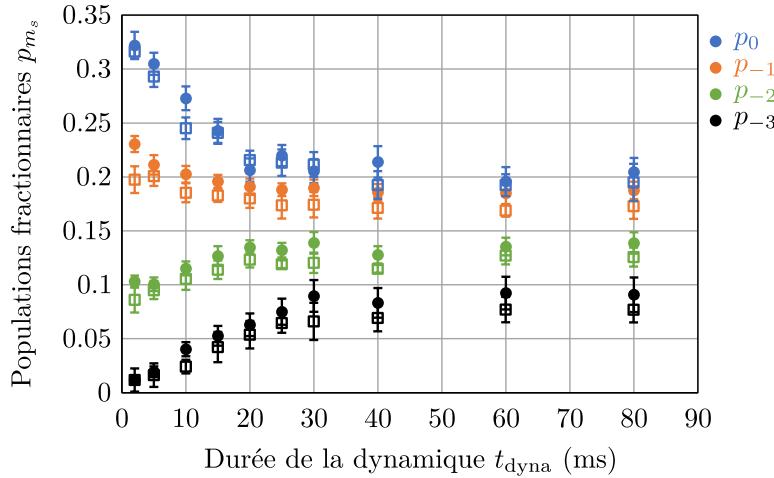


FIGURE 5.8 – Comparaison entre une dynamique sans écho de spin ($\pi/2 - t_{\text{dyna}}$) et une avec écho de spin ($\pi/2 - t_{\text{dyna}}/2 - \pi - t_{\text{dyna}}/2$). L'évolution temporelle des populations fractionnaires p_{m_s} des états Zeeman $m_s = -3$ (noir), -2 (vert), -1 (orange) et 0 (bleu) est représentée par des cercles pleins pour les résultats sans écho de spin et par des carrés vides pour les résultats avec écho. Pour ces expériences, le champ magnétique correspond à celui de la configuration 2 (voir section 5.2.1).

Effet quadratique Comme évoqué en section 3.1.3, un intervalle de valeurs possibles pour l'effet quadratique a été obtenu avec notre système en présence à la fois du piège dipolaire et du réseau 3D (avec une profondeur de $25 E_r$) par spectroscopie Ramsey [95] :

$$|q|/h \leq 25 \text{ Hz} \quad (5.19)$$

Les résultats obtenus en ajustant les simulations présentées en section 5.2.4 sont dans l'intervalle décrit par l'équation (5.19) avec un optimum à $q/h \approx 1,1 \text{ Hz}$ pour la théorie de champ-moyen et à $q/h \approx -3,0 \text{ Hz}$ pour celle au-delà du champ-moyen.

5.2.2 Modèles analytiques perturbatifs à temps court

Dans cette partie, nous allons développer un modèle analytique à temps court obtenu à partir de l'hamiltonien de l'équation (5.18), traitant les interactions dipôle-dipôle de façon exacte. Le résultat de ce modèle sera utilisé pour calculer l'évolution des populations fractionnaires des différents états Zeeman au cours du temps et sera comparé à des dynamiques de spin obtenues expérimentalement pour différents angles θ de rotation initiale des spins. Le résultat d'un autre modèle tenant compte des interactions dipôle-dipôle en champ-moyen sera également comparé aux données, ce qui mettra en évidence des effets au-delà du champ-moyen sur la dynamique de spin.

Modèle à temps court exact

L'évolution de l'état de notre système au cours du temps est donné par la relation :

$$|\psi(t)\rangle = e^{-i\hat{H}t/\hbar} |\psi_0\rangle \quad (5.20)$$

avec \hat{H} l'hamiltonien du système donné par l'équation (5.18) et $|\psi_0\rangle$ l'état initial, qu'il est possible d'obtenir à partir de l'équation (1.29). Celui-ci dépend de l'angle initial θ , correspondant à une rotation des spins par rapport à l'état $m_s = -3$.

En supposant un désaccord δ nul entre la fréquence de Larmor et celle du champ RF servant à la rotation des spins, on obtient l'état initial :

$$|\psi_0(\theta)\rangle = \bigotimes_j |\psi_0(\theta)\rangle_j \quad (5.21)$$

où \otimes désigne le produit de Kronecker et l'état dans chaque site j du réseau est identique et donné par :

$$|\psi_0(\theta)\rangle_j = \sum_{m_s} \binom{6}{3+m_s}^{1/2} \left[i \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]^{3+m_s} \left[-\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]^{3-m_s} |m_s\rangle_j \quad (5.22)$$

où $\binom{n}{k}$ désigne le coefficient binomial.

Connaissant l'état $|\psi(t)\rangle$ du système, la valeur moyenne d'une observable quelconque \hat{O} est obtenue par :

$$O(t) = \langle \psi(t) | \hat{O} | \psi(t) \rangle = \langle \psi_0 | e^{i\hat{H}t/\hbar} \hat{O} e^{-i\hat{H}t/\hbar} | \psi_0 \rangle \quad (5.23)$$

On utilise alors le lemme de Baker-Hausdorff [124] :

$$e^{sB} A e^{-sB} = A + s[B, A] + \frac{s^2}{2!}[B, [B, A]] + \frac{s^3}{3!}[B, [B, [B, A]]] + \dots \quad (5.24)$$

qui permet un développement limité en temps de la valeur moyenne $O(t)$:

$$O(t) = \langle \psi_0 | \hat{O} | \psi_0 \rangle + \frac{it}{\hbar} \langle \psi_0 | [\hat{H}, \hat{O}] | \psi_0 \rangle + \frac{1}{2!} \left(\frac{it}{\hbar} \right)^2 \langle \psi_0 | [\hat{H}, [\hat{H}, \hat{O}]] | \psi_0 \rangle + \dots \quad (5.25)$$

Pour obtenir l'évolution temporelle des populations fractionnaires des différents états Zeeman, on applique cette formule aux observables suivantes :

$$\hat{p}_{m_s} = \frac{1}{N} \sum_i |m_s\rangle_i \langle m_s| \quad (5.26)$$

où N est le nombre d'atomes total.

À l'ordre 0 de l'équation (5.25) nous obtenons de façon immédiate les populations fractionnaires initiales :

$$p_{m_s}(0) = \binom{6}{3+m_s} \left[\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]^{3+m_s} \left[\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]^{3-m_s} \quad (5.27)$$

À l'ordre 1 (terme en t), le calcul du commutateur donne le résultat suivant :

$$\begin{aligned} [\hat{H}, \hat{p}_{m_s}] = & -\frac{1}{4N} \sum_{i,j \neq i} V_{ij} \left[\sqrt{12 - m_s(m_s+1)} \left(|m_s+1\rangle_i \langle m_s| \hat{S}_j^- - \hat{S}_i^+ |m_s\rangle_j \langle m_s+1| \right) \right. \\ & \left. + \sqrt{12 - m_s(m_s-1)} \left(\hat{S}_i^+ |m_s-1\rangle_j \langle m_s| - |m_s\rangle_i \langle m_s-1| \hat{S}_j^- \right) \right] \end{aligned} \quad (5.28)$$

Cependant, lorsqu'on prend la valeur moyenne de ce commutateur, les différents termes se compensent et le terme d'ordre 1 du développement de la valeur moyenne $p_{m_s}(t)$ est alors nul.

Il est donc nécessaire de calculer le terme d'ordre 2 (en t^2) afin d'obtenir la dynamique à temps court. On obtient en s'arrêtant à l'ordre 2 les équations suivantes pour les populations fractionnaires :

$$p_{m_s}(t) = p_{m_s}(0) + \frac{135}{16\hbar^2} \sin^4(\theta) \alpha_{m_s}(\theta) \left[\tilde{V}^2 - \frac{4}{3}q\bar{V} \right] t^2 \quad (5.29)$$

avec $\tilde{V}^2 = \frac{1}{2N} \sum_{i,j \neq i} V_{ij}^2$, $\bar{V} = \frac{1}{2N} \sum_{i,j \neq i} V_{ij}$ et les coefficients $\alpha_{m_s}(\theta)$ donnés par les équations suivantes :

$$\begin{cases} \alpha_{-3}(\theta) = \cos^8(\theta/2) \\ \alpha_{-2}(\theta) = \cos^6(\theta/2)(1 - 3\cos\theta) \\ \alpha_{-1}(\theta) = \cos^4(\theta/2)(13 - 20\cos\theta + 15\cos 2\theta)/8 \\ \alpha_0(\theta) = \cos^2(\theta/2)\sin^2(\theta/2)(3 + 5\cos 2\theta)/2 \\ \alpha_{+1}(\theta) = \sin^4(\theta/2)(13 + 20\cos\theta + 15\cos 2\theta)/8 \\ \alpha_{+2}(\theta) = \sin^6(\theta/2)(1 + 3\cos\theta) \\ \alpha_{+3}(\theta) = \sin^8(\theta/2) \end{cases} \quad (5.30)$$

On peut remarquer que le champ magnétique n'apparaît pas dans l'[équation \(5.29\)](#), ce qui est dû au fait que les opérateurs \hat{S}_i^z commutent avec les opérateurs \hat{p}_{m_s} . Il n'intervient qu'à partir du terme d'ordre 4 (en t^4) à travers le gradient de champ magnétique.

Remarquons également qu'il existe une valeur q_0 de l'effet quadratique pour laquelle le terme d'ordre 2 s'annule donnée par :

$$q_0 = \frac{3}{4} \frac{\tilde{V}^2}{\bar{V}} \quad (5.31)$$

Modèle à temps court en champ-moyen

Lorsqu'on considère les interactions dipôle-dipôle non plus de façon exacte mais, pour chaque dipôle, à travers le champ magnétique moyen créé par l'ensemble des autres dipôles, il est également possible d'obtenir un modèle à temps court pour l'évolution des populations fractionnaires dans les différents états Zeeman. Le résultat, donné dans notre article [123] est le suivant :

$$p_{m_s}^{\text{CM}}(t) = p_{m_s}(0) + \frac{135}{16\hbar^2} \sin^4(\theta) \alpha_{m_s}(\theta) \left[-\frac{4}{3}q\bar{V}t^2 + \frac{1}{\hbar^2}K_d(\theta)t^4 \right] \quad (5.32)$$

avec $K_d(\theta) = \sum_i \left[\frac{1}{2N} \sum_{j \neq i} V_{ij} \left(B_{ij}^{\text{id}} + \Delta_{ij} \right) \right]^2$ où $B_{ij}^{\text{id}} = -\frac{9}{2} \cos(\theta) \sum_{k \neq i,j} (V_{ik} - V_{jk})$ a pour origine les inhomogénéités du champ dipolaire et $\Delta_{ij} = g_s\mu_B(B_i - B_j)$ correspond au gradient de champ magnétique.

Remarquons qu'en champ-moyen, l'effet des interactions dipôle-dipôle n'apparaît à l'ordre 2 du développement qu'en présence d'un effet quadratique, ce qui est une différence majeure avec le modèle exact où les interactions dipôle-dipôle ont un effet dès l'ordre 2 même sans effet quadratique. De plus, le terme B_{ij}^{id} s'annule pour un angle initial des spins $\theta = \pi/2$ et disparaît pour un système homogène (le champ dipolaire vu par les dipôles est alors identique partout).

Comparaison des deux modèles à temps court à des résultats expérimentaux

Nous allons maintenant comparer nos deux modèles à des résultats expérimentaux. Pour simplifier les calculs nous considérons un réseau homogène, c'est-à-dire un réseau infini où tous les sites sont occupés. Cela permet d'effectuer la transformation $\sum_{i,j \neq i} X_{ij} \rightarrow N \sum_{j \neq 1} X_{1j}$. Les termes \tilde{V}_{ij} diminuant en $1/r^3$, on peut se limiter à une zone réduite du réseau, je ne considère ainsi qu'une zone de 25 sites selon l'axe de pas 299 nm, 13 sites selon l'axe de 597 nm et 27 sites selon l'axe de pas 268 nm ce qui correspond à peu près à une région cubique contenant 8775 atomes. Le nombre d'atomes est donc similaire à celui que nous avons en pratique mais leur distribution spatiale ne correspond pas à la distribution réelle en coquille ; il serait intéressant de comparer les résultats que nous allons obtenir ici avec des calculs tenant compte de la géométrie réelle, ce que je n'ai pas fait. Notons que le fait de considérer un réseau homogène rend nul les B_{ij}^{id} car $\sum_{k \neq i,j} (V_{ik} - V_{jk}) \rightarrow N \sum_{k \neq 0} V_{0k} - N \sum_{k \neq 0} V_{0k} = 0$. Si en plus nous négligeons le gradient (ce qui est raisonnable, voir [section 5.2.1](#)), le terme d'ordre 4 de l'[équation \(5.32\)](#) disparaît ; ainsi, on ne considère que les termes en t^2 pour le modèle exact comme pour le modèle champ-moyen. Pour les calculs numériques, nous utilisons la valeur de l'effet quadratique obtenu à l'aide de simulations GDTWA en [section 5.2.4](#), $q/h = -3$ Hz et les termes \tilde{V}_{1j} sont calculés avec les caractéristiques du réseau présenté en [section 1.6](#). Nous obtenons ainsi :

$$\tilde{V}/h \approx 4,36 \text{ Hz} \quad (5.33a)$$

$$\bar{V}/h \approx -1,05 \text{ Hz} \quad (5.33b)$$

ce qui implique, à titre indicatif, que le terme d'ordre 2 des $p_{ms}(t)$ s'annule en $q_0/h \approx -13,8$ Hz. Notons que du fait du caractère anisotrope des interactions dipôle-dipôle, \bar{V} est particulièrement sensible à la direction du champ ainsi qu'à la géométrie du réseau.

La comparaison de nos deux modèles avec des résultats expérimentaux est faite en [figure 5.9](#). On compare les modèles à des dynamiques de spin obtenues pour différents angles initiaux θ allant de $\pi/5$ à $\pi/2$. Pour l'angle le plus petit, nous avons expérimentalement une dynamique assez faible qui est relativement bien reproduite par le modèle exact et un peu moins bien par celui de champ-moyen. Lorsque l'angle θ augmente en revanche, le modèle champ-moyen décrit une dynamique plus lente que celle obtenue expérimentalement tandis que le modèle exact reproduit remarquablement bien la dynamique initiale, quelque soit l'angle θ .

Cette comparaison montre que des effets au-delà du champ-moyen entrent en jeu lors de la dynamique en régime de Mott dans le réseau profond, ce qui n'est pas le cas en régime superfluide dans le condensat. En effet, comme nous l'avons vu en [chapitre 3](#), la dynamique de spin y est très bien décrite par des simulations de champ-moyen basées sur l'équation de Gross-Pitaevskii. Le fait que des effets au-delà du champ-moyen soient visibles en réseau profond sera confirmé en [section 5.2.4](#) où nos données expérimentales sont comparées à des simulations de champ-moyen et au-delà du champ-moyen réalisées par nos collaborateurs théoriciens.

Par ailleurs, nous pouvons voir dans les dynamiques de spin présentées en [figure 5.9](#) mais surtout en [figure 5.8](#) que les populations fractionnaires dans les différents états Zeeman atteignent un état stationnaire en environ 40 millisecondes. L'étude de cet état stationnaire est l'objet de la section suivante.

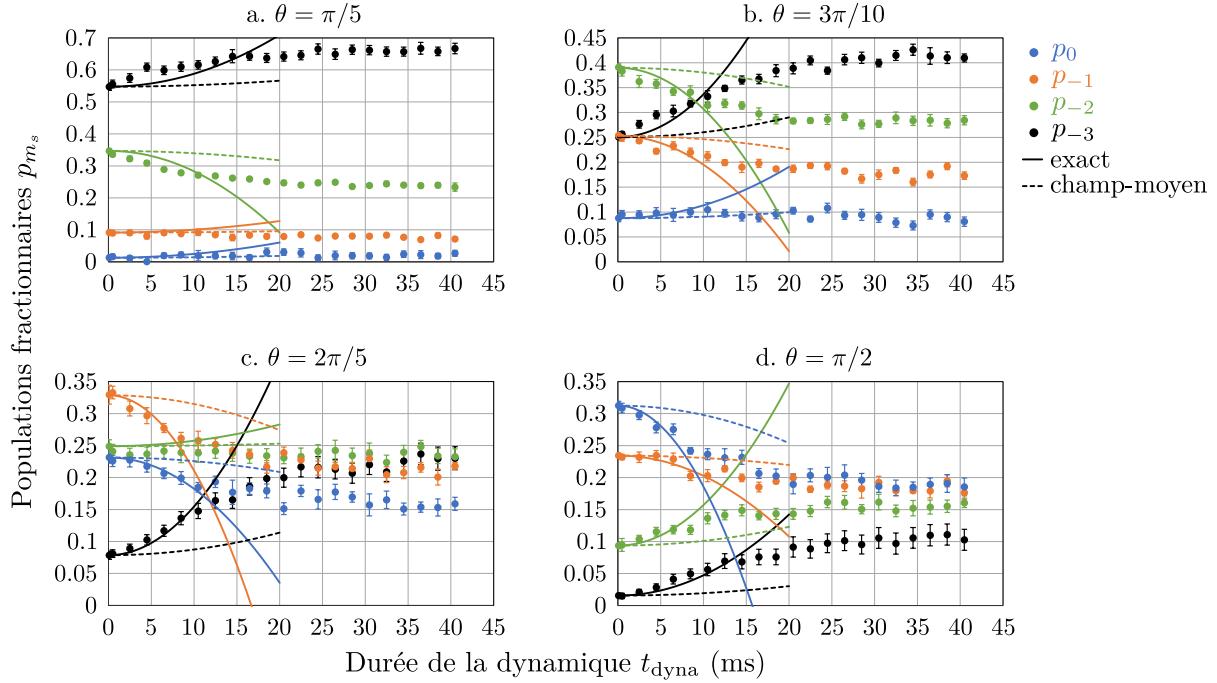


FIGURE 5.9 – Évolution temporelle des populations fractionnaires dans chaque état Zeeman pour différents angles initiaux θ entre $\pi/5$ et $\pi/2$ et dans la configuration 1 du champ magnétique (voir section 5.2.1). Les points correspondent aux données expérimentales pour les états Zeeman $m_s = -3$ (noir), -2 (vert), -1 (orange) et 0 (bleu). Les traits pleins correspondent aux résultats du modèle à temps court exact et ceux en pointillés au modèle de champ-moyen.

5.2.3 Modèle à temps long : thermalisation quantique

Comme on peut le voir en figure 5.9 et encore plus nettement en figure 5.8, les populations fractionnaires des différents états Zeeman atteignent un état stationnaire, différent selon l’angle initial θ choisi, en environ 40 millisecondes. Nous allons montrer ici que cet état stationnaire est similaire à un état thermique malgré le fait que notre système soit isolé et non connecté à un réservoir.

Pour l’hamiltonien du système, nous considérons celui de l’équation (5.18) sans le terme de champ magnétique externe :

$$\hat{H}_T = \sum_i q \left(\hat{S}_i^z \right)^2 + \frac{1}{2} \sum_{i,j \neq i} V_{ij} \left[\hat{S}_i^z \hat{S}_j^z - \frac{1}{4} \left(\hat{S}_i^+ \hat{S}_j^- + \hat{S}_i^- \hat{S}_j^+ \right) \right] \quad (5.34)$$

On ne considère pas ici le champ magnétique externe car, comme on le montre dans notre article [123], il ne contribue à l’état stationnaire, par l’intermédiaire du gradient de champ magnétique, que sur des temps très longs (inaccessibles expérimentalement) de l’ordre de plusieurs centaines de millisecondes.

Sachant que \hat{H}_T conserve l’énergie totale et la valeur moyenne de la composante selon z du spin total $\hat{S}_z = \frac{1}{N} \sum_i \hat{S}_i^z$ (ici normalisée par N), la matrice densité de l’état thermique du système est donnée par :

$$\hat{\rho}_T(\beta, \mu) = \frac{e^{-\beta \hat{H}_T - \mu \hat{S}_z}}{\text{Tr} [e^{-\beta \hat{H}_T - \mu \hat{S}_z}]} \quad (5.35)$$

avec $\beta = 1/k_B T$ un premier multiplicateur de Lagrange qui peut être vu comme l'inverse d'une température et μ un second multiplicateur permettant de prendre en compte la conservation de $\langle S_z \rangle$.

Les valeurs moyennes de l'énergie et de \hat{S}_z sont données, dans l'état thermique, par les relations :

$$\langle \hat{H}_T \rangle = \text{Tr} [\hat{\rho}_T(\beta, \mu) \hat{H}_T] \quad (5.36a)$$

$$\langle \hat{S}_z \rangle = \text{Tr} [\hat{\rho}_T(\beta, \mu) \hat{S}_z] \quad (5.36b)$$

Cependant, ces valeurs étant conservées au cours du temps, on peut les obtenir également à partir de l'état initial. On obtient alors les résultats suivants :

$$E_0(\theta) = \langle \psi_0 | \hat{H}_T | \psi_0 \rangle = \frac{3N}{4} \left[(7 + 5 \cos(2\theta))q + 3(1 + 3 \cos(2\theta))\bar{V} \right] \quad (5.37a)$$

$$S_{z0}(\theta) = \langle \psi_0 | \hat{S}_z | \psi_0 \rangle = -3 \cos(\theta) \quad (5.37b)$$

avec $\bar{V} = \frac{1}{2N} \sum_{i,j \neq i} V_{ij}$.

L'équation (5.37a) associée à l'équation (5.36a) permet de calculer la valeur de β tandis que l'équation (5.37b) associée à l'équation (5.36b) permet de calculer la valeur de μ . Cependant ces calculs sont, dans le cas d'un système à N corps, impossibles à effectuer de façon exacte. Suivant l'idée d'Ana Maria Rey, nous effectuons alors un développement perturbatif pour $\beta \approx 0$.

En développant dans un premier temps $e^{-\beta \hat{H}_T}$ à l'ordre zéro, on obtient la matrice densité $\hat{\rho}_T^{(0)}(\mu^{(0)}) = e^{-\mu^{(0)} \hat{S}_z} / \text{Tr} [e^{-\mu^{(0)} \hat{S}_z}]$. \hat{S}_z étant diagonale, il est aisément de calculer sa valeur moyenne à l'ordre zéro :

$$\langle \hat{S}_z \rangle^{(0)} = \text{Tr} [\hat{\rho}_T^{(0)}(\mu^{(0)}) \hat{S}_z] = \frac{\sum_{m_s=-3}^{+3} m_s e^{-\mu^{(0)} m_s}}{\sum_{m_s=-3}^{+3} e^{-\mu^{(0)} m_s}} \quad (5.38)$$

En résolvant numériquement l'équation $\langle \hat{S}_z \rangle^{(0)} = S_{z0}$ on obtient les valeurs suivantes pour le multiplicateur de Lagrange μ :

$$\begin{cases} \mu^{(0)}(\theta = \pi/5) = 1,00 \\ \mu^{(0)}(\theta = 3\pi/10) = 0,54 \\ \mu^{(0)}(\theta = 2\pi/5) = 0,24 \\ \mu^{(0)}(\theta = \pi/2) = 0 \end{cases} \quad (5.39)$$

Les populations fractionnaires dans l'état stationnaire sont quant à elles données par :

$$p_{m_s}^{(0)}(t_{ES}) = \text{Tr} [\hat{\rho}_T^{(0)}(\mu^{(0)}) \hat{p}_{m_s}] = \frac{e^{-\mu^{(0)} m_s}}{\sum_{m_s=-3}^{+3} e^{-\mu^{(0)} m_s}} \quad (5.40)$$

où t_{ES} indique le temps d'établissement de l'état stationnaire.

La comparaison des résultats de cette formule avec des données expérimentales est faite en figure 5.10. Les données expérimentales sont les mêmes que celles présentées en figure 5.9 mais uniquement pour les points à $t_{dyna} = 40,5$ ms. On peut voir que la formule de l'équation (5.40) fonctionne remarquablement bien pour $\theta = \pi/5$ et $3\pi/10$ où les populations fractionnaires expérimentales sont très bien reproduites. Elle fonctionne moins bien pour $\theta = 2\pi/5$ où la tendance est bonne mais pas la forme de la courbe. Tandis que pour $\theta = \pi/2$, elle prédit des

populations fractionnaires identiques $p_{m_s}^{(0)}(t_{\text{ES}}) = 1/7$ alors qu'on observe expérimentalement une variation des populations fractionnaires en fonction de m_s . On va donc se concentrer maintenant sur le cas à $\theta = \pi/2$ et pousser le développement de $e^{-\beta \hat{H}_{\text{T}}}$ à l'ordre un.

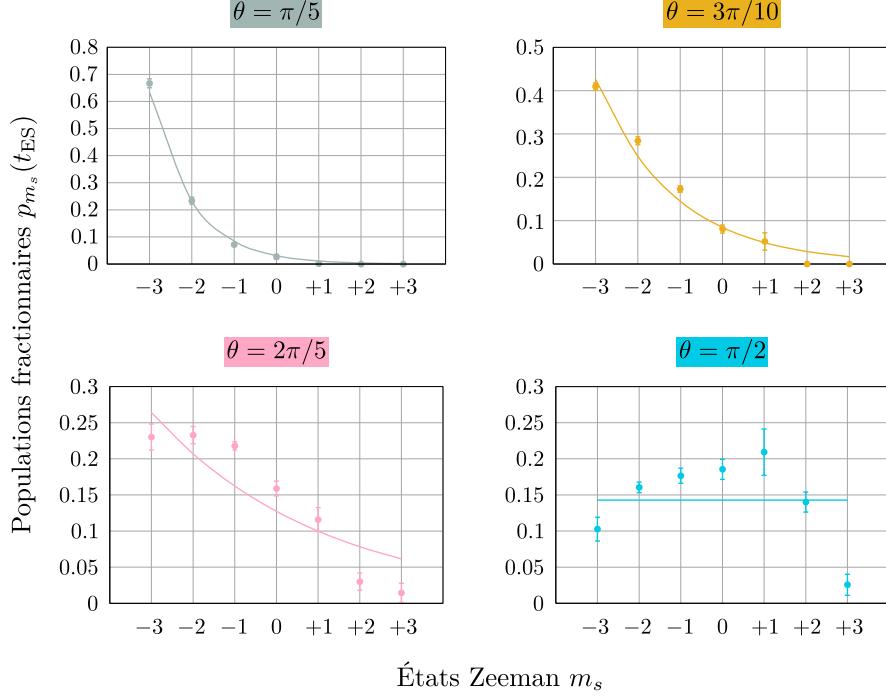


FIGURE 5.10 – Comparaison pour $\theta = \pi/5, 3\pi/10, 2\pi/5$ et $\pi/2$ entre les populations fractionnaires mesurées $p_{m_s}(t_{\text{dyna}} = 40,5 \text{ ms})$ et celles de l'état stationnaire donné par notre modèle de distribution thermique à l'ordre zéro, $p_{m_s}^{(0)}(t_{\text{ES}})$. Les données expérimentales, représentées par des points, sont les mêmes que celles de la figure 5.12 (uniquement les points à 40,5 ms). Les traits sont les résultats du modèle de distribution thermique à l'ordre zéro.

Pour $\theta = \pi/2$, nous avons une énergie initiale $E_0(\pi/2) = \frac{3N}{2} (q - 3\bar{V})$ et une valeur moyenne de \hat{S}_z initiale $S_{z0} = 0$. De plus, en allant jusqu'à l'ordre un du développement de $e^{-\beta \hat{H}_{\text{T}}}$, la matrice densité devient :

$$\hat{\rho}_{\text{T}}^{(1)}(\beta^{(1)}, \mu^{(1)}) = \frac{\left(1 - \beta^{(1)} \hat{H}_{\text{T}}\right) e^{-\mu^{(1)} \hat{S}_z}}{\text{Tr} \left[\left(1 - \beta^{(1)} \hat{H}_{\text{T}}\right) e^{-\mu^{(1)} \hat{S}_z} \right]} \quad (5.41)$$

Après calculs, on obtient les paramètres :

$$\begin{cases} \beta^{(1)}(\theta = \pi/2) = \frac{5q + 9\bar{V}}{24q^2 + 48\tilde{V}^2} \\ \mu^{(1)}(\theta = \pi/2) = 0 \end{cases} \quad (5.42)$$

avec $\tilde{V}^2 = \frac{1}{2N} \sum_{i,j \neq i} V_{ij}^2$ et $\bar{V} = \frac{1}{2N} \sum_{i,j \neq i} V_{ij}$.

Les populations fractionnaires dans l'état stationnaire pour $\theta = \pi/2$ sont alors données par :

$$p_{m_s}^{(1)}(t_{\text{ES}}) = \text{Tr} \left[\hat{\rho}_{\text{T}}^{(1)}(\beta^{(1)}, \mu^{(1)}) \hat{p}_{m_s} \right] = \frac{1}{7} \left[1 + \beta^{(1)} q (4 - m_s^2) \right] \quad (5.43)$$

On peut noter ici que $p_{\pm 2}^{(1)}(t_{\text{ES}}) = 1/7$ et que donc, à l'ordre un, les populations dans les états Zeeman $m_s = \pm 2$ atteintes dans l'état stationnaire sont indépendantes de l'effet quadratique. On compare en figure 5.11 les résultats de l'équation (5.43) aux deux dynamiques de spin effectuées avec un angle initial $\theta = \pi/2$ déjà présentées en figure 5.8 et figure 5.9 pour $t_{\text{dyna}} = 80 \text{ ms}$ et $t_{\text{dyna}} = 40,5 \text{ ms}$ respectivement. On trouve dans les deux cas un très bon accord entre le modèle de distribution thermique à l'ordre un de l'équation (5.43) et les données expérimentales lorsqu'on utilise les valeurs de \tilde{V} et \bar{V} données par l'équation (5.33) et les effets quadratiques obtenus à partir de simulations GDTWA (voir section 5.2.4), soit $q/h = -3,6 \text{ Hz}$ pour la première et $q/h = -3 \text{ Hz}$ pour la seconde.

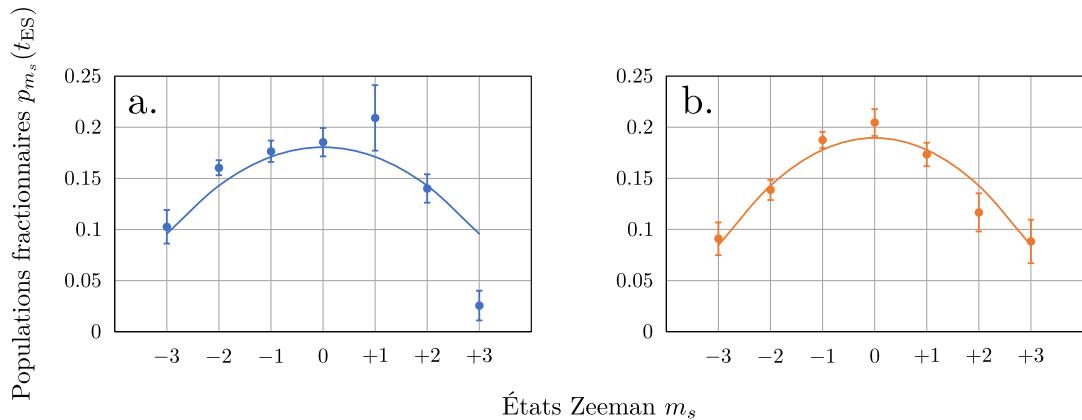


FIGURE 5.11 – Comparaison, pour $\theta = \pi/2$, entre les populations fractionnaires mesurées $p_{m_s}(t_{\text{dyna}} = 40,5 \text{ ms})$ en a. et $p_{m_s}(t_{\text{dyna}} = 80 \text{ ms})$ en b. et celles de l'état stationnaire donné par notre modèle de distribution thermique à l'ordre 1, $p_{m_s}^{(1)}(t_{\text{ES}})$. Les données expérimentales, représentées par des points, sont les mêmes que celles de la figure 5.12 (uniquement les points à 40,5 ms) en a. et les mêmes que celles de la figure 5.8 (uniquement les points à 80 ms sans écho de spin) en b. Les traits sont les résultats du modèle de distribution thermique à l'ordre 1 avec les valeurs de \tilde{V} et \bar{V} données par l'équation (5.33) et les effets quadratiques obtenus à partir de simulations GDTWA (voir section 5.2.4) $q/h = -3 \text{ Hz}$ pour a. et $q/h = -3,6 \text{ Hz}$ pour b.

Pour vérifier la validité du développement limité on regarde si le terme d'ordre 1 du développement de l'équation (5.43) est petit devant le terme d'ordre 0.

On doit donc avoir $|\beta^{(1)}q(4 - m_s^2)| \ll 1$ soit, pour $m_s = \pm 3$, un ratio :

$$R(q) = \left| \frac{25q^2 + 45q\bar{V}}{24q^2 + 48\tilde{V}^2} \right| \ll 1 \quad (5.44)$$

Ainsi, pour les effets quadratiques de la figure 5.11 et avec \bar{V} et \tilde{V} donnés par l'équation (5.33), on obtient $R(q/h = -3 \text{ Hz}) \approx 0,33$ et $R(q/h = -3,6 \text{ Hz}) \approx 0,40$, ce qui commence à être un peu élevé. À titre indicatif, $R(q) \leq 1/10 \Leftrightarrow -1,2 \text{ Hz} \leq q/h \leq 3,3 \text{ Hz}$.

Nous avons également tenté de modifier l'effet quadratique en changeant la répartition de puissance entre les faisceaux horizontaux et verticaux du réseau qui, du fait de la direction du champ magnétique externe et des polarisations des faisceaux, ont des contributions à l'effet quadratique de signes opposés. Pour cela nous avons changé les points d'asservissement des réseaux horizontaux et verticaux (voir section 1.6.3). Nos mesures ne nous semblent cependant pas concluantes, d'autres mesures devraient être faites afin de mieux comprendre l'influence de l'effet quadratique.

5.2.4 Simulation au-delà du champ moyen de notre système

Dans cette section, je vais comparer nos données expérimentales à des simulations numériques de champ-moyen et semi-classique (au-delà du champ-moyen). Celles-ci permettent, en décrivant l'ensemble de la dynamique, d'aller un peu plus loin que les modèles à temps court et temps long présentés précédemment. Elles nous donnent la possibilité notamment de trouver la valeur de l'effet quadratique q , qui n'a pas pu être mesuré directement, en l'utilisant comme paramètre d'ajustement dans les simulations.

Comparaison des résultats de simulations avec les données expérimentales

Les simulations numériques présentées ici ont été effectuées par nos collaborateurs théoriciens, Johannes Schachenmayer, Bihui Zhu et Ana Maria Rey.

La méthode champ-moyen qu'ils ont utilisée consiste à représenter chaque spin par un vecteur de Bloch généralisé ($\hat{\rho}_i$ à $(2s + 1)^2 - 1 = 48$ composantes) qui détermine l'ensemble des éléments indépendants d'une matrice densité $\hat{\rho}_i$, associée au spin situé au site i du réseau. En champ-moyen, la matrice densité du système total est alors choisie comme le produit des matrices densité de chaque spin $\hat{\rho} = \prod_{i=1}^N \hat{\rho}_i$. L'évolution temporelle du système est ensuite donnée par l'équation de Liouville-Von Neumann :

$$[\hat{H}, \hat{\rho}] = i\hbar \frac{d\hat{\rho}}{dt} \quad (5.45)$$

Cette équation correspond à $N \times 48$ équations non-linéaires indépendantes, qui sont résolues numériquement pour obtenir l'évolution en champ-moyen de la matrice densité. Les valeurs moyennes des observables peuvent ensuite être obtenues par la relation :

$$\langle O(t) \rangle = \text{Tr} [\hat{O}\hat{\rho}(t)] \quad (5.46)$$

L'autre méthode qu'ils ont utilisée est appelée *generalized discrete truncated Wigner approximation* (GDTWA) et a déjà été présentée en [section 5.1.3](#). Les éléments du vecteur de Bloch généralisé initial associé à chaque spin n'est plus représenté ici par une seule valeur mais par une distribution de probabilité de Wigner-Ville discrète. L'évolution du système est ensuite obtenue numériquement par une méthode Monte-Carlo en sélectionnant au hasard un élément de chaque distribution de probabilité. Les vecteurs de Bloch ainsi obtenus sont ensuite utilisés dans les équations de champ-moyen et décrivent alors une certaine trajectoire dans l'espace des phases. Cette opération est répétée plusieurs fois, puis les valeurs moyennes des observables sont calculées en moyennant sur les différentes trajectoires obtenues. Cette méthode va au-delà du champ-moyen en permettant la prise en compte des fluctuations quantiques.

Une comparaison à des données expérimentales des résultats obtenus grâce à ces deux types de simulations est effectuée en [figure 5.12](#), où sont montrées les évolutions des populations fractionnaires des états Zeeman $m_s = -3$ à $m_s = 0$ pour différents angles initiaux des spins entre $\theta = \pi/5$ et $\theta = \pi/2$. Les populations fractionnaires des états $m_s > 0$ ne sont pas présentées ici soit parce qu'elles sont négligeables (pour θ petit), soit par clarté.

On peut ainsi voir que pour un angle initial $\theta = \pi/5$ (le plus petit), la dynamique montre une faible amplitude de variation des populations fractionnaires et les deux types de simulation sont en bon accord avec les données expérimentales. Cependant, lorsque l'angle augmente vers $\theta = \pi/2$, on peut voir que la dynamique devient plus importante et que la simulation de type champ-moyen ne donne plus une bonne représentation de la dynamique expérimentale alors que la simulation GDTWA reproduit bien la dynamique quelque soit l'angle θ .

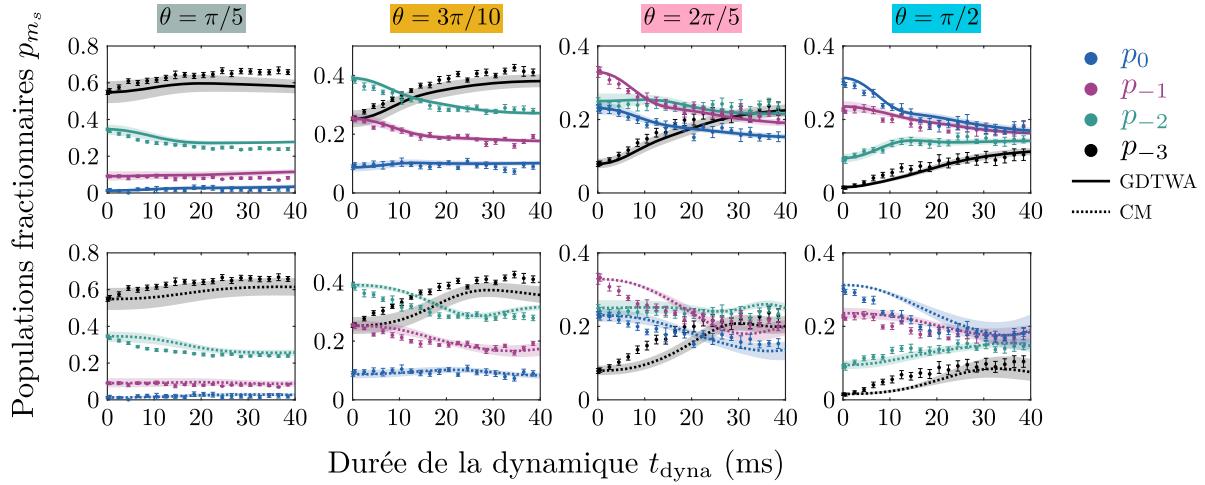


FIGURE 5.12 – Évolution temporelle des populations fractionnaires dans les états Zeeman $m_s = -3$ à 0 pour différents angles initiaux θ entre $\pi/5$ et $\pi/2$ et dans la configuration 1 du champ magnétique (les données expérimentales sont les mêmes que celles de la figure 5.9). Les traits pleins correspondent aux simulations de type GDTWA pour un effet quadratique $q/h = -3,0$ Hz (graphes du haut) et les pointillés aux simulations de type champ-moyen (CM) pour un effet quadratique $q/h = 1,1$ Hz (graphes du bas). L’optimisation de la valeur de l’effet quadratique est présenté en figure 5.14. Les zones ombrées correspondent à une incertitude de $\pm 0,3$ Hz sur les effets quadratiques et des incertitudes sur l’angle initial θ estimées à 2 % de la valeur de θ .

Cette différence est d’autant plus remarquable lorsqu’on regarde la dynamique à des temps supérieurs à 40 ms. Ainsi, on peut voir sur la dynamique de spin décrite en figure 5.13 que, contrairement à la simulation GDTWA, la simulation de champ-moyen présente, à temps longs, des oscillations qui ne sont pas observées expérimentalement. De plus, l’état stationnaire atteint par la simulation GDTWA correspond à celui obtenu en section 5.2.3 grâce à notre modèle de thermalisation quantique, ce qui n’est pas le cas du modèle champ-moyen.

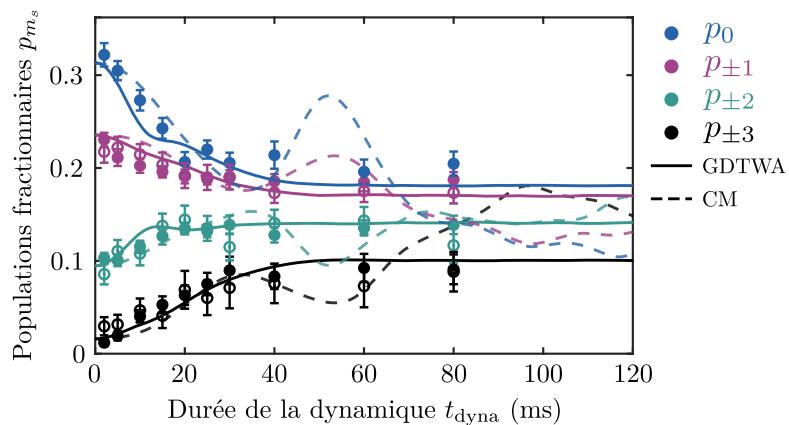


FIGURE 5.13 – Évolution temporelle des populations fractionnaires dans les états Zeeman $m_s = -3$ à +3 pour un angle initial $\theta = \pi/2$, dans la configuration 2 du champ magnétique (voir 5.2.1). Les ronds correspondent aux $m_s \leq 0$ et les cercles aux $m_s > 0$. Les traits pleins correspondent aux simulations de type GDTWA pour un effet quadratique $q/h = -3,6$ Hz et les pointillés aux simulations de type champ-moyen (CM) pour un effet quadratique $q/h = 1,1$ Hz.

Optimisation de l'effet quadratique

L'effet quadratique ne pouvant être mesuré directement, il a été utilisé comme variable d'ajustement pour les simulations et optimisé à l'aide du calcul d'un paramètre χ^2 permettant de mesurer l'accord entre un modèle théorique et des données expérimentales. Un tel paramètre est calculé pour chaque temps de dynamique t_{dyna} et chaque état Zeeman m_s grâce à la formule

$$\chi^2(t_{\text{dyna}}) = \frac{1}{7} \sum_{m_s=-3}^{+3} \frac{(p_{m_s}^{\text{exp}}(t_{\text{dyna}}) - p_{m_s}^{\text{sim}}(t_{\text{dyna}}))^2}{\sigma_{m_s}(t_{\text{dyna}})^2} \quad (5.47)$$

avec $p_{m_s}^{\text{exp}}$ et σ_{m_s} les populations fractionnaires et écarts-types mesurés et $p_{m_s}^{\text{sim}}$ les populations fractionnaires données par les simulations. Un paramètre χ^2 global est ensuite obtenu en moyennant sur t_{dyna} les $\chi^2(t_{\text{dyna}})$. Sachant qu'une valeur de χ^2 proche de 0 ou inférieure indique un bon accord entre la simulation et les données expérimentales, on effectue ce calcul pour différentes valeurs de l'effet quadratique et celui donnant le χ^2 le plus bas est alors déterminé comme étant la bonne valeur. Un paramètre moyen $\overline{\chi^2}$ est également calculé à partir des valeurs obtenues pour les différents angles initiaux $\theta = 3\pi/10$ à $\pi/2$ (le cas $\theta = \pi/5$ n'est pas pris en compte du fait de la faible dynamique observée à cet angle).

On peut voir en [figure 5.14](#) que deux optima sont obtenus pour les simulations de type GDTWA, le premier à $q/h \approx -3,0$ Hz avec $\overline{\chi^2} \approx 2,4$ et le second à $q/h \approx 6,3$ Hz avec $\overline{\chi^2} \approx 3,5$. Cependant, le deuxième, en plus d'avoir une valeur $\overline{\chi^2}$ un peu plus élevée, présente des oscillations à temps court sur les populations fractionnaires qui ne sont pas observées expérimentalement (voir [figure 5.15](#)), c'est pourquoi la valeur de $q/h \approx -3,0$ Hz a été retenue.

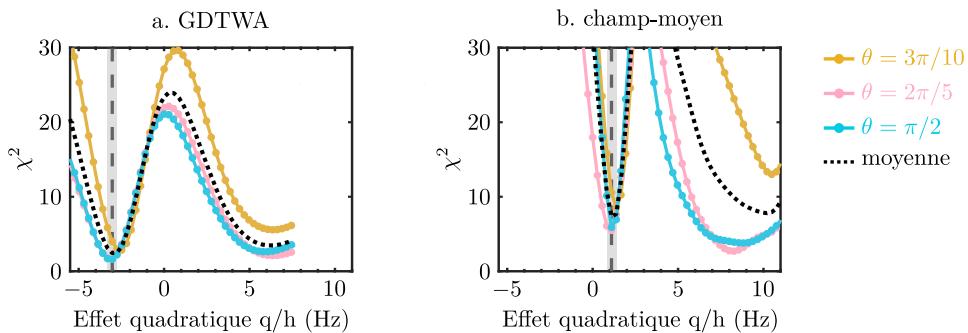


FIGURE 5.14 – Optimisation de la valeur de l'effet quadratique q à l'aide d'un paramètre χ^2 (décris dans le texte) qui est d'autant plus faible que l'accord entre la simulation et les données expérimentales est grand. L'optimisation est faite pour les données de la [figure 5.12](#). L'évolution du χ^2 en fonction de q est obtenue pour les données à $\theta = 3\pi/10$ (jaune), $\theta = 2\pi/5$ (rose) et $\theta = \pi/2$ (bleu) ainsi que la moyenne des trois en pointillés noirs. Ceci pour la simulation GDTWA en a. et champ-moyen en b. Les tirets verticaux indiquent la valeur optimale choisie et les zones ombrées correspondent à une incertitude de $\pm 0,3$ Hz.

Pour les simulations de type champ-moyen, deux optima aux $\overline{\chi^2}$ très proches sont obtenus, le premier à $q/h \approx 1,1$ Hz avec $\overline{\chi^2} \approx 7,3$ et le second à $q/h \approx 10,1$ Hz avec $\overline{\chi^2} \approx 7,5$. Ici, la première valeur a été retenue à cause de la différence importante entre la position de l'optimum du χ^2 calculé pour $\theta = 3\pi/10$ et celle obtenue pour les deux autres angles initiaux. En effet, les données ont été acquises le même jour et de manière telle qu'il est impossible d'avoir un effet quadratique différent pour une des valeurs de θ par rapport aux autres.

Le $\overline{\chi^2}$ trois fois plus élevé avec la simulation champ-moyen qu'avec la simulation GDTWA donne une mesure quantitative nette du meilleur accord de cette dernière avec les données expérimentales.

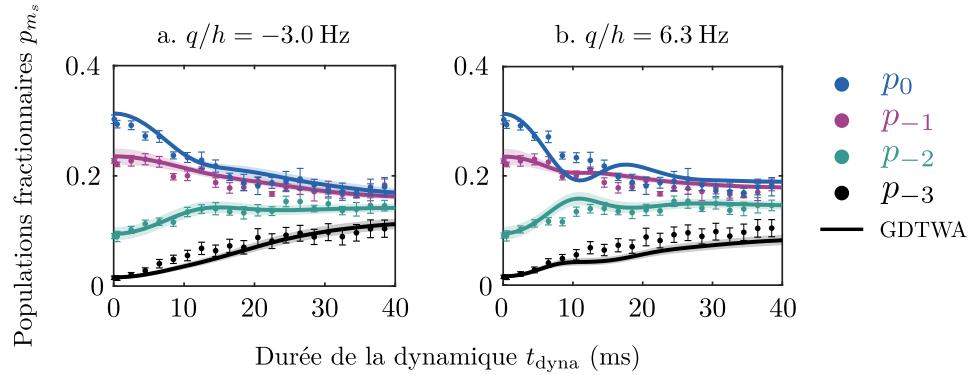


FIGURE 5.15 – Comparaison entre les simulations GDTWA obtenues avec $q/h = -3 \text{ Hz}$ en a. et celles obtenues avec $q/h = 6,3 \text{ Hz}$ en b. pour la dynamique de spin à $\theta = \pi/2$ présentée en [figure 5.12](#).

5.2.5 Conclusion

Dans cette section, nous avons montré que nos données à temps court étaient très bien reproduites par un modèle perturbatif « exact », tandis que le modèle perturbatif champ-moyen donnait pour tout angle initial θ une dynamique de populations plus lente que celle observée expérimentalement. Ce qui semble indiquer que la prise en compte des corrélations quantiques est importante pour la description de l'évolution du système.

Nous avons également montré que l'état stationnaire que nous obtenons à temps long est compatible avec un état thermique, malgré le fait que notre système soit isolé. Ce type de thermalisation, dite quantique, est décrite par l'*eigenstate thermalization hypothesis* qui explique la thermalisation quantique par le fait que les observables ont une valeur « thermique » identique dans tous les états propres accessibles du système.

Des simulations numériques effectuées par nos collaborateurs théoriciens ont également pu mettre en avant l'importance des effets au-delà du champ-moyen pour la description de la dynamique et l'obtention d'un état stationnaire. En effet les simulations champ-moyen révèlent une dynamique de populations plus lente que la dynamique expérimentale et montrent des oscillations là où nous obtenons un état stationnaire. A contrario, les simulations GDTWA reproduisent très bien la dynamique observée et sont en accord avec le modèle à temps court exact et le modèle de distribution thermique.

Les simulations GDTWA indiquent de plus une augmentation au cours du temps de l'entropie d'intrication dans notre système. Cette augmentation est d'autant plus grande que l'angle initial θ s'approche de $\pi/2$ et atteint même une valeur maximale pour $\theta = \pi/2$. Il est cependant très difficile de vérifier cela par des expériences. Des efforts sont toutefois faits dans l'équipe pour trouver des témoins d'intrication qui nous soient accessibles expérimentalement.

CHAPITRE 6

Relaxation de la norme du spin collectif

Dans ce chapitre, je présente des mesures de la norme du spin collectif (appelée longueur de spin dans la suite et notée ℓ) que nous avons effectuées avec les atomes chargés en réseau 3D profond, dans le régime de Mott. Ces mesures sont similaires à celles effectuées en condensat et présentées au [chapitre 4](#). Contrairement au cas en condensat, on observe ici une chute rapide de ℓ , qui tombe à zéro en quelques millisecondes. L'ajout d'un écho de spin au milieu de la dynamique permet de ralentir cette décroissance en compensant l'effet trivial de précession inhomogène dû au gradient de champ magnétique. On observe alors une diminution à peu près exponentielle de ℓ , initialement égale à 3, qui se stabilise en environ 80 ms à une valeur non nulle d'environ 0,15.

Nous allons voir que nous sommes limités dans nos mesures des composantes du spin collectif par un bruit technique au moins trois fois supérieur à la limite quantique standard, dû principalement à un mauvais rapport signal sur bruit de notre imagerie. Cela, associé surtout à des fluctuations du champ magnétique entraînant l'apparition d'un angle aléatoire entre la direction du spin collectif et celle du champ RF servant à la rotation des spins, complique l'évaluation de ℓ qui est alors déduite de comparaisons entre des distributions de probabilité théoriques et expérimentales, ainsi que par des analyses de fluctuations.

Nos données ont également été comparées à des simulations numériques effectuées par nos collaborateurs théoriciens. Contrairement à la dynamique des populations dans les différents états Zeeman qui est bien reproduite par des simulations GDTWA, la dynamique de ℓ obtenue numériquement est, de manière surprenante, plus rapide que la dynamique expérimentale. Ils ont d'abord essayé d'expliquer cette différence par un remplissage non unitaire du réseau ; cependant, bien que la dynamique de ℓ soit alors moins rapide, ce n'est toujours pas suffisant pour décrire correctement l'évolution expérimentale. En revanche, un modèle prenant en compte un déplacement des atomes par effet tunnel permet lui de mieux reproduire la décroissance de ℓ , mais avec toutefois une valeur asymptotique nulle, ce qui est différent de l'expérience.

Les expériences présentées dans ce chapitre ont fait l'objet d'un article [125].

6.1 Introduction

6.1.1 État initial et paramètres expérimentaux

L'étape de préparation du système est identique à celle présentée en [section 5.2.1](#). L'état initial correspond à une coquille sphérique composée d'environ 10 000 sites simplement occupés et l'angle initial formé par les spins avec le champ magnétique externe est $\theta = \pi/2$. Les profondeurs du réseau sont typiquement asservies à $U_0 \approx 29 E_r$ et nous sommes dans la configuration 2 du champ magnétique externe, c'est-à-dire un champ orienté principalement selon \vec{u}_X , d'amplitude $B_0 \approx 1,50$ G et de gradient

$$\begin{cases} b_x = (120 \pm 3) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1} \\ b_y = (-10 \pm 11) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1} \\ b_z = (-47 \pm 6) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1} \end{cases} \quad (6.1)$$

soit $\|\vec{b}\| = (129 \pm 4) \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1}$.

6.1.2 Hamiltonien du système

L'hamiltonien du système est le même que celui de l'[équation \(5.18\)](#). Pour faciliter la représentation du problème, on se place dans la base $(\vec{e}_{x'}, \vec{e}_{y'}, \vec{e}_z)$, introduite en [section 1.7.2](#), tournant autour de l'axe z du champ magnétique externe à la pulsation ω_{RF} du champ RF servant à la rotation des spins. L'hamiltonien s'écrit dans cette base de la manière suivante :

$$\hat{H} = \sum_i \hbar(\omega_{\text{L},i} - \omega_{\text{RF}}) \hat{S}_i^z + \sum_i q \left(\hat{S}_i^z \right)^2 + \frac{1}{2} \sum_{i,j \neq i} V_{ij} \left[\hat{S}_i^z \hat{S}_j^z - \frac{1}{4} \left(\hat{S}_i^+ \hat{S}_j^- + \hat{S}_i^- \hat{S}_j^+ \right) \right] \quad (6.2)$$

où les sites occupés du réseau sont indicés par i et j , les \hat{S}_i^α sont les opérateurs de spin adimensionnels pour le site i , égaux aux σ_α , matrices de Pauli pour un spin 3 données par les [équations \(3.4\)](#) à [\(3.6\)](#) et les $\hat{S}_j^\pm = \hat{S}_j^{x'} \pm i \hat{S}_j^{y'}$ sont les opérateurs d'augmentation et de diminution de la projection de spin pour le site j . $\omega_{\text{L},i} = g_s \mu_B (B_0 + \vec{b} \cdot \vec{r}_i) / \hbar$ est la pulsation de Larmor au site i , q est l'effet quadratique dû aux déplacements lumineux induits par les faisceaux laser du réseau et par le piège dipolaire et $V_{ij} = \frac{\mu_0}{4\pi} (g_s \mu_B)^2 [1 - 3 \cos^2(\theta_{ij})] / r_{ij}^3$ est le terme d'interaction dipolaire entre les sites i et j où $r_{ij} = \|\vec{r}_{ij}\|$ avec \vec{r}_{ij} le vecteur reliant le site i au site j et θ_{ij} l'angle entre \vec{r}_{ij} et \vec{e}_z .

6.1.3 Définitions

Les expériences présentées dans ce chapitre vont consister, après différentes séquences expérimentales, en la mesure de la grandeur M_z définie comme

$$M_z = \sum_{m_s=-3}^{+3} m_s p_{m_s} \quad (6.3)$$

où les populations fractionnaires p_{m_s} des différents états Zeeman sont obtenues en fin de séquence expérimentale par une séparation Stern-Gerlach des différentes composantes de spin tel que présenté en [section 1.8.3](#).

On définit l'opérateur de spin collectif $\hat{\vec{S}} = \hat{S}_{x'} \vec{e}_{x'} + \hat{S}_{y'} \vec{e}_{y'} + \hat{S}_z \vec{e}_z$, normalisé au nombre d'atomes total N , par ses composantes :

$$\hat{S}_\alpha = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \hat{S}_i^\alpha \quad \text{avec } \alpha \in \{x', y', z\} \quad (6.4)$$

Les mesures de M_z effectuées après différentes séquences expérimentales vont nous permettre d'obtenir la norme $\|\hat{\vec{S}}\|$.

Comme \hat{H} conserve la projection selon z du spin collectif et que l'on prépare les spins avec un angle initial $\theta = \pi/2$ pour lequel $\langle \hat{S}_z \rangle = 0$, on s'attend à ce qu'elle reste nulle à tout temps.

De plus, dû à des fluctuations du champ magnétique externe, la valeur moyenne du spin collectif, orienté initialement dans la base tournante avec le champ RF selon $-\vec{e}_{y'}$, acquiert un angle ϕ par rapport à cette position au cours de la dynamique. On introduit alors une nouvelle base $(\vec{e}_X, \vec{e}_Y, \vec{e}_z)$ dans laquelle la valeur moyenne du spin collectif pointe toujours dans la direction de \vec{e}_Y . On a alors :

$$\begin{cases} \hat{S}_{x'} = -\cos(\phi) \hat{S}_X + \sin(\phi) \hat{S}_Y \\ \hat{S}_{y'} = -\sin(\phi) \hat{S}_X - \cos(\phi) \hat{S}_Y \\ \hat{S}_z = \hat{S}_z \end{cases} \quad (6.5)$$

Relevons ici que les notations utilisées sont différentes de celles de notre article [125] dans lequel les axes x' , y' , X et Y sont respectivement notés y , $-x$, $-Y$ et X .

La longueur de spin ℓ , qui est la grandeur que l'on cherche à déterminer, est définie comme la norme de la valeur moyenne du spin collectif normalisé :

$$\ell(t) = \|\langle \hat{\vec{S}}(t) \rangle\| = |\langle \hat{S}_Y(t) \rangle| = \sqrt{\langle \hat{S}_{x'} \rangle^2 + \langle \hat{S}_{y'} \rangle^2} \quad (6.6)$$

La longueur de spin ℓ est équivalente à celle définie en condensat au [chapitre 4](#), Ξ , et ne peut,似ilairement, prendre des valeurs qu'entre 0 et 3. Une valeur de 3 correspondant au cas où tous les spins sont de longueur maximale et alignés entre eux (par exemple l'état initial), tandis qu'une valeur de 0 peut correspondre à différentes situations : par exemple lorsque les spins sont de longueur non nulle mais désalignés de manière à ce que leur somme soit nulle, ou lorsqu'ils sont tous de longueur nulle. Dans notre cas, ℓ peut être réduite à des valeurs proches de zéro à cause de corrélations entre les spins dues aux interactions dipôle-dipôle [83].

À chaque terme de l'hamiltonien de l'[équation \(6.2\)](#) est associé un temps typique de réduction de la longueur de spin.

Pour le premier terme, associé au gradient de champ magnétique, ce temps est donné par $\tau_b = \frac{h}{2g_s\mu_B b R} \approx 3 \text{ ms}$ avec un gradient $b \approx 129 \text{ mG}\cdot\text{cm}^{-1}$ et une taille typique du nuage $R \approx 5 \text{ }\mu\text{m}$. τ_b correspondant au temps mis par les spins situés aux extrémités du nuage, dans la direction du gradient, pour effectuer une précession de π par rapport à la direction du spin collectif.

Le deuxième terme, lié à l'effet quadratique, entraîne une oscillation de la longueur de spin ℓ qui, pour un effet quadratique typique $|q|/h \approx 3 \text{ Hz}$, atteint une première fois zéro à $\tau_q = \frac{h}{4|q|} \approx 80 \text{ ms}$. Pour le troisième terme de l'hamiltonien, concernant les interactions dipôle-dipôle, on utilise le développement limité de l'[équation \(5.25\)](#) que l'on applique à $\hat{S}_{x'}$. On obtient alors l'évolution de la longueur de spin à temps court (ordre 2 en t) :

$$\ell(t) \approx 3 - \frac{81}{8\hbar^2} \tilde{V}^2 t^2 \quad (6.7)$$

avec $\tilde{V}/h = \sqrt{\frac{1}{2N} \sum_{i,j \neq i} V_{ij}^2}/h \approx 4,36 \text{ Hz}$ (voir [équation \(5.33\)](#)). Le temps caractéristique correspondant pour que ℓ atteigne zéro vaut $\tau_{dd} \approx 20 \text{ ms}$.

Si on prend en compte à la fois les interactions dipôle-dipôle et l'effet quadratique, l'[équation \(6.7\)](#) est modifiée et \tilde{V}^2 doit être remplacé par $\tilde{V}^2 + 20q^2/27$, ce qui diminue légèrement le temps τ que met ℓ pour atteindre zéro avec $\tau \approx 17 \text{ ms}$.

6.1.4 Types de séquences expérimentales utilisées

Trois types de séquences expérimentales ont été utilisées et vont être présentées dans ce chapitre :

- Des séquences (D), de type dynamique simple, identiques à celles du chapitre précédent et qui consistent à laisser les atomes évoluer librement à partir de l'état initial pour une durée t_{dyna} avant d'effectuer la mesure des populations par la procédure de Stern-Gerlach. Ces séquences nous ont permis de mesurer \hat{S}_z .
- Des séquences (R), de type Ramsey, qui consistent à effectuer une impulsion $\pi/2$ à la fin de la dynamique avant la mesure des populations et nous ont permis de mesurer $\hat{S}_{y'}$.
- Des séquences (RE), de type Ramsey avec un écho de spin exécuté à $t_{\text{dyna}}/2$ qui compense l'effet du gradient de champ magnétique. Ces séquences permettent également de mesurer $\hat{S}_{y'}$ mais en réduisant l'effet trivial de précession inhomogène dû au gradient.

Les protocoles expérimentaux des différentes séquences sont présentés plus en détail dans les sections qui leur sont consacrées.

6.2 Expériences de type dynamique simple

La séquence expérimentale pour les expériences de dynamique simple (D) est présentée en [figure 6.1](#). Après la production du condensat d'atomes de ^{52}Cr dans l'état $m_s = -3$ et son chargement dans le réseau 3D profond, on effectue une impulsion π et on attend 10 ms afin d'éliminer, grâce aux collisions dipolaires inélastiques, les atomes des sites doublement occupés. Une impulsion $\pi/2$ amène les $N \approx 10\,000$ atomes restant dans un état hors équilibre dans lequel la direction des spins forme un angle $\theta = \pi/2$ avec le champ magnétique externe. C'est ici que commence la dynamique de spin à proprement parler, sous l'influence de l'hamiltonien de l'[équation \(6.2\)](#). Au bout d'un temps t_{dyna} , on mesure les populations fractionnaires dans chaque état de spin, ce qui nous permet d'obtenir la grandeur M_z définie dans l'[équation \(6.3\)](#) et notée ici $M_z^{(\text{D})}$. La valeur moyenne des mesures de $M_z^{(\text{D})}$ donne directement la valeur de $\langle \hat{S}_z \rangle$, et la variance de ces mesures est donnée par :

$$\text{Var}(M_z^{(\text{D})}) = \frac{3}{2N} + \sigma_{\text{exp}}^2 \quad (6.8)$$

où $\sqrt{3/2N}$ est la limite quantique standard pour N spins $s = 3$ et correspond aux fluctuations quantiques de \hat{S}_z (conservées au cours du temps car $[\hat{H}, \hat{S}_z] = 0$) ; et σ_{exp} correspond à l'écart-type du bruit technique.

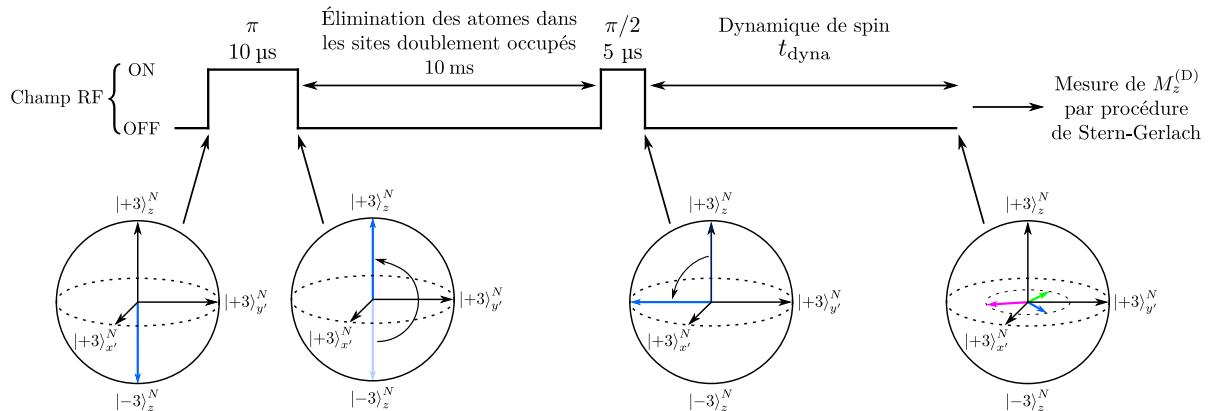


FIGURE 6.1 – Schéma de la séquence expérimentale pour les expériences de type dynamique. Le champ RF permet la rotation des spins. Son amplitude est réglée de manière à ce qu'une rotation de π des spins autour de l'axe x' s'effectue en 10 μs . La valeur moyenne du spin collectif est représentée sur la sphère de Bloch aux différentes étapes de la séquence. Les spins de couleurs distinctes dans la dernière sphère de Bloch représentent diverses réalisations avec des déphasages ϕ différents.

Nous avons fait de nombreuses expériences en utilisant la séquence de la [figure 6.1](#) pour une durée de dynamique $t_{\text{dyna}} = 0$, dont une partie est présentée en [figure 6.2](#) et [tableau 6.1](#). L'objectif était de trouver des paramètres permettant d'avoir un meilleur rapport signal sur bruit pour notre imagerie par absorption afin de diminuer le bruit technique σ_{exp} et de s'approcher de la limite quantique standard. Nous avons dans un premier temps fait varier l'intensité du faisceau laser servant à réaliser l'imagerie par absorption. Les valeurs de $M_z^{(\text{D})}$ obtenues sont présentées en [figure 6.2](#) en fonction de l'intensité du faisceau d'imagerie pour des nombres de réalisations N_r compris entre 20 et 60. L'intensité est calculée à partir des images d'absorption (où les atomes sont présents) utilisées dans notre procédure d'imagerie (voir [section 1.8](#)) en effectuant une moyenne de l'intensité donnée par la caméra sur une zone d'environ 70×80 pixels

ne contenant pas d'atomes. On peut voir que les écarts-types des différents jeux de données obtenues pour différentes valeurs moyennes de l'intensité diminuent lorsque l'intensité augmente avant de se stabiliser lorsque l'intensité atteint environ $I = 2500$ u.a., tandis que les fluctuations relatives de l'intensité restent stables autour de 7 % (voir [tableau 6.1](#)).

Toutes les expériences présentées ici donnent une valeur moyenne $\bar{M}_z^{(D)}$ compatible avec zéro et l'écart-type le plus bas est obtenu pour $\bar{I} = 2510$ u.a. avec $\sigma_{M_z^{(D)}} = 0,038$, ce qui correspond à environ 3,2 limites quantiques standards.

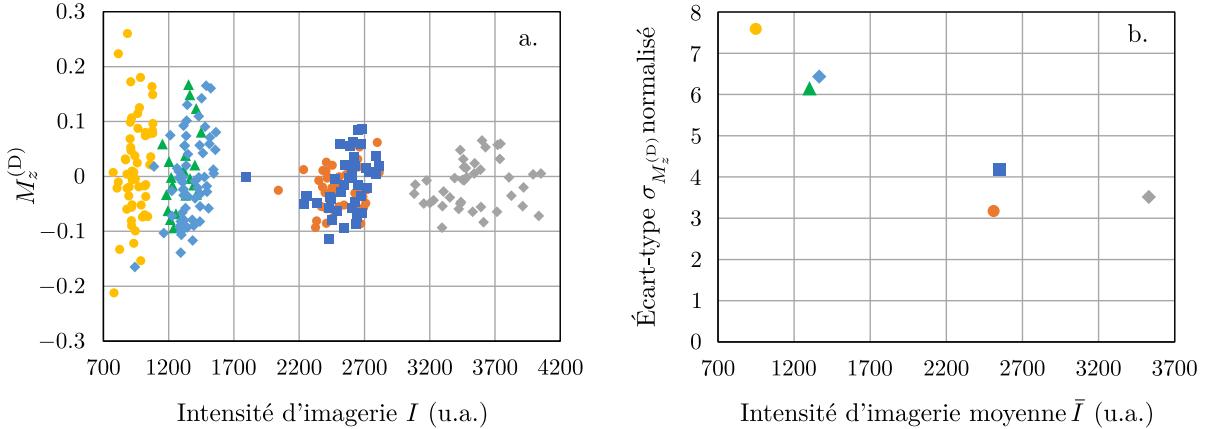


FIGURE 6.2 – a. Évolution des mesures de $M_z^{(D)}$, obtenue après une séquence de type dynamique avec $t_{\text{dyna}} = 0$, en fonction de l'intensité I du faisceau d'imagerie (en unités arbitraires). b. Écarts-types des mesures de $M_z^{(D)}$, normalisés à la limite quantique standard $\sqrt{3/2N} \approx 0,012$ avec $N \approx 10\,000$ atomes, obtenus avec chaque jeu de données en fonction de l'intensité d'imagerie moyenne \bar{I} . Un résumé des valeurs statistiques associées à chaque jeu de données est fait dans le [tableau 6.1](#).

| Données | N_r | \bar{I} (u.a.) | σ_I (u.a.) | σ_I/\bar{I} | $\bar{M}_z^{(D)}$ | $\sigma_{M_z^{(D)}}$ |
|-----------------|-------|------------------|-------------------|--------------------|-------------------|----------------------|
| ronds jaunes | 60 | 948 | 79 | 8,4 % | 0,019 | 0,091 |
| triangles verts | 20 | 1300 | 92 | 7,1 % | 0,012 | 0,073 |
| losanges bleus | 60 | 1364 | 117 | 8,6 % | -0,005 | 0,077 |
| ronds oranges | 40 | 2510 | 162 | 6,5 % | -0,023 | 0,038 |
| carrés bleus | 40 | 2550 | 188 | 7,4 % | -0,013 | 0,050 |
| losanges gris | 40 | 3529 | 255 | 7,2 % | -0,015 | 0,042 |

TABLEAU 6.1 – Tableau récapitulatif des données présentées en [figure 6.2](#). N_r correspond au nombre de réalisations. Les fluctuations relatives de l'intensité du faisceau d'imagerie restent stables lorsque l'intensité augmente. Les moyennes $\bar{M}_z^{(D)}$ des mesures de $M_z^{(D)}$ sont toutes compatibles avec $\langle \hat{S}_z \rangle = 0$ et, comme illustré également en [figure 6.2](#), les écarts-types $\sigma_{M_z^{(D)}}$ de ces mesures diminuent lorsque l'intensité du faisceau d'imagerie augmente avant de se stabiliser aux alentours de 3,5 limites quantiques standards $\approx 0,042$.

Nous avons également optimisé le protocole de « delta-kick » (voir [section 1.8.4](#)) qui permet de limiter l'expansion des nuages atomiques lors du déchargeement du réseau et donc d'améliorer le rapport signal sur bruit lors de l'imagerie. On peut voir sur la [figure 6.3](#) un exemple de réalisation tirée du jeu de données « ronds oranges » ayant le plus bas écart-type, cependant la taille des nuages est encore assez grande après le « delta-kick », ce qui, associé au nombre

d'atomes relativement faible, entraîne un rapport signal sur bruit défavorable. Nous n'avons pu optimiser plus le « delta-kick » après ces mesures dont l'écart-type est le plus bas de l'ensemble de nos expériences. De plus, la moyenne des erreurs fournies par la procédure d'ajustement de notre logiciel d'analyse Igor pour chaque réalisation, correspondant à un intervalle de confiance de 68 %, est pour ce jeu de données de 0,035, très proche de $\sigma_{M_z^{(D)}} = 0,038$. Ceci montre que le rapport signal sur bruit de notre imagerie est l'origine principale du bruit technique que nous avons sur nos mesures.

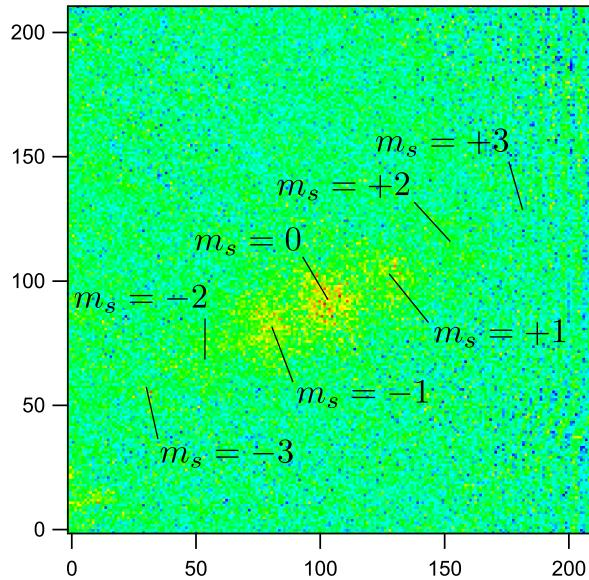


FIGURE 6.3 – Exemple d'image, obtenue avec environ 10 000 atomes, tirée du jeu de données « ronds oranges » (voir figure 6.2) qui nous a permis d'atteindre le plus bas écart-type sur les mesures de $M_z^{(D)}$. L'erreur donnée pour la mesure de $M_z^{(D)}$ sur cette image par la procédure d'ajustement du logiciel d'analyse Igor, est ici de 0,034 et correspond à un intervalle de confiance de 68 %. Cette erreur est proche de l'écart-type obtenu sur l'ensemble du jeu de données qui est de 0,038.

Des mesures à temps long ont aussi été effectuées et ont donné les résultats suivants :

$$\left| \begin{array}{l} M_z^{(D)}(70 \text{ ms}) = 0,216 \pm 0,077 \quad \text{avec } N_r = 60 \text{ et } N \approx 5300 \\ M_z^{(D)}(90 \text{ ms}) = 0,230 \pm 0,113 \quad \text{avec } N_r = 66 \text{ et } N \approx 4900 \\ M_z^{(D)}(100 \text{ ms}) = 0,004 \pm 0,081 \quad \text{avec } N_r = 88 \text{ et } N \approx 6300 \end{array} \right. \quad (6.9)$$

Comme on peut le voir, les valeurs à 70 et 90 ms ne sont pas compatibles avec $\langle \hat{S}_z \rangle = 0$, cependant nous estimons que cela est en fait dû à une erreur systématique causée par la calibration des nombres d'atomes dans les différents états Zeeman, en effet celle-ci est effectuée à $t = 0$ où les populations sont très différentes des populations aux temps longs. Nous pouvons également voir que les écarts-types ont augmenté malgré le fait que nous ayons travaillé à des intensités proches de 2500 u.a. Les écarts-types correspondent ainsi pour $t_{\text{dyna}} = 70, 90$ et 100 ms à $\sigma_{M_z^{(D)}} \approx 4,6\sqrt{3/2N}, 6,5\sqrt{3/2N}$ et $5,3\sqrt{3/2N}$ respectivement. Cette augmentation est associée à une diminution du rapport signal sur bruit d'imagerie, la valeur moyenne de l'erreur correspondant à un intervalle de confiance de 68 % donné par la procédure d'ajustement passe ainsi à 0,065 pour les données à 100 ms, toujours proche de l'écart-type des mesures de $M_z^{(D)}$.

Dans la suite nous allons supposer que nous avons bien $\langle \hat{S}_z \rangle = 0$ et, grâce à de nouvelles séquences expérimentales, nous allons mesurer le spin transverse, correspondant donc au spin collectif.

6.3 Expériences de type Ramsey avec et sans écho de spin

La séquence expérimentale pour les expériences de type Ramsey (R) (appelées ainsi par analogie avec l'interféromètre de Ramsey) est présentée en [figure 6.4](#). Celle-ci est en tous points identique à celle des expériences de type dynamique mais une impulsion $\pi/2$ est ajoutée en fin de dynamique. La composante selon z du spin collectif après cette impulsion est alors égale à $\hat{S}_{y'} = -\sin(\phi)\hat{S}_X - \cos(\phi)\hat{S}_Y$, la composante du spin collectif selon y' avant l'impulsion. Les valeurs mesurées de cette composante sont notées $M_z^{(R)}$. L'angle ϕ prenant des valeurs aléatoires entre les différentes réalisations, une étude statistique est nécessaire pour évaluer la valeur de la longueur du spin collectif $\ell = |\langle \hat{S}_Y \rangle|$ (rappelons que par définition du référentiel $\langle \hat{S}_X \rangle = 0$). Différentes techniques ont été utilisées et seront présentées en [section 6.3.1](#).

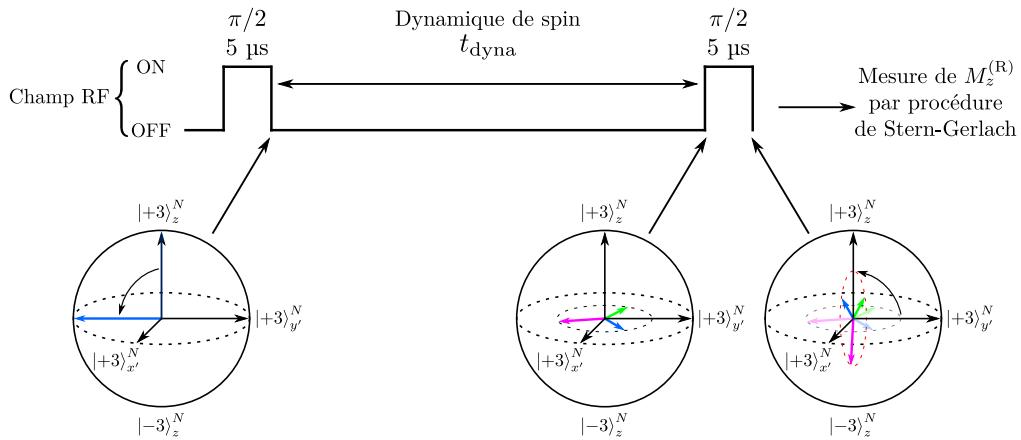


FIGURE 6.4 – Schéma de la séquence expérimentale pour les expériences de type Ramsey. Le début de la séquence (élimination des doublons) est identique à celui de la [figure 6.1](#) et n'est pas reproduite ici. Par rapport à la séquence de type dynamique, nous ajoutons ici une impulsion $\pi/2$ en fin de dynamique, juste avant la séparation des atomes en fonction de leur état Zeeman par la procédure de Stern-Gerlach. Lorsque le déphasage acquis au cours de la dynamique par le spin collectif est aléatoire entre $-\pi$ et π , le spin pointe après l'impulsion finale dans une direction aléatoire du plan ($0x'z$) et $M_z^{(R)}$ correspond à la mesure de la projection de ce spin sur l'axe z . Par comparaison de la distribution de ces mesures avec une distribution théorique, il est possible d'obtenir la valeur moyenne du spin transverse \hat{S}_Y et donc la longueur de spin ℓ .

La séquence expérimentale pour les expériences de type Ramsey avec écho de spin (RE) est présentée en [figure 6.5](#). Celle-ci est identique à la séquence Ramsey de la [figure 6.4](#) mais une impulsion π supplémentaire est effectuée à $t_{\text{dyna}}/2$, ce qui crée un écho de spin permettant de compenser l'effet de précession inhomogène dû au gradient du champ magnétique externe. En effet, le gradient fait que certains spins précessent plus vite que d'autre pendant la dynamique. Après l'impulsion π , les spins qui étaient « en avance » sont maintenant « en retard » et vont par la suite rattraper les spins plus lents. Effectuer l'impulsion à $t_{\text{dyna}}/2$ permet un réalignement des spins au temps t_{dyna} (en ne considérant pas d'autre effet que la précession inhomogène due au gradient de champ magnétique). Cela permet de compenser l'effet trivial du gradient qui entraîne une réduction de la longueur du spin collectif par un simple désalignement des spins individuels. L'évolution de ℓ ne devrait alors plus dépendre que des interactions dipôle-dipôle et de l'effet quadratique. Les valeurs mesurées de M_z , notée ici $M_z^{(RE)}$, correspondent, comme pour les expériences Ramsey sans écho de spin, à la mesure de la composante $\hat{S}_{y'} = -\sin(\phi)\hat{S}_X - \cos(\phi)\hat{S}_Y$ du spin collectif avant l'impulsion $\pi/2$ finale.

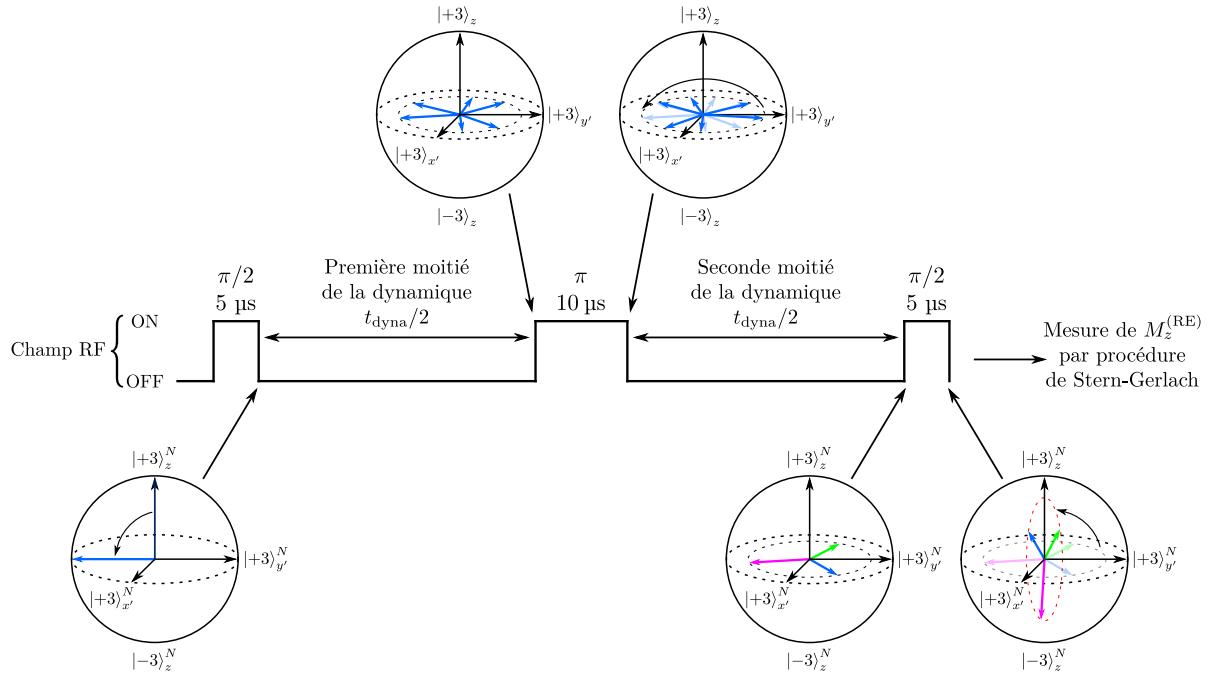


FIGURE 6.5 – Schéma de la séquence expérimentale pour les expériences de type Ramsey avec écho de spin. Cette séquence est identique à celle de la figure 6.4 mais une impulsion π est ajoutée au milieu de la dynamique avec pour but de réduire l'effet de précession inhomogène dû au gradient de champ magnétique en réalignant les spins de chaque atome en fin de dynamique, ce qui permet de ralentir la décroissance mesurée du spin collectif, ou encore d'avoir une diminution moins rapide du contraste de la séquence interférométrique Ramsey.

6.3.1 Obtention de la longueur du spin collectif

Afin d'obtenir une estimation quantitative de la longueur ℓ du spin collectif, nous introduisons ici deux distributions de probabilité qui vont intervenir dans l'analyse de nos données.

La première est la distribution de probabilité d'un spin classique (SC) associée à un vecteur de norme ℓ_{SC} sans fluctuations. Ainsi, pour $M_z = -\ell_{\text{SC}} \cos(\phi)$ et une valeur de ϕ aléatoire, on obtient une distribution de probabilité :

$$p_{\text{SC}} = \frac{dN_r}{dM_z} = \frac{1}{\pi \ell_{\text{SC}}} \frac{1}{\sqrt{1 - M_z^2/\ell_{\text{SC}}^2}} \quad (6.10)$$

avec dN_r le nombre de réalisations dans l'intervalle $[M_z, M_z + dM_z]$.

La seconde est une distribution de probabilité gaussienne liée à des fluctuations d'écart-type σ_G donnée par :

$$p_G = \frac{dN_r}{dM_z} = \frac{1}{\sqrt{\pi} \sigma_G} e^{-M_z^2/\sigma_G^2} \quad (6.11)$$

En première analyse, nous allons déterminer le caractère plutôt gaussien ou « spin classique » de nos distributions expérimentales de $M_z^{(\text{R})}$ et $M_z^{(\text{RE})}$ grâce au paramètre η défini comme :

$$\eta = \frac{\sqrt{M_4}}{M_2} \quad (6.12)$$

et qui correspond à la racine du kurtosis avec $M_n = \int p(x)x^n dx$ le moment d'ordre n de la distribution p .

Le paramètre η vaut $\eta_{\text{SC}} = \sqrt{3}/2$ pour la distribution de probabilité p_{SC} et $\eta_G = \sqrt{3}$ pour la distribution de probabilité p_G . Nous calculons le paramètre η de nos mesures de $M_z^{(\text{R})}$ et $M_z^{(\text{RE})}$ à différentes durées de dynamique entre 1 et 100 ms. Les résultats sont présentés en [figure 6.6](#). Comme on peut le voir, dans le cas des expériences Ramsey sans écho de spin les distributions à 3 et 8 ms ont un caractère gaussien indiquant que les fluctuations ont un effet dominant par rapport à la longueur ℓ du spin collectif.

Dans le cas des expériences de type Ramsey avec un écho de spin, les résultats sont différents. On observe qu'à temps courts, entre 5 et 30 ms, les valeurs de η sont plus proches de η_{SC} . Au-delà de 30 ms la valeur de η augmente progressivement vers η_G . Cela montre que ℓ garde un effet important sur les distributions expérimentales avant de diminuer suffisamment pour que les fluctuations prennent le dessus.

Notons que la valeur élevée de η pour la distribution de $M_z^{(\text{RE})}$ à 1 ms n'est pas due à un effet plus important des fluctuations mais au fait que l'angle ϕ ne couvre pas encore de manière aléatoire l'intervalle $[-\pi, \pi]$ et que donc l'effet de ℓ ne peut pas encore être décrit par la distribution de probabilité p_{SC} . C'est aussi, mais dans une moindre mesure, le cas pour $t = 5$ ms.

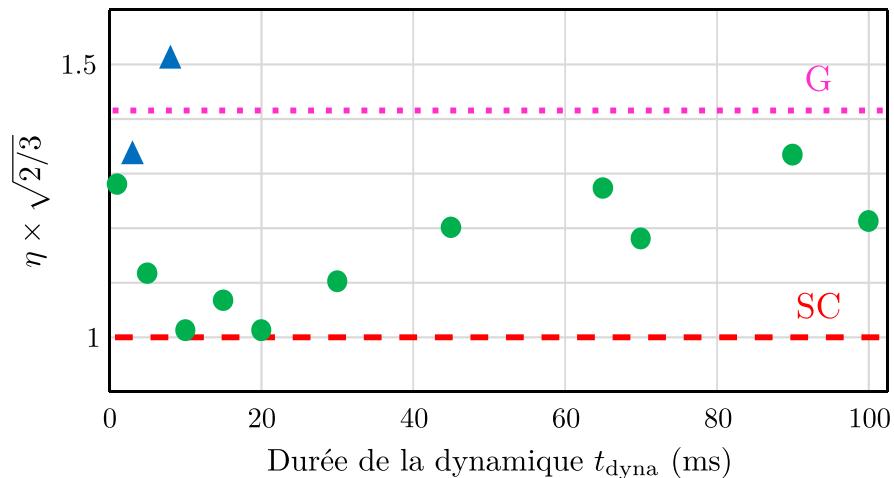


FIGURE 6.6 – Paramètre η évalué à partir des distributions correspondantes de $M_z^{(\text{R})}$ (triangles bleus) ou $M_z^{(\text{RE})}$ (ronds verts). Les lignes horizontales montrent les valeurs attendues pour une distribution de probabilité gaussienne (G, pointillés roses) ou d'un spin classique (SC, tirets rouges).

À temps court

Pour les distributions expérimentales de $M_z^{(\text{RE})}$ obtenues à temps courts, l'angle ϕ ne couvre pas de manière uniforme l'intervalle $[-\pi, \pi]$, il n'est donc pas possible de faire une analyse à partir des distributions de probabilité des [équations \(6.10\)](#) et [\(6.11\)](#). Au lieu de cela, nous supposons que ϕ prend des valeurs aléatoires dans un intervalle $[-\Delta\phi/2, \Delta\phi/2]$. En supposant une distribution uniforme dans cet intervalle, on génère un ensemble de N_r valeurs de $-\ell \cos(\phi)$ où N_r correspond au nombre de réalisations dans le jeu de données expérimentales. On cherche ensuite les valeurs de $\Delta\phi$ et ℓ permettant de retrouver la valeur moyenne et l'écart-type des distributions expérimentales. On obtient ainsi la valeur centrale ℓ_c de la longueur ℓ du spin collectif. Les barres d'erreur sont quant à elles évaluées de manière conservative en prenant $2\ell_c - M_{z\max}^{(\text{RE})} \leq \ell \leq M_{z\max}^{(\text{RE})}$ où $M_{z\max}^{(\text{RE})}$ est la valeur expérimentale maximale de $M_z^{(\text{RE})}$.

Cette méthode nous permet également d'obtenir l'évolution de $\Delta\phi$ avec la durée de la dynamique. On peut ainsi voir en [figure 6.7](#) que ϕ ne couvre vraiment l'intervalle $[-\pi, \pi]$ qu'à partir d'environ 7 ms de dynamique.

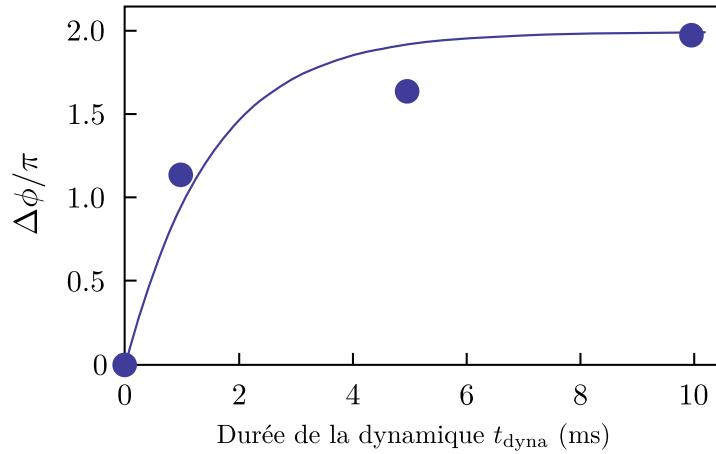


FIGURE 6.7 – Estimation de la taille de l'intervalle de valeurs du déphasage $\Delta\phi$ en fonction de la durée de la dynamique t_{dyna} . La ligne correspond à un ajustement exponentiel.

Ajustement par une convolution de distributions de probabilité

Lorsque ϕ couvre de manière aléatoire et uniforme l'intervalle $[-\pi, \pi]$, il est possible d'utiliser les distributions de probabilité des [équations \(6.10\)](#) et [\(6.11\)](#) pour estimer la longueur ℓ . Comme montré en [figure 6.8](#), nous effectuons alors un ajustement de nos distributions expérimentales par une convolution de p_{SC} et p_G avec comme paramètres ℓ_{SC} qui correspond alors à la valeur de ℓ et σ_G qui correspond, comme nous allons le voir plus tard, à l'écart-type associé au bruit technique. Cet ajustement est effectué en cherchant pour quelles valeurs de ℓ_{SC} et σ_G les moments d'ordre 2 et d'ordre 4 de la distribution convoluée sont égaux aux mêmes moments de la distribution expérimentale notés $M_{2\text{exp}}$ et $M_{4\text{exp}}$. On voit clairement en [figure 6.8](#) que les distributions de $M_z^{(\text{RE})}$ à 10, 20 et 30 ms présentent des pics aux valeurs extrêmes de M_z caractéristiques de la distribution de probabilité « spin classique » p_{SC} , tandis qu'à partir de 45 ms, les distributions présentent un caractère plus gaussien ; confirmant ce qui avait déjà été observé en [figure 6.6](#). Les valeurs de ℓ et de σ_G seront présentées en [section 6.3.2](#).

Pour estimer l'incertitude sur la valeur obtenue de ℓ , nous effectuons un sous-échantillonnage de 50 % de nos données expérimentales, ce qui nous permet d'obtenir une série de valeurs de $M_{2\text{exp}}$ et $M_{4\text{exp}}$. En explorant les intervalles $M_{2\text{exp}} \pm \sigma_{M_{2\text{exp}}}$ et $M_{4\text{exp}} \pm \sigma_{M_{4\text{exp}}}$ ainsi obtenus pour les moments d'ordre 2 et 4, on obtient à l'aide de la distribution convoluée des valeurs minimale et maximale pour ℓ qui correspondent aux valeurs basses et hautes des barres d'erreur de la [figure 6.10](#), dont on suppose qu'elles représentent un intervalle de confiance de 68 %.

Analyse des fluctuations

Nous avons également utilisé une méthode basée sur une analyse des fluctuations afin d'obtenir la longueur ℓ du spin collectif. Comme on l'a vu en [section 6.2](#), l'écart-type lié au bruit technique est plus de trois fois supérieur à la limite quantique standard. On peut donc faire l'approximation pour l'[équation \(6.8\)](#) que :

$$\text{Var}(M_z^{(\text{D})}) \approx \sigma_{\text{exp}}^2 \quad (6.13)$$

La variance des mesures de $M_z^{(\text{RE})}$ est quant à elle donnée par :

$$\begin{aligned} \text{Var}(M_z^{(\text{RE})}) &= \left\langle [-\sin(\phi)\hat{S}_X - \cos(\phi)\hat{S}_Y]^2 \right\rangle - \left\langle -\sin(\phi)\hat{S}_X - \cos(\phi)\hat{S}_Y \right\rangle^2 + \sigma_{\text{exp}}^2 \\ &= \left\langle \sin^2(\phi)\hat{S}_X^2 \right\rangle + \left\langle \cos^2(\phi)\hat{S}_Y^2 \right\rangle + \left\langle \cos(\phi)\sin(\phi)[\hat{S}_X\hat{S}_Y + \hat{S}_Y\hat{S}_X] \right\rangle \\ &\quad - [\left\langle \sin(\phi)\hat{S}_X \right\rangle + \left\langle \cos(\phi)\hat{S}_Y \right\rangle]^2 + \sigma_{\text{exp}}^2 \end{aligned} \quad (6.14)$$

en supposant que l'écart-type σ_{exp} lié au bruit technique est le même que pour les mesures de $M_z^{(\text{D})}$.

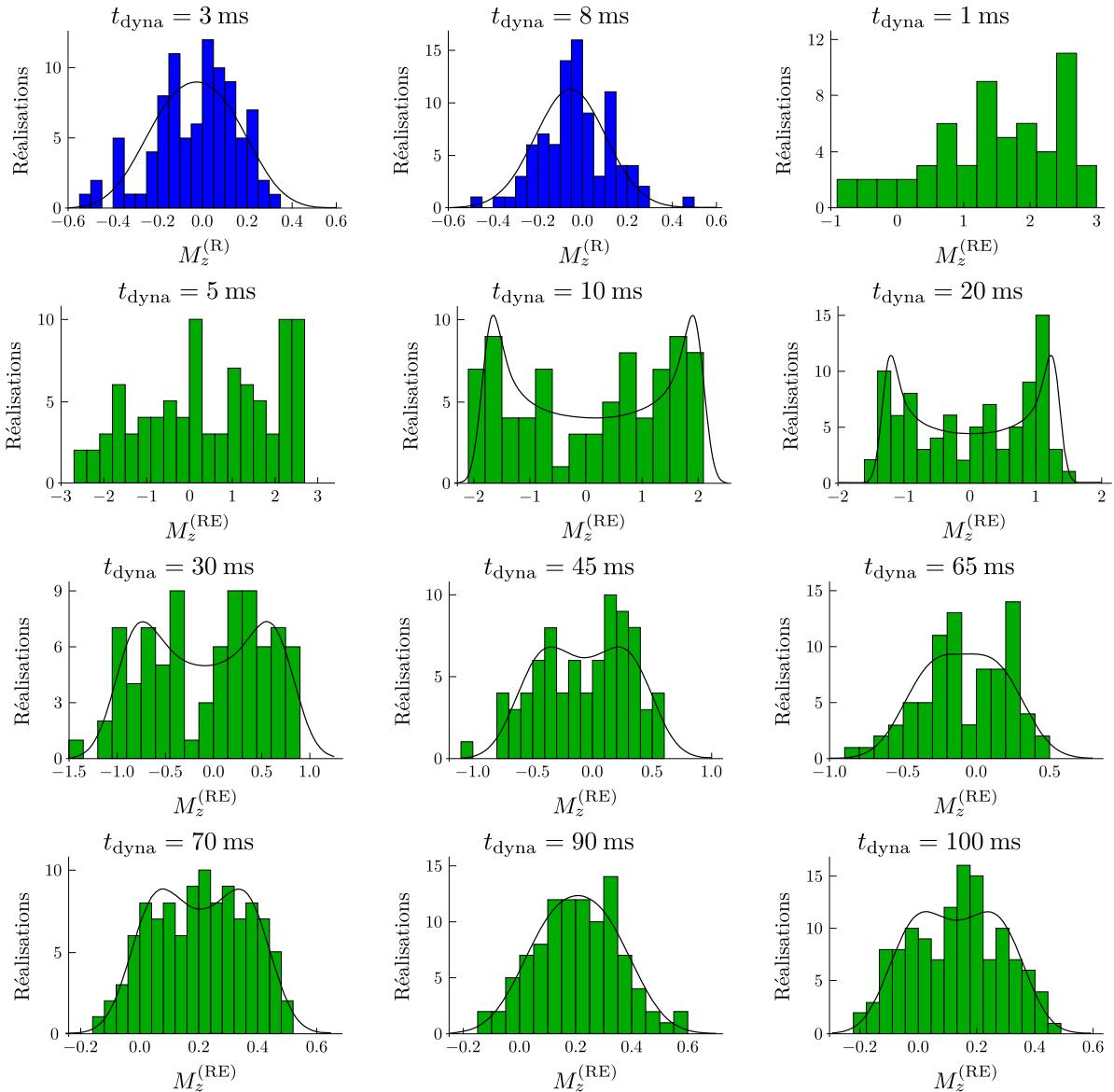


FIGURE 6.8 – Histogrammes des mesures de $M_z^{(\text{R})}$, en bleu, et de $M_z^{(\text{RE})}$, en vert, pour différentes durées de dynamique t_{dyna} . Les ajustements par la distribution théorique convoluée sont représentés en trait noir sur les histogrammes où il était possible de les réaliser. Le nombre de réalisations N_r pour chaque histogramme varie entre 60 et 100.

Or ϕ et $\hat{S}_{X,Y}$ sont indépendants. La valeur moyenne du produit de termes en ϕ et de termes en $\hat{S}_{X,Y}$ est donc égal au produit des valeurs moyennes. En supposant que ϕ prend des valeurs aléatoires dans l'intervalle $[-\pi, \pi]$, on obtient que $\langle \sin(\phi) \rangle = \langle \cos(\phi) \rangle = \langle \cos(\phi) \sin(\phi) \rangle = 0$ et $\langle \sin^2(\phi) \rangle = \langle \cos^2(\phi) \rangle = 1/2$. L'équation (6.14) devient alors :

$$\text{Var}(M_z^{(\text{RE})}) = \frac{\langle \hat{S}_X^2 \rangle + \langle \hat{S}_Y^2 \rangle}{2} + \sigma_{\text{exp}}^2 \quad (6.15)$$

De plus, $\langle \hat{S}_Y^2 \rangle = \text{Var}(\hat{S}_Y) + \langle \hat{S}_Y \rangle^2 = \text{Var}(\hat{S}_Y) + \ell^2$ et $\langle \hat{S}_X^2 \rangle = \text{Var}(\hat{S}_X) + \langle \hat{S}_X \rangle^2 = \text{Var}(\hat{S}_X)$ car par définition $\ell = |\langle \hat{S}_Y \rangle|$ et $\langle \hat{S}_X \rangle = 0$. On obtient donc finalement :

$$\text{Var}(M_z^{(\text{RE})}) = \frac{\ell^2}{2} + \frac{\text{Var}(\hat{S}_X) + \text{Var}(\hat{S}_Y)}{2} + \sigma_{\text{exp}}^2 \quad (6.16)$$

Les simulations numériques GDTWA de notre système qui seront présentées en section 6.4 montrent que $(\text{Var}(\hat{S}_X) + \text{Var}(\hat{S}_Y))/2 \leq 8/N$, ce terme peut être négligé devant le bruit technique dont la variance est supérieure à $25 \times 3/2N$. On peut alors simplifier l'équation (6.16) et on obtient :

$$\text{Var}(M_z^{(\text{RE})}) \approx \frac{\ell^2}{2} + \sigma_{\text{exp}}^2 \quad (6.17)$$

En associant les équations (6.13) et (6.17) on peut faire disparaître le terme de bruit technique. On a alors la valeur de ℓ en fonction des variances de $M_z^{(\text{D})}$ et $M_z^{(\text{RE})}$:

$$\ell^2 \approx 2[\text{Var}(M_z^{(\text{RE})}) - \text{Var}(M_z^{(\text{D})})] \quad (6.18)$$

Des mesures de $M_z^{(\text{D})}$ n'ayant pas été effectuées pour toutes les durées de dynamique, nous utilisons à la place les valeurs de σ_G données par la méthode de distributions de probabilité convoluées (voir paragraphe précédent). En effet, comme on peut le voir en figure 6.9, pour les mesures faites à 70, 90 et 100 ms nous avons $\text{Var}(M_z^{(\text{D})}) \approx \sigma_G^2$. Nous supposons alors que c'est également le cas aux autres temps où $M_z^{(\text{D})}$ n'a pas été mesuré.

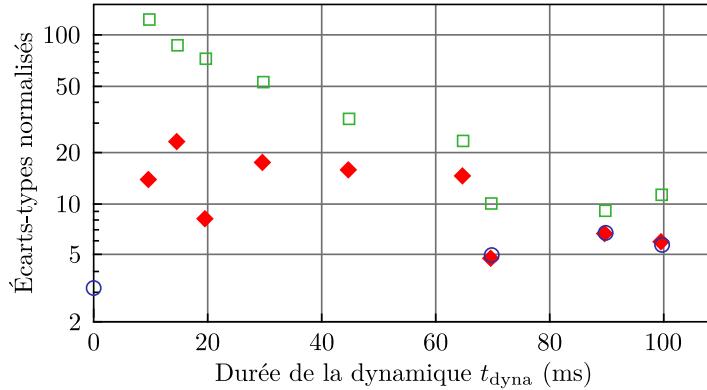


FIGURE 6.9 – Écarts-types normalisés à la limite quantique standard $\sqrt{3/2N}$. Les carrés verts (resp. ronds bleus) vides correspondent aux écarts-types $\sigma_{M_z^{(\text{RE})}}$ (resp. $\sigma_{M_z^{(\text{D})}}$) des distributions expérimentales des mesures de $M_z^{(\text{RE})}$ (resp. $M_z^{(\text{D})}$). Les losanges rouges correspondent aux écarts-types σ_G de la partie gaussienne de la distribution de probabilité servant à l'ajustement des données expérimentales des mesures de $M_z^{(\text{RE})}$.

Notons que le fait que les valeurs des écarts-types pour les temps inférieurs à 65 ms soient plus élevés qu'à 70, 90 et 100 ms est dû à l'utilisation pour ces données d'une intensité du faisceau d'imagerie plus faible que la valeur optimale trouvée en section 6.2.

6.3.2 Présentation des résultats

On peut voir en [figure 6.10](#) l'évolution de la longueur ℓ du spin collectif normalisé, évaluée grâce aux techniques d'analyse présentées en [section 6.3.1](#).

Dans le cas des expériences de type Ramsey sans écho de spin, ℓ diminue très rapidement vers des valeurs compatibles avec zéro. Le temps mis pour atteindre zéro est en bon accord avec le temps caractéristique $\tau_b = 3$ ms, évalué en introduction à partir du terme de l'hamiltonien associé au gradient de champ magnétique. On peut également voir que les deux méthodes d'évaluation de ℓ , par ajustement à une distribution de probabilité convoluée et par analyse des fluctuations donnent des résultats très similaires.

Dans le cas des expériences de Ramsey avec écho de spin, l'évolution de ℓ peut être ajustée par une exponentielle décroissante de la forme suivante :

$$\ell(t) = (3 - \ell_0)e^{-t/\tau_e} + \ell_0 \quad (6.19)$$

avec $\ell_0 = 0,15$ la valeur finale de ℓ et $\tau_e = 22$ ms la constante de temps de la décroissance exponentielle. Cette constante de temps est très proche des valeurs estimées en introduction de $\tau_{dd} \approx 20$ ms et $\tau \approx 17$ ms qui sont respectivement les temps caractéristiques de décroissance de ℓ en présence uniquement des interactions dipôle-dipôle et en présence à la fois des interactions dipôle-dipôle et de l'effet quadratique.

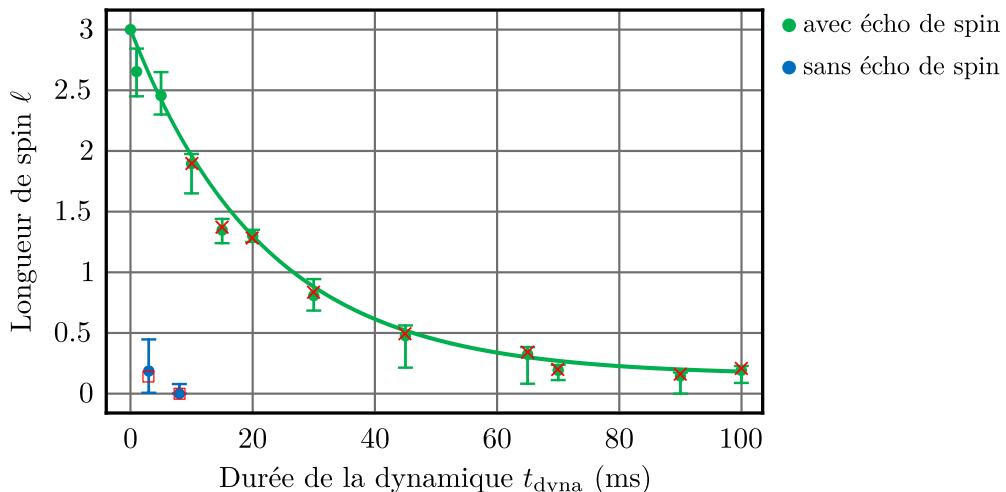


FIGURE 6.10 – Évolution de la longueur du spin collectif ℓ en fonction de la durée de la dynamique t_{dyna} obtenue par ajustement de nos distributions de mesures de M_z par des distributions convolées de types « gaussienne » et « spin classique » pour des expériences de type Ramsey (ronds bleus) ou Ramsey avec écho de spin (ronds verts), à l'exception des points verts à 1 et 5 ms qui ont été évalués par la méthode à temps court et le point à 0 ms qui est fixé à 3. Les croix (resp. carrés) rouges correspondent aux résultats de l'[équation \(6.18\)](#), obtenus à partir des variances des mesures de $M_z^{(\text{RE})}$ (resp. $M_z^{(\text{R})}$). La ligne verte correspond à un ajustement exponentiel des données Ramsey avec écho.

Notons ici que les valeurs de ℓ obtenues à $t_{\text{dyna}} = 1$ et 5 ms par la méthode des fluctuations pour les expériences de type Ramsey avec écho de spin ne sont pas correctes car il est nécessaire que l'angle ϕ prennent des valeurs aléatoires dans l'intervalle $[-\pi, \pi]$ pour que les formules de variance des [équations \(6.8\)](#) et [\(6.16\)](#) soient valables ; ce qui n'est pas le cas, comme on peut le voir en [figure 6.7](#). Les valeurs obtenues à ces deux temps sont donc ignorées de la [figure 6.10](#).

6.4 Comparaison à des simulations numériques

Différents types de simulations numériques ont été effectuées par nos collaborateurs théoriciens et sont comparées à nos données en [figure 6.11](#).

Pour les expériences sans écho de spin, il est important de considérer la géométrie du réseau et la répartition des atomes dans le réseau pour être sûr de bien prendre en compte les inhomogénéités de champ magnétique. Les calculs numériques à l'aide de la méthode GDTWA présentée au [chapitre 5](#) étant alors trop gourmands en ressources, une méthode différente appelée TWA gaussienne a été utilisée. Celle-ci ne prenant pas directement en compte l'effet quadratique, celui-ci est intégré au modèle de manière similaire à celle présentée en introduction pour le modèle à temps court en remplaçant \tilde{V}^2 par $\tilde{V}^2 + 20q^2/27$. Comme on peut le voir en [figure 6.11](#), nous avons alors un bon accord entre la simulation et les données expérimentales, qui se limitent cependant à deux points seulement.

Lorsqu'on utilise un écho de spin, le système est alors moins sensible aux inhomogénéités du champ magnétique externe et nous pouvons à nouveau utiliser des simulations GDTWA. Comme on peut le voir en [figure 6.11](#), contrairement à la dynamique de populations au [chapitre 5](#), la dynamique de ℓ n'est, au-delà de 10 ms, pas bien reproduite par ce modèle. Nos collègues théoriciens ont dans un premier chercher si un remplissage non unitaire du réseau pouvait expliquer cette différence (en lien avec la distribution spatiale en coquille des atomes) ; cependant, même si diminuer le remplissage entraîne bien un ralentissement de la dynamique de ℓ , elle demeure trop rapide, du moins lorsque l'effet quadratique est bien pris en compte comme c'est le cas en [figure 6.11](#). On peut en effet voir qu'à 60 % de remplissage (qui correspond au remplissage donnant le meilleur accord avec les données expérimentales), l'évolution de ℓ donnée par ce modèle est initialement plus lente que l'évolution expérimentale puis diminue trop rapidement.

Ils ont alors développé un troisième modèle GDTWA permettant de prendre en compte des déplacements par effet tunnel des atomes. De fait, même si l'effet tunnel dans la bande fondamentale est négligeable car s'effectuant sur un temps caractéristique de l'ordre de 100 ms, des processus de chauffage peuvent peupler des bandes excitées [126]. L'effet tunnel étant plus fort dans les bandes excitées, les atomes peuvent alors se déplacer dans le réseau. Pour modéliser cela les théoriciens ne considèrent plus les atomes fixés aux sites du réseau mais placés à des distances variables, en choisissant une distance inter-atomique minimum égale à la moitié du pas le plus petit du réseau soit 134 nm. La densité moyenne est gardée identique à celle du réseau avec chargement unitaire. Le résultat s'approche alors beaucoup plus de nos données expérimentales, mais ne tend toutefois pas vers une valeur non-nulle, contrairement aux données expérimentales.

Nous ne pensons pas que ces résultats montrent que les simulations GDTWA représentées par les tirets noirs sur la [figure 6.11](#) sont fausses mais probablement plutôt que notre système expérimental n'est pas parfaitement décrit par l'hamiltonien de l'[équation \(6.2\)](#), ce qui n'était pas visible sur les expériences de dynamique de populations présentées au [chapitre 5](#). Cela peut être dû, par exemple, au phénomène de chauffage décrit juste avant, du moins en partie car des mesures faites dans l'équipe avant mon arrivée n'ont pas montré de taux de chauffage important dans le réseau. Une autre source potentielle de désaccord peut être les pertes atomiques qui ne sont pas prises en compte dans les modèles théoriques mais peuvent néanmoins jouer sur la dynamique de ℓ , notamment à temps long.

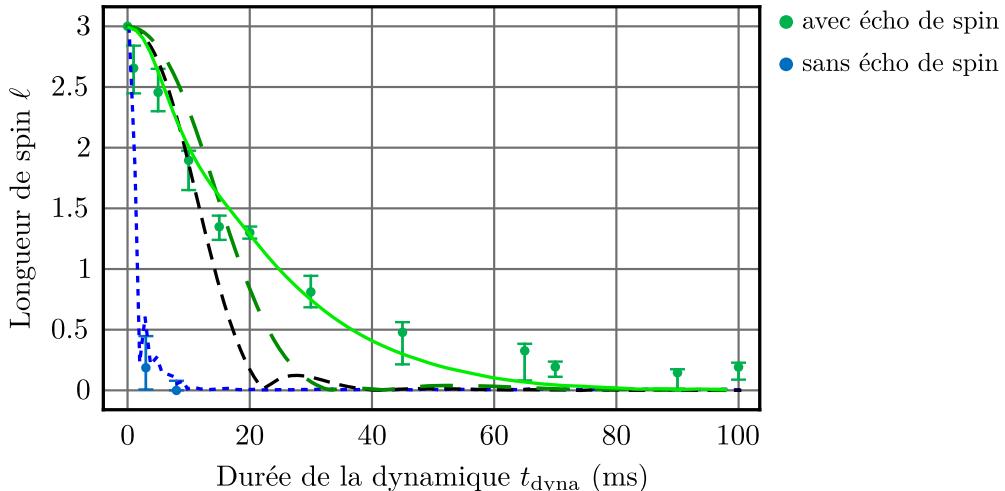


FIGURE 6.11 – Comparaison de différentes simulations numériques à nos données expérimentales d'évolution de la longueur du spin collectif (ronds bleus : sans écho ; ronds verts : avec écho). Les tirets bleus courts correspondent à des simulations TWA gaussienne sans écho qui permettent de prendre en compte les vraies géométrie du réseau et distribution d'atomes dans le réseau. Les tirets noirs correspondent à des simulations GDTWA avec écho de spin et chargement unitaire du réseau. Les tirets verts longs correspondent à des simulations GDTWA avec écho de spin et un chargement de 60 % du réseau. Le trait plein vert clair correspond à des simulations GDTWA cherchant à prendre en compte un transport tunnel dans le réseau.

6.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons pu voir que, contrairement au cas en condensat présenté au [chapitre 4](#), la longueur du spin collectif en réseau 3D profond avec au plus un atome par site tombe à zéro en quelques millisecondes. En effet, les interactions de contact ont ici été éliminées et ne peuvent plus assurer la protection du ferromagnétisme. La précession inhomogène des spins due au gradient du champ magnétique externe fait alors rapidement chuter la longueur du spin collectif.

Appliquer un écho de spin au milieu de la dynamique permet cependant de s'affranchir de l'effet de précession inhomogène du au gradient de champ magnétique. On observe alors une diminution de la longueur du spin collectif que nous attribuons au développement de corrélations entre les spins, dues aux interactions dipôle-dipôle et conformément à ce qui est montré par le modèle GDTWA. Toutefois, de manière surprenante, nous obtenons une diminution de la longueur du spin collectif *plus lente* que celle prédicta par la théorie. Nous attribuons cela à des perturbations qui ont pour effet de briser la pure évolution dipolaire (qui elle conduirait à une valeur asymptotique nulle de la longueur de spin). Par exemple un déplacement des atomes dans le réseau par effet tunnel ou une conséquence des pertes atomiques au cours de la dynamique. Ainsi, la perte de cohérence de l'évolution hamiltonienne entraîne une décroissance de ℓ plus lente : de façon contre-intuitive, un processus de décohérence peut prolonger la durée de vie de ℓ , c'est-à-dire du contraste de l'interféromètre Ramsey. Cette interprétation n'explique cependant pas tout, notamment la valeur non nulle de ℓ que nous obtenons expérimentalement à temps long.

Conclusion

Je vais pour conclure faire un court récapitulatif des travaux présentés dans cette thèse.

Dans le premier chapitre, j'ai décrit les propriétés du ^{52}Cr qui, de part son grand moment magnétique $\mu = 6 \mu_B$ (dû uniquement à son spin électronique $s = 3$), présente d'importantes interactions magnétiques dipôle-dipôle en plus d'interactions de contact dépendantes du spin. J'ai également présenté le système expérimental, construit par mes prédecesseurs, permettant l'obtention de condensats de Bose-Einstein de ^{52}Cr ainsi que leur chargement dans un réseau optique 3D. J'ai ensuite décrit différents outils, de contrôle du spin, d'obtention et analyse de données ; ainsi que différentes méthodes expérimentales utilisées durant les expériences.

Dans le deuxième chapitre, j'ai présenté des expériences de refroidissement et de compression du nuage atomique chargé dans notre piège dipolaire horizontal. Celles-ci utilisent des mélasses grises permettant un refroidissement efficace des atomes grâce à leur accumulation dans des états noirs. Ces expériences, effectuées vers le milieu de ma thèse, ont été une pause rafraîchissante malgré la température finale élevée des atomes (par rapport aux autres expériences présentées dans cette thèse) de $8 \mu\text{K}$. Ces expériences nous ont permis d'atteindre une très bonne densité dans l'espace des phases d'environ 2×10^{-3} . Ce bon résultat est dû à l'utilisation qui est faite du piège optique pour échanger les degrés de liberté de vitesse et de position, ce qui permet de quasiment atteindre un gain η^2 sur la densité dans l'espace des phases comparé à un gain η avec uniquement un refroidissement en vitesse par les mélasses grises (en pratique, nous avons un gain d'environ 340 et 20 respectivement car nous sommes limités par l'anharmonicité du piège). Ces expériences ont également mené à ma première expérience d'écriture d'article dans laquelle j'ai été très investi (et qui a été mis en avant comme « Editors' Suggestion » par PRA !).

Dans le troisième chapitre, j'ai exposé des résultats de dynamique de populations dans les sept états Zeeman du niveau fondamental du ^{52}Cr en condensat de Bose-Einstein après rotation des spins. Ces résultats ont été obtenus en étroite collaboration avec Kaci Kechadi doctorant théoricien de l'équipe, qui en a effectué les simulations numériques. Nous avons pu ainsi comparer les fruits de nos expériences à des simulations de type champ-moyen obtenues à l'aide de l'équation de Gross-Pitaevskii. Le très bon accord théorie-expérience que nous avons obtenu montre que les effets au-delà du champ-moyen, qui peuvent en principe être créés par les interactions dipôle-dipôle, sont négligeables. Nous avons néanmoins pu observer d'autres phénomènes très intéressants. Ainsi, lorsque l'angle initial entre les spins et le champ magnétique externe est de $\pi/2$, un gradient de champ magnétique entraînant un couplage spin-orbite est nécessaire pour avoir de la dynamique car le champ dipolaire (champ moyen des dipôles magnétiques) est alors aligné avec les spins. Le cas à $\pi/2$ est cependant « pathologique », ainsi, pour un angle $\pi/4$ par exemple, le champ dipolaire n'est plus aligné avec les spins et crée alors le couplage spin-orbite nécessaire à l'enclenchement de la dynamique de spin.

Les résultats du quatrième chapitre font suite à l'observation faite par Kaci Kechadi dans ses simulations que le spin collectif local garde au cours de la dynamique une longueur maximale. Je présente dans ce chapitre des résultats de Kaci indiquant que cette conservation du ferromagnétisme est due au terme en c_1 des interactions de contact dépendantes du spin. La préservation du ferromagnétisme serait ainsi liée à la présence d'un gap en énergie dépendant des interactions de contact qui doit être franchi pour faire diminuer la longueur de spin. Nous avons utilisé cette connaissance empirique du caractère ferromagnétique de notre système pour développer un modèle simplifié de ferrofluide (non présenté dans ma thèse) permettant de montrer que l'effet du gradient est d'exciter des modes de spin de type magnons piégés dans le système, au lieu d'engendrer une précession inhomogène. Les spins oscillent ainsi autour de leur direction initiale avec une faible amplitude. Nous comparons également les résultats théoriques, non pas à la longueur de spin locale qui ne nous est pas accessible expérimentalement, mais à la longueur du spin totale. Celle-ci restant relativement proche de 3, on en conclut qu'il y a non-seulement conservation du ferromagnétisme (les spins gardent une longueur maximale) mais qu'en plus ils restent globalement alignés entre eux, même en présence d'un gradient de champ magnétique entraînant une précession inhomogène, confirmant le résultat obtenu avec le modèle ferrofluide.

Le cinquième chapitre a porté sur des dynamiques de population en réseau 3D. j'ai d'abord présenté des expériences faites en variant la profondeur du réseau entre 0 et $25 E_r$ qui permettent d'étudier le passage du régime superfluide à celui d'isolant de Mott. On a ainsi pu voir qu'en dessous d'environ $8 E_r$, la dynamique ralentit lorsque la profondeur augmente tandis qu'au-dessus de cette valeur la dynamique reste la même quelle que soit la profondeur. Le ralentissement à faible profondeur est assez bien décrit par un modèle de masse effective dans le réseau, confirmant l'importance du transport sur la dynamique des populations de spin en présence d'un gradient de champ magnétique. Ces mesures ont également permis à des collaborateurs théoriciens, internationaux cette fois, de faire des comparaisons avec des modèles approximés ayant pour ambition de décrire la complexité du système lorsqu'on est entre l'état superfluide et l'état de Mott. En effet, les interactions de contact, les interactions dipôle-dipôle et le transport jouent alors un rôle important.

J'ai ensuite présenté des expériences de dynamique de spin en état de Mott avec au plus un atome par site. Dans cette configuration ni les interactions de contact, ni le transport ne contribuent à la dynamique. J'ai comparé les résultats expérimentaux obtenus à des modèles à temps court de champ-moyen et au-delà du champ-moyen, obtenus grâce à un développement perturbatif. J'ai eu le plaisir de développer le modèle au-delà du champ-moyen, relativement simple ; celui de champ-moyen, plus complexe, ayant été développé par nos collaborateurs théoriciens. Ce travail a bénéficié d'une utilisation intensive de Mathematica sans quoi les calculs m'auraient été un peu plus compliqués.

Les résultats obtenus ont également été comparés à un modèle de thermalisation à temps long, suggéré par Ana Maria Rey, montrant que l'état stationnaire atteint par les populations de spin peut être décrit par un état thermique malgré le fait que notre système soit isolé. Ce type de thermalisation quantique est un sujet très intéressant car faisant le lien entre une évolution quantique parfaitement réversible au niveau microscopique et la thermodynamique classique au niveau macroscopique (avec notamment l'irréversibilité découlant du second principe de la thermodynamique). L'*eigenstate thermalization hypothesis* permet d'expliquer pourquoi et comment cette thermalisation s'effectue cependant elle ne donne pas d'échelle de temps pour atteindre l'état d'équilibre et son champ d'application n'est pas parfaitement défini, notamment en ce qui concerne les observables auxquelles elle s'applique.

Nos données ont également encore une fois été comparées à des simulations effectuées par nos

collaborateurs théoriciens internationaux. Ces comparaisons confirment l'observation d'effets au-delà du champ-moyen et pointent vers la création d'états corrélés au cours de la dynamique.

Le développement de ces corrélations, dues aux interactions dipôle-dipôle magnétique, est la cause que nous attribuons à la réduction de la longueur de spin décrite dans le sixième chapitre. Les expériences de ce chapitre ont été particulièrement complexes dans leur réalisation car elles ont nécessité de longues journées de travail pour avoir suffisamment de points pour nos études statistiques. De plus, le nombre faible d'atomes et la difficulté à procéder à une bonne calibration de l'imagerie par absorption ont rendu l'analyse des données particulièrement stimulante (difficile!). Extraire des données les valeurs de longueur du spin collectif a également demandé beaucoup de travail dont une grande partie est à mettre au crédit de Laurent Vernac. Ces résultats sont à leur tour comparés à des simulations, similaires à celles du chapitre précédent. Ici cependant les résultats diffèrent entre la théorie et l'expérience ; ainsi, nous observons expérimentalement, de manière surprenante, une chute plus lente de la longueur de spin que celle prédictive par la simulation. Cette observation montre que la longueur de spin est une observable plus sensible que la simple mesure des populations. Le désaccord avec les simulations peut provenir d'une série d'effets (chauffage dans des bandes excitées, effet tunnel, pertes) qui devraient être mieux caractérisés. Il est cependant remarquable que ces perturbations ne conduisent pas à une diminution du temps de cohérence mesuré par l'interféromètre de Ramsey, mais à une augmentation de ce temps.

Bibliographie

- [1] E. TIESINGA, P. J. MOHR, D. B. NEWELL et B. N. TAYLOR, *The 2018 CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants*, (20 mai 2019) <https://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html> (cf. p. V).
- [2] A. KRAMIDA, Y. RALCHENKO, J. READER et NIST ASD TEAM, *NIST Atomic Spectra Database*, version 5.6.1, National Institute of Standards et Technology, Gaithersburg, MD., (12 mars 2019) <https://physics.nist.gov/asd> (cf. p. V, 55).
- [3] M. PLANCK, « Ueber das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum », *Annalen der Physik* **309**, 553-563 (1901) (cf. p. IX).
- [4] S. N. BOSE, « Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese », *Zeitschrift für Physik* **26**, 178-181 (1924) (cf. p. IX).
- [5] A. EINSTEIN, « Quantentheorie des einatomigen idealen Gases », *Sitzungsberichte der Königlich-Preußischen Akademie der Wissenschaften Physikalisch-mathematische Klasse*, 261-267 (1924) (cf. p. IX).
- [6] A. EINSTEIN, « Quantentheorie des einatomigen idealen Gases, 2. Abhandlung », *Sitzungsberichte der Königlich-Preußischen Akademie der Wissenschaften Physikalisch-mathematische Klasse*, 3-14 (1925) (cf. p. IX).
- [7] A. EINSTEIN, « Zur Quantentheorie des idealen Gases », *Sitzungsberichte der Preußischen Akademie der Wissenschaften Physikalisch-mathematische Klasse*, 18-25 (1925) (cf. p. IX).
- [8] L. PITAEVSKII et S. STRINGARI, *Bose-Einstein Condensation*, The International Series of Monographs on Physics (Oxford University Press, 2003) (cf. p. IX, XIII, 63).
- [9] M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER, M. R. MATTHEWS, C. E. WIEMAN et E. A. CORNELL, « Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor », *Science* **269**, 198-201 (1995) (cf. p. X).
- [10] K. B. DAVIS, M.-O. MEWES, M. R. ANDREWS, N. J. van DRUTEN, D. S. DURFEE, D. M. KURN et W. KETTERLE, « Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms », *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969-3973 (1995) (cf. p. X).
- [11] A. GRIESMAIER, J. WERNER, S. HENSLER, J. STUHLER et T. PFAU, « Bose-Einstein Condensation of Chromium », *Phys. Rev. Lett.* **94**, 160401 (2005) (cf. p. X).
- [12] Q. BEAUFILS, R. CHICIREANU, T. ZANON, B. LABURTHE-TOLRA, É. MARÉCHAL, L. VERNAC, J.-C. KELLER et O. GORCEIX, « All-optical production of chromium Bose-Einstein condensates », *Phys. Rev. A* **77**, 061601 (2008) (cf. p. X, 16).
- [13] V. S. LETOKHOV, « Narrowing of the Doppler Width in a Standing Wave », *JETP Lett.* **7**, 272 (1968) (cf. p. X).
- [14] C. SALOMON, J. DALIBARD, A. ASPECT, H. METCALF et C. COHEN-TANNOUDJI, « Channelling atoms in a laser standing wave », *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1659-1662 (1987) (cf. p. X).
- [15] K. I. PETSAS, A. B. COATES et G. GRYNBERG, « Crystallography of optical lattices », *Phys. Rev. A* **50**, 5173-5189 (1994) (cf. p. XI).

- [16] D. JAKSCH, C. BRUDER, J. I. CIRAC, C. W. GARDINER et P. ZOLLER, « Cold Bosonic Atoms in Optical Lattices », *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3108-3111 (1998) (cf. p. XI).
- [17] M. GREINER, O. MANDEL, T. ESSLINGER, T. W. HÄNSCH et I. BLOCH, « Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms », *Nature* **415**, 39-44 (2002) (cf. p. XII).
- [18] C. COHEN-TANNOUDJI, B. DIU et F. LALOË, *Mécanique quantique*, Collection Enseignement des sciences, 16 vol. 1 (Masson, 1973) (cf. p. XIII).
- [19] A. POUDEROUS, « Refroidissement et piégeage d'atomes de chrome », thèse de doct. (Université Paris XIII, 2007) (cf. p. 3, 8).
- [20] R. CHICIREANU, « Studies of cold chromium atoms in magnetic and optical traps: steps towards Bose-Einstein condensation », thèse de doct. (Université Paris XIII, 2007) (cf. p. 3).
- [21] Q. BEAUFILS, « Condensation de Bose-Einstein du chrome et étude de collisions inélastiques dues aux interactions dipolaires », thèse de doct. (Université Paris XIII, 2009) (cf. p. 3).
- [22] B. PASQUIOU, « Effets de l'interaction dipôle-dipôle sur les propriétés magnétiques d'un condensat de chrome », thèse de doct. (Université Paris XIII, 2011) (cf. p. 3, 34).
- [23] G. BISMUT, « Excitations d'un condensat de Bose-Einstein dipolaire », thèse de doct. (Université Paris XIII, 2012) (cf. p. 3).
- [24] A. DE PAZ, « Échange de spin et dynamique d'aimantation d'un gaz quantique dipolaire », thèse de doct. (Université Paris XIII, 2015) (cf. p. 3, 19, 23).
- [25] B. NAYLOR, « Quantum gases of chromium: thermodynamics and magnetic properties of a Bose-Einstein condensate and production of a Fermi sea », thèse de doct. (Université Paris XIII, 2016) (cf. p. 3, 19, 44).
- [26] A. GRIESMAIER, J. STUHLER, T. KOCH, M. FATTORI, T. PFAU et S. GIOVANAZZI, « Comparing Contact and Dipolar Interactions in a Bose-Einstein Condensate », *Phys. Rev. Lett.* **97**, 250402 (2006) (cf. p. 3).
- [27] T. KOCH, T. LAHAYE, J. METZ, B. FRÖHLICH, A. GRIESMAIER et T. PFAU, « Stabilization of a purely dipolar quantum gas against collapse », *Nature Physics* **4**, 218-222 (2008) (cf. p. 3).
- [28] M. LU, N. Q. BURDICK, S. H. YOUN et B. L. LEV, « Strongly Dipolar Bose-Einstein Condensate of Dysprosium », *Phys. Rev. Lett.* **107**, 190401 (2011) (cf. p. 3).
- [29] K. AIKAWA, A. FRISCH, M. MARK, S. BAIER, A. RIETZLER, R. GRIMM et F. FERLAINO, « Bose-Einstein Condensation of Erbium », *Phys. Rev. Lett.* **108**, 210401 (2012) (cf. p. 3).
- [30] B. NAYLOR, A. REIGUE, É. MARÉCHAL, O. GORCEIX, B. LABURTHE-TOLRA et L. VERNAC, « Chromium dipolar Fermi sea », *Phys. Rev. A* **91**, 011603 (2015) (cf. p. 3, 39).
- [31] B. BRANSDEN, *Atomic Collision Theory*, Lecture notes and supplements in physics (Benjamin-Cummings Pub. Co., 1970) (cf. p. 4).
- [32] L. LANDAU et E. LIFSHITZ, *Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory*, Butterworth-Heinemann (Elsevier Science, 1991) (cf. p. 4).
- [33] J. WERNER, A. GRIESMAIER, S. HENSLER, J. STUHLER, T. PFAU, A. SIMONI et E. TIESINGA, « Observation of Feshbach Resonances in an Ultracold Gas of ^{52}Cr », *Phys. Rev. Lett.* **94**, 183201 (2005) (cf. p. 5).

- [34] B. PASQUIOU, G. BISMUT, Q. BEAUFILS, A. CRUBELLIER, É. MARÉCHAL, P. PEDRI, L. VERNAC, O. GORCEIX et B. LABURTHE-TOLRA, « Control of dipolar relaxation in external fields », *Phys. Rev. A* **81**, 042716 (2010) (cf. p. 5, 7, 65, 104).
- [35] A. de PAZ, B. NAYLOR, J. HUCKANS, A. CARRANCE, O. GORCEIX, É. MARÉCHAL, P. PEDRI, B. LABURTHE-TOLRA et L. VERNAC, « Dipolar atomic spin ensembles in a double-well potential », *Phys. Rev. A* **90**, 043607 (2014) (cf. p. 5, 60).
- [36] B. NAYLOR, É. MARÉCHAL, J. HUCKANS, O. GORCEIX, P. PEDRI, L. VERNAC et B. LABURTHE-TOLRA, « Cooling of a Bose-Einstein Condensate by Spin Distillation », *Phys. Rev. Lett.* **115**, 243002 (2015) (cf. p. 7).
- [37] C. B. ALCOCK, V. P. ITKIN et M. K. HORRIGAN, « Vapour Pressure Equations for the Metallic Elements : 298–2500K », *Canadian Metallurgical Quarterly* **23**, 309-313 (1984) (cf. p. 8).
- [38] B. BOURGET, *Mesure du flux d'une source effusive de chrome*, Rapport de stage de L3, 2008 (cf. p. 8).
- [39] G. BISMUT, B. LABURTHE-TOLRA, É. MARÉCHAL, P. PEDRI, O. GORCEIX et L. VERNAC, « Anisotropic Excitation Spectrum of a Dipolar Quantum Bose Gas », *Phys. Rev. Lett.* **109**, 155302 (2012) (cf. p. 9).
- [40] J. D. WEINSTEIN, « Magnetic trapping of atomic chromium and molecular calcium monohydride », thèse de doct. (Harvard University, 2002) (cf. p. 10).
- [41] R. W. P. DREVER, J. L. HALL, F. V. KOWALSKI, J. HOUGH, G. M. FORD, A. J. MUNLEY et H. WARD, « Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator », *Applied Physics B* **31**, 97-105 (1983) (cf. p. 11).
- [42] J. DALIBARD, *Des cages de lumière pour les atomes : la physique des pièges et des réseaux optiques*, Cours atomes et rayonnement, Collège de France, (2013) https://www.college-de-france.fr/site/jean-dalibard/p1346417470998_content.htm (cf. p. 16, 95, 97).
- [43] R. CHICIREANU, A. POUDEROUS, R. BARBÉ, B. LABURTHE-TOLRA, É. MARÉCHAL, L. VERNAC, J.-C. KELLER et O. GORCEIX, « Simultaneous magneto-optical trapping of bosonic and fermionic chromium atoms », *Phys. Rev. A* **73**, 053406 (2006) (cf. p. 16).
- [44] R. CHICIREANU, Q. BEAUFILS, A. POUDEROUS, B. LABURTHE-TOLRA, É. MARÉCHAL, L. VERNAC, J.-C. KELLER et O. GORCEIX, « Accumulation of chromium metastable atoms into an optical trap », *Eur. Phys. J. D* **45**, 189-195 (2007) (cf. p. 16, 17).
- [45] W. KETTERLE et N. J. VAN DRUTEN, « Evaporative Cooling of Trapped Atoms », in *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, t. 37, sous la dir. de B. BEDERSON et H. WALther (Academic Press, 1996), p. 181-236 (cf. p. 17).
- [46] V. BAGNATO, D. E. PRITCHARD et D. KLEPPNER, « Bose-Einstein condensation in an external potential », *Phys. Rev. A* **35**, 4354-4358 (1987) (cf. p. 17).
- [47] J. H. DENSLAG, J. E. SIMSARIAN, H. HÄFFNER, C. MCKENZIE, A. BROWAEYS, D. CHO, K. HELMERSON, S. L. ROLSTON et W. D. PHILLIPS, « A Bose-Einstein condensate in an optical lattice », *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **35**, 3095-3110 (2002) (cf. p. 22, 24).
- [48] Y. B. OVCHINNIKOV, J. H. MÜLLER, M. R. DOERY, E. J. D. VREDENBREGT, K. HELMERSON, S. L. ROLSTON et W. D. PHILLIPS, « Diffraction of a Released Bose-Einstein Condensate by a Pulsed Standing Light Wave », *Phys. Rev. Lett.* **83**, 284-287 (1999) (cf. p. 24).

- [49] E. TREACY, « Adiabatic inversion with light pulses », *Physics Letters A* **27**, 421-422 (1968) (cf. p. 25).
- [50] L. ALLEN et J. EBERLY, *Optical Resonance and Two-level Atoms*, Dover books on physics and chemistry (Dover, 1987) (cf. p. 25).
- [51] H. AMMANN et N. CHRISTENSEN, « Delta Kick Cooling : A New Method for Cooling Atoms », *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2088-2091 (1997) (cf. p. 33).
- [52] D. BOIRON, C. TRICHÉ, D. R. MEACHER, P. VERKERK et G. GRYNBERG, « Three-dimensional cooling of cesium atoms in four-beam gray optical molasses », *Phys. Rev. A* **52**, R3425-R3428 (1995) (cf. p. 39).
- [53] L. GABARDOS, S. LEPOUTRE, O. GORCEIX, L. VERNAC et B. LABURTHE-TOLRA, « Cooling all external degrees of freedom of optically trapped chromium atoms using gray molasses », *Phys. Rev. A* **99**, 023607 (2019) (cf. p. 39, 55).
- [54] M. LANDINI, S. ROY, L. CARCAGNI, D. TRYPOGEORGOS, M. FATTORI, M. INGUSCIO et G. MODUGNO, « Sub-Doppler laser cooling of potassium atoms », *Phys. Rev. A* **84**, 043432 (2011) (cf. p. 39, 43).
- [55] D. RIO FERNANDES, F. SIEVERS, N. KRETZSCHMAR, S. WU, C. SALOMON et F. CHEVY, « Sub-Doppler laser cooling of fermionic ^{40}K atoms in three-dimensional gray optical molasses », *EPL (Europhysics Letters)* **100**, 63001 (2012) (cf. p. 39).
- [56] A. T. GRIER, I. FERRIER-BARBUT, B. S. REM, M. DELEHAYE, L. KHAYKOVICH, F. CHEVY et C. SALOMON, « Λ -Enhanced Sub-Doppler Cooling of Lithium Atoms in D_1 Gray Molasses », *Phys. Rev. A* **87**, 063411 (2013) (cf. p. 39, 43, 55).
- [57] A. BURCHIANTI, G. VALTOLINA, J. A. SEMAN, E. PACE, M. DE PAS, M. INGUSCIO, M. ZACCANTI et G. ROATI, « Efficient All-Optical Production of Large ^6Li Quantum Gases Using D_1 Gray-Molasses Cooling », *Phys. Rev. A* **90**, 043408 (2014) (cf. p. 39, 43, 55).
- [58] G. COLZI, G. DURASTANTE, E. FAVA, S. SERAFINI, G. LAMPORESI et G. FERRARI, « Sub-Doppler Cooling of Sodium Atoms in Gray Molasses », *Phys. Rev. A* **93**, 023421 (2016) (cf. p. 39, 55).
- [59] S. ROSI, A. BURCHIANTI, S. CONCLAVE, D. S. NAIK, G. ROATI, C. FORT et F. MINARDI, « Λ -Enhanced Grey Molasses on the D_2 Transition of Rubidium-87 Atoms », *Sc. Rep.* **8**, 1 (2018) (cf. p. 39, 55).
- [60] Q. BOUTON, R. CHANG, A. L. HOENDERVANGER, F. NOGRETTE, A. ASPECT, C. I. WESTBROOK et D. CLÉMENT, « Fast production of Bose-Einstein condensates of metastable helium », *Phys. Rev. A* **91**, 061402 (2015) (cf. p. 39, 55).
- [61] M. DREWSEN, U. DRODOFSKY, C. WEBER, G. SCHREIBER et J. MLYNEK, « Sisyphus polarization gradient laser cooling of Cr atoms on the $J = 3$, $J' = 2, 3$ and 4 transitions », *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **29**, L843-L850 (1996) (cf. p. 39).
- [62] J. LIM, J. R. ALMOND, M. A. TRIGATZIS, J. A. DEVLIN, N. J. FITCH, B. E. SAUER, M. R. TARBUCK et E. A. HINDS, « Laser Cooled YbF Molecules for Measuring the Electron's Electric Dipole Moment », *Phys. Rev. Lett.* **120**, 123201 (2018) (cf. p. 40).
- [63] G. ALZETTA, A. GOZZINI, L. MOI et G. ORRIOLS, « An experimental method for the observation of r.f. transitions and laser beat resonances in oriented Na vapour », *Il Nuovo Cimento B (1971-1996)* **36**, 5-20 (1976) (cf. p. 40).

- [64] J. DALIBARD et C. COHEN-TANNOUDJI, « Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models », *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023-2045 (1989) (cf. p. 41, 42, 46).
- [65] D. BOIRON, « Refroidissement et piégeage d'atomes de césium dans des structures lumineuses à faible taux de diffusion », Theses (Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, jan. 1998) (cf. p. 42, 54).
- [66] S. A. HOPKINS et A. V. DURRANT, « Parameters for polarization gradients in three-dimensional electromagnetic standing waves », *Phys. Rev. A* **56**, 4012-4022 (1997) (cf. p. 42).
- [67] M. WEIDEMÜLLER, T. ESSLINGER, M. A. OL'SHANII, A. HEMMERICH et T. W. HÄNSCH, « A Novel Scheme for Efficient Cooling below the Photon Recoil Limit », *Europhysics Letters (EPL)* **27**, 109-114 (1994) (cf. p. 43).
- [68] D. NATH, R. K. EASWARAN, G. RAJALAKSHMI et C. S. UNNIKRISHNAN, « Quantum-interference-enhanced deep sub-Doppler cooling of ^{39}K atoms in gray molasses », *Phys. Rev. A* **88**, 053407 (2013) (cf. p. 43, 55).
- [69] F. SIEVERS, N. KRETZSCHMAR, D. R. FERNANDES, D. SUCHET, M. RABINOVIC, S. WU, C. V. PARKER, L. KHAYKOVICH, C. SALOMON et F. CHEVY, « Simultaneous Sub-Doppler Laser Cooling of Fermionic ^6Li and ^{40}K on the D_1 Line : Theory and Experiment », *Phys. Rev. A* **91**, 023426 (2015) (cf. p. 43, 54, 55).
- [70] G. D. BRUCE, E. HALLER, B. PEAUDECERF, D. A. COTTA, M. ANDIA, S. WU, M. Y. H. JOHNSON, B. W. LOVETT et S. KUHR, « Sub-Doppler laser cooling of ^{40}K with Raman gray molasses on the D_2 line », *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **50**, 095002 (2017) (cf. p. 43).
- [71] D. BOIRON, A. MICHAUD, J. M. FOURNIER, L. SIMARD, M. SPRENGER, G. GRYNBERG et C. SALOMON, « Cold and dense cesium clouds in far-detuned dipole traps », *Phys. Rev. A* **57**, R4106-R4109 (1998) (cf. p. 43).
- [72] F. BARDOU, « Refroidissement laser sub-recul par résonances noires:- expériences avec des atomes d'hélium métastables, - approches Monte-Carlo quantique et vols de Lévy », Theses (Université Paris Sud - Paris XI, mars 1995) (cf. p. 45).
- [73] S. KULIN, « Préparation et manipulation de paquets d'ondes atomiques ultrafroids », Theses (Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, sept. 1997) (cf. p. 45).
- [74] M. T. DEPUE, C. MCCORMICK, S. L. WINOTO, S. OLIVER et D. S. WEISS, « Unity Occupation of Sites in a 3D Optical Lattice », *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2262-2265 (1999) (cf. p. 49).
- [75] J. HU, A. URVOY, Z. VENDEIRO, V. CRÉPEL, W. CHEN et V. VULETIĆ, « Creation of a Bose-condensed gas of ^{87}Rb by laser cooling », *Science* **358**, 1078-1080 (2017) (cf. p. 49).
- [76] V. V. VOLCHKOV, J. RÜHRIG, T. PFAU et A. GRIESMAIER, « Efficient demagnetization cooling of atoms and its limits », *Phys. Rev. A* **89**, 043417 (2014) (cf. p. 54).
- [77] C. TRICHÉ, P. VERKERK et G. GRYNBERG, « Blue-Sisyphus cooling in cesium gray molasses and antidot lattices », *Eur. Phys. J. D* **5**, 225-228 (1999) (cf. p. 55).
- [78] G. SALOMON, L. FOUCHE, P. WANG, A. ASPECT, P. BOUYER et T. BOURDEL, « Gray-molasses cooling of ^{39}K to a high phase-space density », *EPL* **104**, 63002 (2013) (cf. p. 55).

- [79] M. TARNOWSKI, « Implementation and Characterization of a Gray Molasses and of Tunable Hexagonal Optical Lattices for ^{40}K », mém. de mast. (Universität Hamburg, avr. 2015) (cf. p. 55).
- [80] H.-Z. CHEN, X.-C. YAO, Y.-P. WU, X.-P. LIU, X.-Q. WANG, Y.-X. WANG, Y.-A. CHEN et J.-W. PAN, « Production of large ^{41}K Bose-Einstein condensates using D_1 gray molasses », *Phys. Rev. A* **94**, 033408 (2016) (cf. p. 55).
- [81] D. STECK, M. GEHM et T. TIECKE, *Alkali Atoms Properties* (cf. p. 55).
- [82] Y. KAWAGUCHI, H. SAITO et M. UEDA, « Can Spinor Dipolar Effects Be Observed in Bose-Einstein Condensates ? », *Phys. Rev. Lett.* **98**, 110406 (2007) (cf. p. 59, 62, 74).
- [83] K. R. A. HAZZARD, S. R. MANMANA, M. FOSS-FEIG et A. M. REY, « Far-from-Equilibrium Quantum Magnetism with Ultracold Polar Molecules », *Phys. Rev. Lett.* **110**, 075301 (2013) (cf. p. 59, 74, 123).
- [84] K. KECHADI, « Analyse théorique des excitations et des instabilités des condensats de Bose-Einstein spinoriels dipolaires », thèse de doct. (Université Paris XIII, 2019) (cf. p. 59, 60, 65, 78, 88).
- [85] S. LEPOUTRE, K. KECHADI, B. NAYLOR, B. ZHU, L. GABARDOS, L. ISAEV, P. PEDRI, A. M. REY, L. VERNAC et B. LABURTHE-TOLRA, « Spin mixing and protection of ferromagnetism in a spinor dipolar condensate », *Phys. Rev. A* **97**, 023610 (2018) (cf. p. 59, 64, 87).
- [86] D. M. STAMPER-KURN, M. R. ANDREWS, A. P. CHIKKATUR, S. INOUYE, H.-J. MIESNER, J. STENGER et W. KETTERLE, « Optical Confinement of a Bose-Einstein Condensate », *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2027-2030 (1998) (cf. p. 59).
- [87] M. D. BARRETT, J. A. SAUER et M. S. CHAPMAN, « All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate », *Phys. Rev. Lett.* **87**, 010404 (2001) (cf. p. 59).
- [88] J. STENGER, S. INOUYE, D. M. STAMPER-KURN, H.-J. MIESNER, A. P. CHIKKATUR et W. KETTERLE, « Spin domains in ground-state Bose-Einstein condensates », *Nature* **396**, 345-348 (1998) (cf. p. 59).
- [89] H.-J. MIESNER, D. M. STAMPER-KURN, J. STENGER, S. INOUYE, A. P. CHIKKATUR et W. KETTERLE, « Observation of Metastable States in Spinor Bose-Einstein Condensates », *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2228-2231 (1999) (cf. p. 59).
- [90] D. M. STAMPER-KURN, H.-J. MIESNER, A. P. CHIKKATUR, S. INOUYE, J. STENGER et W. KETTERLE, « Quantum Tunneling across Spin Domains in a Bose-Einstein Condensate », *Phys. Rev. Lett.* **83**, 661-665 (1999) (cf. p. 59).
- [91] H. SCHMALJOHANN, M. ERHARD, J. KRONJÄGER, M. KOTTKE, S. van STAAL, L. CACCIAPUOTI, J. J. ARLT, K. BONGS et K. SENGSTOCK, « Dynamics of $F = 2$ Spinor Bose-Einstein Condensates », *Phys. Rev. Lett.* **92**, 040402 (2004) (cf. p. 59).
- [92] M.-S. CHANG, C. D. HAMLEY, M. D. BARRETT, J. A. SAUER, K. M. FORTIER, W. ZHANG, L. YOU et M. S. CHAPMAN, « Observation of Spinor Dynamics in Optically Trapped ^{87}Rb Bose-Einstein Condensates », *Phys. Rev. Lett.* **92**, 140403 (2004) (cf. p. 59).
- [93] B. PASQUIOU, É. MARÉCHAL, G. BISMUT, P. PEDRI, L. VERNAC, O. GORCEIX et B. LABURTHE-TOLRA, « Spontaneous Demagnetization of a Dipolar Spinor Bose Gas in an Ultralow Magnetic Field », *Phys. Rev. Lett.* **106**, 255303 (2011) (cf. p. 60).
- [94] A. de PAZ, A. CHOTIA, E. MARÉCHAL, P. PEDRI, L. VERNAC, O. GORCEIX et B. LABURTHE-TOLRA, « Resonant demagnetization of a dipolar Bose-Einstein condensate in a three-dimensional optical lattice », *Phys. Rev. A* **87**, 051609 (2013) (cf. p. 60).

- [95] A. de PAZ, A. SHARMA, A. CHOTIA, E. MARÉCHAL, J. H. HUCKANS, P. PEDRI, L. SANTOS, O. GORCEIX, L. VERNAC et B. LABURTHE-TOLRA, « Nonequilibrium Quantum Magnetism in a Dipolar Lattice Gas », *Phys. Rev. Lett.* **111**, 185305 (2013) (cf. p. 60, 66, 108).
- [96] DUCLOY, M., « Application du formalisme des états cohérents de moment angulaire à quelques problèmes de physique atomique », *J. Phys. France* **36**, 927-941 (1975) (cf. p. 61).
- [97] Y. ETO, H. SAITO et T. HIRANO, « Observation of Dipole-Induced Spin Texture in an ^{87}Rb Bose-Einstein Condensate », *Phys. Rev. Lett.* **112**, 185301 (2014) (cf. p. 62).
- [98] Y. KAWAGUCHI et M. UEDA, « Spinor Bose-Einstein condensates », *Physics Reports* **520**, 253-381 (2012) (cf. p. 65).
- [99] S. HENSLER, J. WERNER, A. GRIESMAIER, P. SCHMIDT, A. GÖRLITZ, T. PFAU, S. GIOVANAZZI et K. RZAŻEWSKI, « Dipolar relaxation in an ultra-cold gas of magnetically trapped chromium atoms », *Applied Physics B* **77**, 765-772 (2003) (cf. p. 65).
- [100] C. J. PETHICK et H. SMITH, *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases*, 2^e éd. (Cambridge University Press, 2008) (cf. p. 65).
- [101] R. GRIMM, M. WEIDEMÜLLER et Y. B. OVCHINNIKOV, « Optical Dipole Traps for Neutral Atoms », *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics* **42**, 95-170 (2000) (cf. p. 66).
- [102] J. S. SOBECK, J. E. LAWLER et C. SNEDEN, « Improved Laboratory Transition Probabilities for Neutral Chromium and Redetermination of the Chromium Abundance for the Sun and Three Stars », *The Astrophysical Journal* **667**, 1267-1282 (2007) (cf. p. 66).
- [103] P. BLAKIE, A. BRADLEY, M. DAVIS, R. BALLAGH et C. GARDINER, « Dynamics and statistical mechanics of ultra-cold Bose gases using c-field techniques », *Advances in Physics* **57**, 363-455 (2008) (cf. p. 74).
- [104] T.-L. HO, « Spinor Bose Condensates in Optical Traps », *Phys. Rev. Lett.* **81**, 742-745 (1998) (cf. p. 77).
- [105] L. SANTOS et T. PFAU, « Spin-3 Chromium Bose-Einstein Condensates », *Phys. Rev. Lett.* **96**, 190404 (2006) (cf. p. 77).
- [106] S. LEPOUTRE, L. GABARDOS, K. KECHADI, P. PEDRI, O. GORCEIX, E. MARÉCHAL, L. VERNAC et B. LABURTHE-TOLRA, « Collective Spin Modes of a Trapped Quantum Ferrofluid », *Phys. Rev. Lett.* **121**, 013201 (2018) (cf. p. 77, 81, 87, 89).
- [107] M. LEVITT, *Spin Dynamics: Basics of Nuclear Magnetic Resonance*, 2^e éd. (Wiley, 2008) (cf. p. 78).
- [108] E. YUKAWA et M. UEDA, « Hydrodynamic description of spin-1 Bose-Einstein condensates », *Phys. Rev. A* **86**, 063614 (2012) (cf. p. 78).
- [109] M. KRÄMER, L. PITAEVSKII et S. STRINGARI, « Macroscopic Dynamics of a Trapped Bose-Einstein Condensate in the Presence of 1D and 2D Optical Lattices », *Phys. Rev. Lett.* **88**, 180404 (2002) (cf. p. 95).
- [110] C. FORT, F. S. CATALIOTTI, L. FALLANI, F. FERLAINO, P. MADDALONI et M. INGUSCIO, « Collective Excitations of a Trapped Bose-Einstein Condensate in the Presence of a 1D Optical Lattice », *Phys. Rev. Lett.* **90**, 140405 (2003) (cf. p. 95).
- [111] R. CHANG, S. POTNIS, R. RAMOS, C. ZHUANG, M. HALLAJI, A. HAYAT, F. DUQUE-GOMEZ, J. E. SIPE et A. M. STEINBERG, « Observing the Onset of Effective Mass », *Phys. Rev. Lett.* **112**, 170404 (2014) (cf. p. 95).

- [112] P. FERSTERER, A. SAFAVI-NAINI, B. ZHU, L. GABARDOS, S. LEPOUTRE, L. VERNAC, B. LABURTHE-TOLRA, P. B. BLAKIE et A. M. REY, « Dynamics of an itinerant spin-3 atomic dipolar gas in an optical lattice », *Phys. Rev. A* **100**, 033609 (2019) (cf. p. 98, 100, 102).
- [113] A. de PAZ, P. PEDRI, A. SHARMA, M. EFREMOV, B. NAYLOR, O. GORCEIX, E. MARÉCHAL, L. VERNAC et B. LABURTHE-TOLRA, « Probing spin dynamics from the Mott insulating to the superfluid regime in a dipolar lattice gas », *Phys. Rev. A* **93**, 021603 (2016) (cf. p. 100).
- [114] T. KIMURA, S. TSUCHIYA et S. KURIHARA, « Gutzwiller study of spin-1 bosons in an optical lattice », *J Low Temp Phys* **138**, 651-656 (2005) (cf. p. 101).
- [115] M. YAMASHITA et M. W. JACK, « Spin structures of spin-1 bosonic atoms trapped in an optical lattice with harmonic confinement », *Phys. Rev. A* **76**, 023606 (2007) (cf. p. 101).
- [116] J. SCHACHENMAYER, A. PIKOVSKI et A. M. REY, « Many-Body Quantum Spin Dynamics with Monte Carlo Trajectories on a Discrete Phase Space », *Phys. Rev. X* **5**, 011022 (2015) (cf. p. 101).
- [117] J. SCHACHENMAYER, A. PIKOVSKI et A. M. REY, « Dynamics of correlations in two-dimensional quantum spin models with long-range interactions : a phase-space Monte-Carlo study », *New Journal of Physics* **17**, 065009 (2015) (cf. p. 101).
- [118] A. POLKOVNIKOV, « Phase space representation of quantum dynamics », *Annals of Physics* **325**, 1790-1852 (2010) (cf. p. 101).
- [119] J. M. DEUTSCH, « Quantum statistical mechanics in a closed system », *Phys. Rev. A* **43**, 2046-2049 (1991) (cf. p. 103).
- [120] M. SREDNICKI, « Chaos and quantum thermalization », *Phys. Rev. E* **50**, 888-901 (1994) (cf. p. 103).
- [121] M. RIGOL, V. DUNJKO et M. OLSHANII, « Thermalization and its mechanism for generic isolated quantum systems », *Nature* **452**, 854-858 (2008) (cf. p. 103).
- [122] L. D'ALESSIO, Y. KAFRI, A. POLKOVNIKOV et M. RIGOL, « From quantum chaos and eigenstate thermalization to statistical mechanics and thermodynamics », *Advances in Physics* **65**, 239-362 (2016) (cf. p. 103).
- [123] S. LEPOUTRE, J. SCHACHENMAYER, L. GABARDOS, B. ZHU, B. NAYLOR, É. MARÉCHAL, O. GORCEIX, A. M. REY, L. VERNAC et B. LABURTHE-TOLRA, « Out-of-equilibrium quantum magnetism and thermalization in a spin-3 many-body dipolar lattice system », *Nat Commun* **10**, 1714 (2019) (cf. p. 103, 107, 110, 112).
- [124] B. HALL et B. HALL, *Lie Groups, Lie Algebras, and Representations: An Elementary Introduction*, Graduate Texts in Mathematics (Springer, 2003) (cf. p. 109).
- [125] L. GABARDOS, B. ZHU, S. LEPOUTRE, A. M. REY, B. LABURTHE-TOLRA et L. VERNAC, « Relaxation of the Collective Magnetization of a Dense 3D Array of Interacting Dipolar $S = 3$ Atoms », *Phys. Rev. Lett.* **125**, 143401 (2020) (cf. p. 121, 122).
- [126] A. CHOTIA, B. NEYENHUIS, S. A. MOSES, B. YAN, J. P. COVEY, M. FOSS-FEIG, A. M. REY, D. S. JIN et J. YE, « Long-Lived Dipolar Molecules and Feshbach Molecules in a 3D Optical Lattice », *Phys. Rev. Lett.* **108**, 080405 (2012) (cf. p. 134).

Dynamique hors équilibre de spins couplés par interaction dipolaire en condensat de Bose-Einstein et en réseau optique

Cette thèse porte principalement sur l'étude de dynamiques de spin effectuées dans des gaz quantiques de chrome bosonique ; atomes ayant un large moment magnétique, permettant potentiellement l'observation d'effets des interactions dipôle-dipôle magnétiques.

Les expériences présentées sont effectuées en plaçant le système dans un état hors équilibre par rotation des spins d'un angle θ par rapport à leur direction initiale, anti-alignée avec le champ magnétique externe. Les populations des $2s + 1 = 7$ états Zeeman évoluent alors au cours du temps, et sont mesurées à l'aide d'une procédure de Stern-Gerlach. La norme du spin total des atomes est également mesurée, par interférométrie Ramsey.

Les expériences en condensat montrent un bon accord avec des simulations de type champ-moyen et permettent de mettre en évidence un phénomène de conservation du ferromagnétisme attribué aux interactions de contact dépendantes du spin. L'influence des paramètres expérimentaux sur la dynamique est également étudiée, notamment le gradient de champ magnétique et l'angle initial θ . On observe ainsi qu'un couplage spin-orbite est nécessaire pour initier la dynamique de population. Pour $\theta \neq \pi/2$, ce couplage peut être assuré par les interactions dipôle-dipôle. À $\theta = \pi/2$ en revanche, la présence d'un gradient de champ magnétique est nécessaire. Dans ce cas, la dynamique est d'autant plus forte et rapide que le gradient est élevé.

Les expériences en réseau profond (régime de Mott), où les atomes sont fixés sur les sites du réseau, permettent de mettre en évidence des effets au-delà du champ-moyen dus aux interactions dipôle-dipôle. De plus, le système, bien qu'isolé, tend vers un état d'apparence thermique, phénomène que nous attribuons à un processus de thermalisation quantique. La mesure de la norme du spin total pour ces expériences montre un comportement très différent du cas en condensat, celle-ci diminuant rapidement vers une valeur proche de zéro. Contrairement à la dynamique de population, la dynamique de la norme du spin n'est pas parfaitement reproduite par les simulations au-delà du champ-moyen, ce qui pourrait être partiellement expliqué par un phénomène de chauffage.

Le manuscrit traite également d'une méthode de refroidissement et compression des atomes en piège optique à l'aide de mélasses grises. Cette méthode a permis d'augmenter la densité dans l'espace des phases des atomes chargés dans le piège d'un facteur environ 340, ce qui correspond à une valeur d'environ $2,3 \times 10^{-3}$.

Mots-clés : condensat de Bose-Einstein, réseau optique, interactions dipolaires, magnétisme quantique, mélasses grises.

Out-of-equilibrium dynamics of spins coupled by dipolar interaction in Bose-Einstein condensate and optical lattice

This thesis focuses mainly on the study of spin dynamics in bosonic chromium quantum gases; atoms possessing a large magnetic moment, which potentially allows for the observation of magnetic dipole-dipole interactions. The experiments presented consist in placing the system in an out-of-equilibrium state by rotating the spins by an angle θ with respect to their initial orientation, anti-aligned with the external magnetic field. The populations in the $2s + 1 = 7$ Zeeman states then evolve with time and are measured through a Stern-Gerlach procedure. The norm of the total spin of the atomic ensemble is also measured, by Ramsey interferometry.

The BEC experiments are in good agreement with mean-field simulations and show that the ferromagnetic character of the condensate is conserved, which is attributed to spin dependent contact interactions. The effects of experimental parameters on the dynamics are studied, in particular the magnetic field gradient and the initial angle θ . We observe that a spin-orbit coupling is necessary to start the dynamics. When $\theta \neq \pi/2$, this coupling can be provided through dipole-dipole interactions. On the other hand, when $\theta = \pi/2$, a non-zero magnetic field gradient is necessary. In this case, the dynamics is faster and more important for larger gradients.

The experiments made in a deep lattice (Mott regime), where atoms are fixed at their lattice site, display out of mean-field effects due to dipole-dipole interactions. Furthermore, the system, despite being isolated, reaches a seemingly thermal state, phenomenon which is attributed to a process of quantum thermalization. The measurement of the norm of the total spin for these experiments shows a very different behavior compared to the BEC case, since it decreases rapidly toward a near-zero value. Unlike the population dynamics, the norm dynamics is not well reproduced by beyond mean-field simulations, which could be due, at least partially, to a heating phenomenon.

The manuscript also presents a new method for cooling and compressing the atoms in a dipolar trap using gray molasses. This method allowed us to raise the phase space density of the trapped atoms by a factor of around 340, leading to a value of around $2,3 \times 10^{-3}$.

Keywords: Bose-Einstein condensate, optical lattice, dipolar interactions, quantum magnetism, gray molasses.